

MARTIN ALLARD

**AUTO-PULSATION D'UN LASER
RÉALISÉ À PARTIR D'UN
AMPLIFICATEUR À
SEMI-CONDUCTEURS EN CAVITÉ
EXTERNE DE TYPE FABRY-PEROT**

Thèse présentée
à la Faculté des études supérieures de l'Université Laval
dans le cadre du programme de doctorat en génie électrique
pour l'obtention du grade de Philosophiae Doctor (Ph. D.)

DÉPARTEMENT DE GÉNIE ÉLECTRIQUE ET DE GÉNIE INFORMATIQUE
FACULTÉ DES SCIENCES ET DE GÉNIE
UNIVERSITÉ LAVAL
QUÉBEC

2008

© MARTIN ALLARD, 2008

Résumé

Les résultats expérimentaux qui ont conduit à cette thèse se résument à l'observation d'un régime d'opération laser qui favorise une émission impulsionnelle de son intensité optique au détriment d'une intensité continue. Le laser de type Fabry-Perot (FP) qui permet ces observations est basé sur un amplificateur à semi-conducteurs (SOA) formé de multiples puits quantiques qui affichent un comportement laser suite aux rétroactions optiques provenant des miroirs externes. Le régime d'opération impulsionnelle est qualifié de régime auto-pulsé par l'absence d'un absorbant saturable explicitement introduit dans la cavité laser.

Le régime d'auto-pulsation se caractérise par un train d'impulsions stables ayant une fréquence de pulsation variable entre 2 GHz et 11 GHz. La longueur totale de la cavité laser étudiée varie entre 4 cm et 44 cm de sorte que la fréquence de pulsation est généralement un multiple entier de l'inverse du temps de parcours dans la cavité. La durée des impulsions, parfois asymétriques, varie entre 30 ps et 200 ps. L'auto-pulsation s'observe pour des courants d'injection entre $1.4 I_{th}$ et $11.1 I_{th}$, où I_{th} est le courant seuil. Le filtrage optique à l'intérieur de la cavité a peu d'influence sur la dynamique temporelle des impulsions. Le courant d'injection, la qualité de l'alignement optique des miroirs externes et la variation locale (sur quelques centimètres) de la distance miroir-SOA sont les trois principaux paramètres qui dictent la dynamique laser.

La modélisation numérique du SOA ainsi que du laser FP en cavité externe constitue l'autre centre d'intérêt de cette thèse. Le modèle est fondé sur la résolution d'équations différentielles spatio-temporelles qui couplent les champs électriques aux porteurs du SOA. Outre les résultats de la modélisation du SOA, la modélisation du dispositif laser FP en cavité externe reçoit une attention particulière. Les résultats montrent une opération laser en régime d'auto-pulsation pour une plage de courant étendue. Les impulsions qui composent le train d'impulsions se caractérisent par des impulsions d'une durée approximative de 10 ps ayant une sous-structure formée d'impulsions rapides aux amplitudes crêtes variables.

Abstract

This thesis reports on the experimental observations of an external cavity multi-mode laser showing a preferred state of self-pulsation rather than CW intensity. The experiments were conducted under DC-current pumping and no saturable absorber was introduced. The laser gain is provided by a multiple quantum well semiconductor optical amplifier (SOA).

The laser can be set to emit a harmonic train of pulses with a repetition rate ranging between 2 GHz and 11 GHz. The cavity length was varied between 4 cm and 44 cm. The pulses, sometimes asymmetric in shape, have a duration within 30 ps and 200 ps. Self-pulsing was observed for a wide range of injected current ($1.4 I_{th}$ to $11.1 I_{th}$, where I_{th} is the threshold current). Intra-cavity spectral filtering has minimal impact of the temporal behavior of the pulse train. The SOA's injected current, the mirrors alignment and a local variation of the cavity length (within a few centimeters) are the most impacting parameters on the pulse shape and repetition rate.

Numerical modeling of the SOA and the SOA based Fabry-Perot laser is the second major contribution offered by the thesis. The model numerically solves a set of coupled rate equations where the electric fields, propagating in both directions, are coupled to the SOA carriers via the electric susceptibility, which defines the complex gain/absorption of the SOA. Classical results simulating the stand-alone SOA are presented. More emphasis is put on the simulation of the external cavity FP laser. The simulation results are showing, just like the experimental results, a preferred state of self-pulsation over a wide range of injected current. The simulated pulses, slightly asymmetric in shape, have a duration of approximately 10 ps. Moreover, shorter pulses having fluctuating peak amplitudes form the primary pulses.

Remerciements

Les quelques paragraphes qui suivent sont dédiés à la reconnaissance des personnes participantes, de près ou de loin, à la réussite et à l'achèvement des travaux recueillis dans cette thèse. Personne ne peut dénier l'importance d'oeuvrer dans une atmosphère stimulante, dynamique, amicale et enrichissante. Voilà quatre mots simples qui résument bien mon passage au Centre d'optique, photonique et laser (COPL).

À mes amours, Marylène et Stella, qui m'ont accompagné volontairement ou non, dans cette odyssee. Vos sourires m'énergisent et surtout relativisent les efforts du quotidien. Spécialement à Marylène, je tiens à souligner ta patience envers l'écrivain lent que je suis. Merci pour ton amour et tes encouragements. Tu m'as donné la force quand j'en ai eu besoin. Je souhaite pouvoir rattraper le temps perdu qui te revient. Je t'aime comme mère de notre Stella et t'adore comme compagne de vie.

À mes parents, Louise et Pierre, qui ont forgé le nid familial qui m'a permis de voler de mes propres ailes. Parmi les qualités qui me sont venues à vous imiter, la persévérance est celle que je retiens la plus utile pour mes travaux de thèse. Merci de votre amour et de l'appui voué à la présente cause. À mon frère Jason, qui se surpasse année après année. Je suis fier de toi et de la famille que tu bâtis.

À Pierre Tremblay, pour tout l'appui comme directeur de thèse, mais surtout pour l'inoubliable amitié. Je souligne le côté jovial de ta personnalité qui découle d'un esprit jeune à jamais. Je veux porter une attention toute particulière sur mon appréciation pour ta participation active dans la recherche. Cette appréciation est augmentée par ton dévouement à la réussite d'un projet qui ne coïncide pas avec tes activités principales de recherche. J'ai une admiration particulière pour tes habilités face aux processus stochastiques de ce monde. Sans tes interventions multiples, je serais noyé dans le bruit ... Merci pour ces contributions et pour tout le reste!

À Michel Piché, codirecteur et en quelque sorte instigateur du sujet de recherche. Un remerciement particulier vous revient également pour avoir accepté de superviser un

sujet en bordure de vos travaux principaux. Je souligne votre dévouement à la science et à la réussite de nombreuses thèses. Je voue une admiration spéciale pour le défi personnel que vous avez traversé avec brio. Merci aussi pour vos remarques toujours imprimées de sagesse.

Mon passage au doctorat fut marqué par une adresse civique banale en soi, le 174 René-Lévesque, qui sous-tend une profonde amitié avec deux jeunes hommes qui méritent mon plus grand respect. Dana Smith, François Brunet et moi-même avons partagé quelque quatre années de cohabitation très enrichissante pour ma part. J'aurais beaucoup à dire pour les remercier de leur apport à ma personnalité. Je me contenterai de souligner qu'un grand nombre de souvenirs heureux me viennent à l'esprit, et que j'espère, malgré la distance qui nous sépare, pouvoir renouer régulièrement avec ces personnages. Je vous salue les copains ...

Aux collègues du COPL, trop nombreux pour en dresser la liste. Vous êtes les responsables de l'ambiance idéale qui règne au centre de recherche. J'ignore encore la raison qui explique une telle densité de belles personnalités. Je garderai en souvenir vos participations actives aux événements sociaux qui ont forgé l'esprit d'équipe. Au plaisir de nous revoir !

Finalement, je souhaite faire part de ma reconnaissance envers les organismes, les entreprises ainsi que les personnes ayant contribué au financement de ce projet. Je pense à la générosité du Fonds pour la formation de chercheurs et l'aide à la recherche (FCAR). Je profite de l'occasion pour remercier le professeur Michel Têtu qui, de par son implication active dans la demande de bourse, est responsable en grande partie de notre réussite dans l'obtention de cette bourse d'excellence. Je tiens à remercier l'Institut canadien pour les innovations en photonique (ICIP) de son appui sous forme d'une bourse d'excellence. Je souligne l'implication de la compagnie Dicos technologie par l'intermédiaire d'une bourse d'excellence. Il me faut également souligner la participation financière de mes directeurs de recherche, Pierre Tremblay et Michel Piché, de par leurs fonds de recherche personnels, mais également ceux obtenus en cours de route. Merci également au professeur Sophie Larochelle de m'avoir accordé la confiance, l'expérience et la rémunération en tant qu'aide-enseignant.

Table des matières

Résumé	i
Abstract	ii
Remerciements	iii
Table des matières	v
Liste des figures	ix
Liste des tableaux	xii
Préface	1
Introduction	3
Organisation du document	4
Note de l'auteur	5
1 Travaux sur les lasers semi-conducteurs en régime pulsé	6
1.1 Techniques classiques de pulsation	7
1.1.1 Régime de synchronisation modale passive	7
Régime de collision d'impulsions	9
1.1.2 Régime à déclenchement passif	9
1.1.3 Régime de synchronisation modale de polarisation	11
1.1.4 Régime de synchronisation modale par cavités couplées	11
1.2 Régime d'auto-pulsation	12
1.2.1 Doubles porteurs	13
1.2.2 Rétroaction optique	14
Fluctuations à basse fréquence	16
Effet d'un pivotement du miroir	18
1.2.3 Compétition/succession modale : régime anti-phase	18
1.3 Catégories répertoriées de lasers auto-pulsés	21
1.3.1 Lasers DFB multi-sections	21

1.3.2	Lasers de type VCSEL	23
1.3.3	Laser basé sur un SOA	23
1.3.4	Mélange à quatre ondes	27
	Laser Fabry-Perot avec conversion phase-amplitude	27
	Laser Fabry-Perot avec dispersion compensée	28
	SOA et laser Fabry-Perot fait de lignes quantiques	30
1.4	Conclusion	31
2	Observations expérimentales	34
2.1	Régime statique	34
2.1.1	Amplificateur	35
	Méthodologie expérimentale	35
	Émission spontanée amplifiée	38
	Amplification d'un signal	41
2.1.2	Laser FP en cavité externe	45
	Courbe $L - I$	45
	Laser mono-miroir	47
2.2	Régime dynamique	49
2.2.1	Laser en régime d'auto-pulsation	49
	Méthodologie expérimentale	49
	Conditions favorisant le régime auto-pulsé	52
	Résultats typiques	53
	Largeur typique d'une tonalité du spectre RF	57
	Stabilité du régime auto-pulsé	59
	Filtrage optique	59
	Variation de la longueur d'onde centrale	61
	Variation du courant d'injection	62
	Variation de la longueur de la cavité	65
	Variation de la température du SOA	67
	Impulsion de forme spéciale	68
	Profil transversal	70
2.2.2	Laser en régime chaotique	71
2.2.3	Laser en régime de synchronisation modale active	73
2.3	Conclusion	77

3	Théorie et modélisation	82
3.1	Capture et fuite des porteurs dans les puits quantiques	83
3.2	Susceptibilité électrique	86
3.2.1	Gain asymétrique	88
3.2.2	Couplage phase-amplitude : facteur d'élargissement de la raie	91
3.2.3	Susceptibilité avec terme de compression	92
3.2.4	Gain uniforme	95
3.3	Quatre équations différentielles couplées	95
3.3.1	Champs électriques	96
3.3.2	Porteurs	98
3.3.3	Forces de Langevin	101
3.4	Conclusion	102
4	Modélisation et simulations numériques	104
4.1	Structure du simulateur	104
4.1.1	Généralités	105
4.1.2	Équations différentielles	111
4.1.3	Gain	113
	Gain asymétrique	114
	Gain uniforme	114
4.1.4	Méthode de Runge-Kutta	115
4.1.5	Propagation et filtrage du gain	116
	Fréquence instantanée	117
	Filtrage numérique	118
4.1.6	Forces de Langevin	120
4.1.7	Conditions aux frontières	121
4.1.8	Valeurs nominales pour les paramètres du simulateur	123
4.2	Généralités du simulateur	125
4.3	Résultats pour le dispositif amplificateur	126
4.3.1	Émission spontanée amplifiée	126
4.3.2	Amplification d'un signal CW	133
4.3.3	Amplification d'un signal pulsé	137
4.4	Résultats pour le dispositif laser	140
4.4.1	Laser monolithique	140
4.4.2	Laser en cavité externe	142
	Courte cavité externe	143
	Paramètres critiques dans l'obtention de l'auto-pulsation	148
	Effet de l'élongation de la cavité externe	152
4.5	Conclusion	158

Conclusion générale	161
Perspectives	166
Références bibliographiques	168
A Dérivations des forces de Langevin	176
A.1 Corrélations des sources de bruit	178
A.1.1 Champs A^\pm	178
A.1.2 Porteurs N_a	179
A.1.3 Porteurs N_b	180
A.2 Covariances des sources de bruit	180
A.2.1 Champs A^\pm – porteurs N_a	180
A.2.2 Porteurs N_a – porteurs N_b	181
A.3 Matrice de corrélation des sources de bruit	181
A.4 Intégration pour une approche numérique	185
B Symboles	186
C Sigles et acronymes	190

Liste des figures

1.1	Évolution de la dynamique laser en fonction de la force de rétroaction optique.	16
1.2	Dynamique temporelle de la puissance d'un laser en régime de fluctuations à basse fréquence.	17
1.3	Dynamique laser anti-phase.	19
1.4	Dynamique anti-phase à basses fréquences et synchronisation modale aux hautes fréquences.	20
1.5	Régime auto-pulsé du laser VCSEL de Logginov.	24
1.6	Régime « pulsé » du laser SOA de Wong <i>et al.</i>	25
1.7	Régime pulsé-modulé du laser SOA de Wong <i>et al.</i>	26
1.8	Schéma explicatif de l'origine de l'auto-pulsation du laser de [WON00].	26
2.1	Montage expérimental permettant la caractérisation de l'émission spontanée amplifiée du SOA.	35
2.2	Dispositif SOA dans son boîtier de type <i>Butterfly</i>	36
2.3	Courbe $L - I$ de l'émission spontanée amplifiée du SOA.	38
2.4	Spectres optiques de l'émission spontanée amplifiée du SOA.	40
2.5	Montage expérimental permettant la caractérisation de l'amplification d'un signal CW par le SOA.	42
2.6	Amplification d'un signal continu en fonction du courant du SOA ainsi qu'en fonction de la puissance injectée.	43
2.7	Facteur de gain pour l'amplification d'un signal continu en fonction de la longueur d'onde.	44
2.8	Montage expérimental du laser Fabry-Perot utilisant le SOA comme milieu de gain.	45
2.9	Courbe $L - I$ du laser SOA en cavité Fabry-Perot.	46
2.10	Spectres optiques de l'ASE ré-amplifiée.	48
2.11	Montage expérimental du laser en régime d'auto-pulsation ou en régime chaotique.	51
2.12	Résultats typiques de la dynamique auto-pulsée.	56
2.13	Spectre RF permettant la mesure de la largeur de la composante à la fréquence fondamentale.	58

2.14	Segments d'une trace temporelle sur $20 \mu s$ montrant la stabilité du train d'impulsions.	60
2.15	Spectre optique de l'émission laser auto-pulsée en présence du réseau de diffraction.	61
2.16	Évolution du train d'impulsions en fonction de la longueur d'onde centrale du spectre optique.	62
2.17	Évolution du train d'impulsions en fonction du courant d'injection. . .	63
2.18	Évolution du train d'impulsions en fonction de la longueur de la cavité laser.	66
2.19	Évolution du train d'impulsions en fonction de la température du SOA.	68
2.20	Traces temporelles de trains d'impulsions de forme spéciale.	69
2.21	Profil transversal de la distribution énergétique du faisceau laser.	71
2.22	Spectres optiques lorsque le laser est en régime chaotique.	72
2.23	Segments d'une trace temporelle sur $20 \mu s$ montrant l'instabilité du laser.	73
2.24	Montage expérimental du laser en régime de synchronisation modale active.	74
2.25	Laser en régime de synchronisation modale active.	76
3.1	Schématisation d'un SOA et des mécanismes de transport de charge.	84
3.2	Susceptibilité électrique et sa dépendance en fréquence.	88
3.3	Gain maximum et gain différentiel en fonction de la densité des porteurs de la zone active.	90
3.4	Facteur d'élargissement de la raie et sa dépendance en fréquence et en densité de porteurs.	92
3.5	Temps de vie des porteurs de la zone active.	100
3.6	Taux de fuite des porteurs dans les puits quantiques vers la zone de pompage.	101
4.1	Schématisation de la méthode de discrétisation d'un laser en cavité externe.	106
4.2	Schématisation de la structure du simulateur.	108
4.3	Évolution temporelle de la puissance d'ASE en sortie du laser et des porteurs de charges dans le SOA.	128
4.4	Distribution le long du SOA des champs et porteurs pour une simulation d'ASE.	129
4.5	Spectre optique de l'ASE.	130
4.6	Courbe $L - I$ et densité des porteurs pour une simulation d'ASE.	132
4.7	Amplification d'un signal CW injecté dans le SOA.	134
4.8	Distribution le long du SOA de la puissance et des porteurs lors de l'amplification d'un signal CW.	135
4.9	Facteur de gain pour l'amplification d'un signal CW en fonction de la fréquence de la porteuse optique.	136
4.10	Amplification d'un signal pulsé injecté dans le SOA.	138

4.11	Combinaison sur le même graphique des puissances optiques et des densités de porteurs.	139
4.12	Évolution temporelle d'un dispositif laser monolithique.	141
4.13	Courbe $L - I$ pour un dispositif laser monolithique.	142
4.14	Évolution temporelle d'un dispositif laser en courte cavité et affichant un régime d'auto-pulsation.	144
4.15	Puissance optique sur 200 ps pour un dispositif laser en régime d'auto-pulsation.	146
4.16	Spectre optique du dispositif laser en régime d'auto-pulsation.	147
4.17	Courbe $L - I$ du dispositif laser courte cavité et affichant un régime d'auto-pulsation.	148
4.18	Évolution temporelle montrant la perte du régime d'auto-pulsation. . .	153
4.19	Évolution temporelle d'un dispositif laser en régime d'auto-pulsation obtenue avec une longue cavité.	154
4.20	Puissance optique sur 200 ps pour un dispositif laser longue cavité et en régime d'auto-pulsation.	155
4.21	Spectre optique du dispositif laser longue cavité montrant un régime d'auto-pulsation.	156
4.22	Puissance optique sur 200 ps pour le dispositif laser longue cavité et pour un courant de 100 mA.	157

Liste des tableaux

4.1	Paramètres du simulateur reliés au SOA.	123
4.2	Paramètres du simulateur reliés à la cavité laser.	124
4.3	Paramètres du simulateur reliés aux choix de simulation.	125
B.1	Liste des symboles utilisés et leur description.	186
C.1	Liste des sigles et acronymes utilisés.	190

Préface

La Préface vise à rendre compte du contexte de la recherche qui a mené à l'étude expérimentale et numérique d'un laser affichant une préférence pour le régime impulsionnel. À l'image de plusieurs thèses de ce monde, l'objectif initialement proposé n'a pu être poursuivi, faute de sources laser appropriées.

À l'origine du projet de thèse, l'idée de Michel Piché était de bâtir un peigne de références en fréquence à partir d'un laser à semi-conducteur en régime de synchronisation modale passive. L'originalité du projet se basait sur le contrôle de l'espacement en fréquence par effet Talbot temporel. Les étalons de fréquence optique étant une expertise développée au laboratoire, Pierre Tremblay allait assurer, par sa compétence, la relève de Michel Têtu quittant le monde universitaire pour savourer les défis de l'entrepreneuriat.

Dans le cadre des démarches pour l'obtention de sources laser spécialisées pour le projet (double contacts sur la ligne d'injection pour permettre l'opération classique de la synchronisation modale passive), un amplificateur à semi-conducteurs nous fut gracieusement donné par la compagnie *Nortel Networks*.

Entre temps, le monde des technologies de télécommunications subissait un « ralentissement » que tous, a posteriori, s'accordent pour dire qu'il ne pût en être autrement. Dans la même lancée, nos espoirs d'obtenir les lasers spéciaux dégingolèrent au rythme des actions de *Nortel Networks*.

Soit, à cette époque et même encore, rien ne pouvait décourager les ambitions nerveuses d'un jeune étudiant au doctorat. Les bonnes relations entre l'Université de Sherbrooke et l'Université Laval ont permis, par la gentillesse de Vincent Aimez, une brève collaboration dans le but de développer un miroir absorbant saturable. Ce miroir allait compléter le laser basé sur l'amplificateur à semi-conducteurs obtenu précédemment.

Entre temps, le montage expérimental qui allait servir pour caractériser la dynamique des lasers espérés se concrétisait. L'achat d'un autocorrélateur optique est un autre élément important de cette thèse. C'est avec l'autocorrélateur que les premières observations du phénomène d'auto-pulsation ont été observées. La dynamique laser observée, avec ou sans miroirs absorbants saturables (tant ceux développés à l'Université de Sherbrooke que ceux achetés commercialement) n'affichait pas d'amélioration du train d'impulsions. Pour ces raisons et pour satisfaire notre curiosité, nous avons choisi de pousser la compréhension du phénomène d'auto-pulsation du laser basé sur l'amplificateur à semi-conducteur.

Dans les mois qui ont suivi, l'achat de deux oscilloscopes, aux caractéristiques très appropriées pour étudier la dynamique sur une échelle de temps de l'ordre de la picoseconde, allait offrir une simplicité d'analyse très appréciée.

Voilà en *quelques mots* le parcours sous-jacent de cette thèse qui mène à ces *quelques chapitres*.

Introduction

Cette thèse traite du phénomène d'auto-pulsation observé chez un laser de type Fabry-Perot dont le milieu de gain est un amplificateur à semi-conducteurs. Le terme auto-pulsation, dont la définition sera circonscrite dans le cadre de la revue de la littérature, désigne la propriété du laser à émettre une intensité à caractère impulsionnel plutôt qu'une puissance constante malgré une application en continu de son courant d'injection et ce, sans l'introduction d'un absorbant saturable. Le phénomène d'auto-pulsation s'insère dans une terminologie plus générale, soit les *instabilités* laser, qui englobe l'ensemble des phénomènes.

Tel que cité par van Tartwijk et Agrawal [VAN98], l'observation du phénomène d'auto-pulsation fut rapportée dans les masers aussitôt qu'en l'année 1958. Pour les lasers, selon [MIR99], les premières observations du phénomène d'auto-pulsation furent rapportées en 1968. À cette époque et pendant de nombreuses années les *instabilités* laser étaient perçues de manières négatives, car les lasers ne livraient pas ce pour quoi ils étaient développés. De nos jours, l'intérêt pour comprendre l'origine de ces instabilités connaît une revitalisation. L'étude de ces instabilités permet une connaissance approfondie des dynamiques laser qui, dans certains cas, trouvent applications dans plusieurs sphères de la science moderne telles l'optique, la chimie, la biologie et même le trafic routier [PIE03].

De manière générale, le développement des lasers en régime impulsionnel connaît une croissance marquée depuis l'effervescence associée aux technologies de l'information. En particulier chez les lasers à semi-conducteurs, maints efforts ont été consacrés pour développer des sources qui offrent à la fois des impulsions ultra-courtes et des fréquences de pulsation excédant plusieurs centaines de GHz. Ces sources trouvent leurs applications, par exemple, dans le recouvrement tout-optique de l'horloge d'un système de transmission de données [RAD00]. Un autre exemple est relié à la réalisation d'un transmetteur tout-optique basé sur des fréquences millimétriques [VAS96].

La compréhension fondamentale des phénomènes entourant les instabilités laser, particulièrement le phénomène d'auto-pulsation, peut s'avérer utile dans le développement de la prochaine génération des lasers impulsions dont la conception optimiserait la contribution des phénomènes naturels permettant la réalisation de sources laser encore plus performantes.

Organisation du document

La structure du présent document respecte la logique suivante :

Au **premier** chapitre, nous revoyons les travaux publiés qui cadrent dans une synthèse sur les lasers à semi-conducteurs en régime pulsé. Une revue des techniques classiques permettant une opération laser en régime impulsions est d'abord présentée. Ces techniques sont assez répandues, car elles permettent d'obtenir un train d'impulsions relativement stable et contrôlé. Les sections qui suivent abordent les régimes d'opération laser qui affichent un comportement auto-pulsé de leur intensité. Ils se distinguent des techniques classiques, entre autres, de par l'approche utilisée pour obtenir le régime impulsions.

Au **second** chapitre, nous présentons les mesures expérimentales qui sont à l'origine de la thèse proposée. En plus de présenter les caractéristiques de l'émission spontanée amplifiée et de l'amplification d'un signal continu, la première section aborde le comportement statique du laser FP qui a comme milieu de gain un amplificateur à semi-conducteurs. La deuxième section, qui est le coeur même de cette thèse, regroupe la caractérisation expérimentale de la dynamique laser. On étudie de manière intégrale le comportement du laser qui favorise une intensité impulsions au détriment d'une intensité continue.

Le **troisième** chapitre porte sur la théorie de l'amplification des champs électriques en propagation bidirectionnelle dans un matériau guidant comme un amplificateur à semi-conducteurs. Étant fait de puits quantiques, l'amplificateur est modélisé par une double catégorie de porteurs où les porteurs dans les puits quantiques sont sujets aux processus de capture et de fuite. La densité des porteurs dans les puits quantiques intervient dans la susceptibilité électrique qui définit le gain/absorption du matériau semi-conducteur. Nous présentons le cheminement mathématique qui lie la susceptibilité électrique au gain. On fait également le lien entre la susceptibilité et l'indice de réfraction du milieu. Finalement, nous présentons les équations différentielles qui couplent les

champs électriques aux porteurs en y insérant les forces de Langevin. Ces équations sont à la base des simulations numériques qui font l'objet du chapitre suivant.

Le **quatrième** chapitre propose un simulateur qui modélise le comportement de notre système laser. Puisque notre système laser est fondé sur l'utilisation d'un amplificateur comme milieu actif, le simulateur permet de modéliser soit un amplificateur, soit un laser monolithique de type Fabry-Perot, ou bien, comme c'est le cas expérimentalement, un laser de type Fabry-Perot en cavité externe. Les résultats de simulations sont, pour la plupart, confrontés aux mesures expérimentales.

Finalement, le **dernier** chapitre sert de conclusion et aborde le sujet des travaux futurs.

Note de l'auteur

Dans une rédaction classique d'une thèse de doctorat, les auteurs vont présenter au premier chapitre l'état de l'art de la technologie en limitant les références aux travaux de la thèse en cours pour ne pas dérouter ou agacer le lecteur. Or, dans le contexte scientifique relié à nos travaux, la revue de littérature s'est échelonnée de manière non conventionnelle et les travaux de la communauté scientifique ont pratiquement tous été consultés après les observations expérimentales. Pour ces raisons, entre autres, le premier chapitre fait souvent référence à nos résultats expérimentaux.

Le premier chapitre présenté dans ce document respecte la chronologie classique d'une thèse de doctorat. Toutefois, pour les raisons exposées ci-haut, il serait intéressant pour le lecteur de suivre une chronologie altérée pour la lecture des chapitres. Pour une première lecture de la thèse, nous proposons au lecteur l'ordre de consultation suivante des chapitres : chapitre 2, chapitre 3, chapitre 4 puis finalement le chapitre 1.

Néanmoins, le lecteur ne s'expose à aucun dommage irréparable dans l'éventualité de n'avoir pu lire ces quelques lignes avant d'entreprendre la lecture.

Bonne appréciation !

Chapitre 1

Travaux sur les lasers semi-conducteurs en régime pulsé

Ce chapitre sert de synthèse en regard des travaux publiés sur les lasers à semi-conducteurs dont l'émission est caractérisée par une intensité de forme impulsionnelle. L'objectif est de réunir les résultats de ces travaux afin d'y confronter la dynamique de notre laser.

La nature de la recherche présentée dans cette thèse, qui cherche à expliquer l'origine du phénomène d'auto-pulsation, impose de jeter un regard sur bon nombre de régimes de pulsation, de types de dispositifs, mais également de configurations de cavités laser afin de cerner le ou les phénomènes physiques initiant le processus d'auto-pulsation.

Étant donné la diversité de l'art antérieur concernant la dynamique des lasers à semi-conducteurs, qui s'étale maintenant sur plus de 40 ans, le défi de la synthèse en est un de taille. Nous croyons que la structure de ce chapitre, légèrement redondante, permettra au lecteur de mieux assimiler les subtilités dans les solutions proposées par l'ensemble de la communauté scientifique.

En premier lieu (section 1.1), nous abordons brièvement les **techniques classiques** qui permettent d'obtenir un train d'impulsions. La profondeur des explications pour chacune des techniques est quelque peu reliée à son potentiel d'être à l'origine du phénomène recherché. *En second lieu* (section 1.2), nous avons réuni les **phénomènes physiques** qui ont servi à expliquer les résultats pour certains lasers en régime auto-pulsé. *En troisième lieu* (section 1.3), un regroupement par **catégorie de laser**, affichant une auto-pulsation de leur intensité, se veut utile, entre autres, pour classifier les laissés pour compte. Finalement, la section 1.4 conclut sur ce chapitre.

1.1 Techniques classiques de pulsation

Cette section réunit les techniques les plus répandues pour obtenir une émission laser où l'intensité modulée est favorisée au détriment d'une intensité constante. Nous incluons dans notre démarche seulement les techniques dites passives. L'exclusion des techniques actives/hybrides, telles les synchronisations modales active/hybride (SMA/SMH), ne peuvent expliquer nos observations simplement dû au fait que nous n'appliquons aucune modulation externe.

Les notions fondamentales introduites dans cette section, tout comme les sections à suivre, serviront à exclure les régimes inappropriés pour décrire les phénomènes laser rencontrés expérimentalement.

1.1.1 Régime de synchronisation modale passive

Afin d'obtenir une synchronisation modale passive (SMP) de qualité, on doit introduire un absorbant saturable (AS) approprié dans la cavité laser [VAS95, p. 115]. Le rôle de l'AS est de remplacer la modulation externe nécessaire dans une SMA. L'AS peut être introduit dans la cavité par multiples contacts sur la ligne d'injection de la diode [AVR00]. Il peut également être créé par bombardement de protons [VAN79] ou implantation ionique sur le semi-conducteur [DUL01].

Pour une opération stable du régime de SMP, les pertes introduites par l'AS doivent saturer plus rapidement que le gain de la section amplificatrice. L'énergie de saturation de l'AS (E_S^a) doit donc être inférieure à l'énergie de saturation de la section de gain (E_S^g). En terme équivalent, l'inégalité prend la forme mathématique suivante [VAS95] :

$$E_S^a \equiv \frac{\hbar\omega A}{da/dN} < \frac{\hbar\omega A}{dg/dN} \equiv E_S^g, \quad (1.1)$$

où A est la section du mode transversal du champ électrique dont l'énergie par photon est égale à $\hbar\omega$. da/dN représente les pertes différentielles dans l'absorbant saturable par rapport à la densité des porteurs de charge (N). dg/dN représente le gain différentiel dans la section amplificatrice.

Il serait facile de discréditer le régime SMP si nous pouvions contre-vérifier l'inégalité (1.1). Pour ce faire, nous pourrions supposer, en premier lieu, une section modale unique pour la région de l'absorbant saturable et la région amplificatrice, comme le suggère

l'équation (1.1). Puisque nous ne savons pas l'origine des porteurs constituant l'AS hypothétique, cette approximation est difficile à défendre. Cela dit, il nous faudrait, en second lieu, confirmer que l'inégalité $1 < \frac{da/dN}{dg/dN}$ est valable pour l'ensemble des courants d'injection¹ de notre système laser qui permettrait de mesurer un train d'impulsions stables. L'inégalité devrait également être respectée sur la plage de longueurs d'onde mentionnée précédemment². De manière générale, la densité des porteurs dans l'AS est beaucoup plus faible que pour la section amplificatrice [DER92a]. Ceci permet de respecter l'inégalité, car le taux d'accroissement du gain diminue avec une augmentation de la densité des porteurs [DER92a] (voir également le graphique b) de la figure 3.3, p. 90).

Peu de résultats expérimentaux sont disponibles pour montrer la plage de courant d'injection où le laser demeure en régime de SMP. Nous avons répertorié la référence [BAR06] qui présente une cartographie de la qualité du régime de SMP. La cartographie est fonction du courant d'injection dans la section amplificatrice et de la tension dans l'AS. La variation de la tension dans l'AS est un moyen pour contrôler la valeur de l'absorption³. Les auteurs montrent que pour une tension fixe appliquée à la section de l'AS, la SMP s'observe pour des courants d'injection dans la plage relative au courant seuil : $1.06 I_{th} - 1.18 I_{th}$. Cette plage est considérablement plus restreinte que celle de nos observations.

Une autre caractéristique fondamentale des lasers en régime de SMP concerne la fréquence de pulsation. Elle correspond à un multiple entier de l'inverse du temps d'aller-retour [AVR00]. On parle de SMP harmonique lorsque l'entier est au-delà de l'unité. La formation de multiples impulsions dans la cavité s'observe, par exemple, dans les systèmes laser en régime de collision d'impulsions⁴ [AVR99]. La SMP harmonique s'observe également en variant le courant d'injection dans les configurations de cavités couplées [AVR00]. La dynamique de notre laser a tendance à favoriser l'émission de multiples impulsions plutôt qu'une seule circulant dans la cavité.

Finalement, la solution en régime stationnaire pour les équations de propagation bidirectionnelle des champs électriques dans un système laser avec AS permet d'obtenir des impulsions de forme sécante hyperbolique [HAU76]. Il est toutefois possible d'avoir

¹Comme il le sera démontré au chapitre 2, p. 52, notre système laser affiche un régime auto-pulsé pour la plage de courant relatif au courant seuil : $1.4 I_{th} - 11.1 I_{th}$.

²Idem sauf pour la plage de longueurs d'onde : 1480 – 1591 nm.

³Il serait difficile d'envisager l'équivalent d'un ajustement de l'absorption pour l'AS hypothétique dans notre cavité laser.

⁴« Colliding pulse mode-locking ».

une impulsion asymétrique générée lorsque les impulsions sont intenses. Ceci est attribuable à la saturation du gain et de l'AS [VAS95, p. 120]. Nos observations rapportent la mesure d'impulsions asymétriques dans bon nombre de cas (voir, par exemple, les figures 2.12 et 2.18).

Régime de collision d'impulsions

Ce régime d'opération laser, où les modes sont également synchronisés en phase, est basé sur l'utilisation d'un AS placé stratégiquement le long de la cavité laser. Dans sa configuration la plus simple, deux impulsions en propagation bidirectionnelle interagissent simultanément dans l'AS augmentant de manière effective les propriétés de l'AS [AVR00]. Pour les besoins de la revue de littérature, ce régime est identique au régime de SMP.

1.1.2 Régime à déclenchement passif

Le régime d'opération laser à déclenchement passif⁵ s'obtient également en présence d'un absorbant saturable. Il n'y a donc pas de modulation externe pour dicter la fréquence de répétition des impulsions. Nous jugeons nécessaire d'inclure un rappel sur cette dynamique laser pour les mêmes raisons que le régime SMP, soit la possibilité qu'un absorbant saturable soit implicitement introduit dans la cavité laser. La différence fondamentale entre le régime de SMP avec AS et le régime à déclenchement passif réside dans le temps de réponse relatif entre l'AS et le milieu amplificateur. Nous aurons la chance d'apporter des précisions sur ce sujet.

La fréquence de répétition des impulsions, leur intensité crête ainsi que leur durée sont reliées aux paramètres du laser et aux conditions de pompage [VAS95, chap. 3, p. 74]. Les impulsions générées sont généralement asymétriques. Ce phénomène est tributaire de la saturation non linéaire observée dans la zone de gain et la zone absorbante saturable.

Pour être observé, le régime à déclenchement passif doit satisfaire plusieurs critères dont les principaux se traduisent mathématiquement comme :

$$\frac{da/dN}{dg/dN} > 1, \quad (1.2)$$

⁵« Passive Q-Switching ».

et

$$\tau_a/\tau_g < 1, \quad (1.3)$$

où les termes da/dN et dg/dN ont été définis à la section précédente. Les symboles τ_a et τ_g sont respectivement les temps de vie des porteurs dans la zone absorbante saturable et dans la zone amplificatrice. Un temps de vie plus long dans la section amplificatrice est synonyme d'une réponse plus lente des porteurs par rapport aux porteurs de la zone AS. Dans la référence [KEL96], la frontière entre l'obtention d'un régime de SMP et celui de déclenchement passif est bien exposée. Par exemple, pour introduire de manière certaine le régime de déclenchement passif, il faut que le gain ne puisse pas suivre l'augmentation de l'intensité associée à la saturation de l'AS. Si tel est le cas, la puissance intra-cavité s'accroît, l'AS est d'autant plus transparent, et les conditions sont alors réunies pour l'obtention du régime de déclenchement passif [SIE86, p. 1004].

Tandis qu'il est facile de prouver que l'équation (1.3) est respectée en tout temps⁶, il est plus difficile d'estimer les pertes différentielles dans la région non pompée. La difficulté réside dans notre incapacité à déterminer la densité relative des porteurs entre la zone non pompée et la zone amplificatrice, ne sachant pas l'origine de cette zone.

Néanmoins, nous croyons pouvoir discréditer le régime à déclenchement passif pour expliquer notre laser auto-pulsé étant donné les incohérences entre nos observations en laboratoire et les prédictions théoriques rapportées par Vasil'ev [VAS93]. Dans cet article, l'auteur élabore une théorie des champs bidirectionnels pour simuler un laser de type Fabry-Perot émettant à $1.55 \mu\text{m}$ et ayant un absorbant saturable au centre d'un laser AlGaAs-GaAs faisant $100 \mu\text{m}$ de longueur. Vasil'ev prétend que la durée des impulsions et leur puissance crête ne varient pas beaucoup sur la même plage de variation de courant. Nos observations expérimentales montrent que la durée des impulsions demeure similaire sur la plage de courant, mais que la puissance crête des impulsions augmente significativement (voir section 36, p. 62).

Les autres paramètres qui furent variés dans l'étude de Vasil'ev ne peuvent être facilement corrélés à nos mesures. L'auteur montre la grande influence de τ_a sur les trois paramètres caractéristiques des impulsions.

⁶La densité des porteurs de l'absorbant saturable étant inférieure à celle de la zone amplificatrice, la figure 3.5, section 3.3.2, nous prouve que le temps de vie $\tau = 1/\gamma_{sp}$ est supérieur pour des densités de porteurs inférieures.

1.1.3 Régime de synchronisation modale de polarisation

Certains dispositifs laser faits de semi-conducteurs peuvent amplifier les deux modes de polarisation orthogonaux (mode TE et mode TM). En cavité externe munie d'un contrôleur de polarisation (typiquement une lame quart d'onde) qui mélange les états de polarisation, ces lasers affichent une auto-pulsation de leur intensité optique [LOH90] et [BRU97]. L'auto-pulsation origine de la synchronisation modale passive entre les états propres de polarisation [BRU97].

La technique de synchronisation modale de polarisation ne peut expliquer les comportements observés dans cette thèse. Premièrement par l'absence dans la cavité laser d'un élément tel une lame quart d'onde. Deuxièmement, nous avons confirmé l'incapacité de notre dispositif SOA à amplifier le mode de polarisation TM en introduisant temporairement une lame quart d'onde entre le SOA et un des deux miroirs externes. Une rotation de la lame engendrait une perte de l'effet laser.

1.1.4 Régime de synchronisation modale par cavités couplées

Le régime de synchronisation modale par cavités couplées (ou par addition d'impulsions)⁷, permet d'obtenir un régime d'émission pulsé [VAS95, p. 132]. Ce régime s'observe lorsque des cavités, aux propriétés non linéaires, ont leurs champs laser couplés entre eux par un miroir coupleur. La présence explicite d'un absorbant saturable n'est pas requise pour initier et stabiliser ce régime laser. Cette dernière remarque est à l'origine de l'introduction de ce régime dans la revue de littérature. Malgré l'absence d'une deuxième cavité clairement introduite dans notre système laser, les réflexions parasites aux interfaces du SOA, aussi négligeables qu'elles puissent être, auraient pu créer un système à deux, voire même trois cavités. Pour contre-vérifier cette hypothèse, nous avons revu les bases du régime des cavités couplées.

Un des paramètres critiques dans l'obtention de ce régime est l'accord de phase entre les cavités. L'accord de phase est obtenu par un accord entre les longueurs optiques de chacune des cavités. Or, dans l'ensemble de nos expériences, les variations de la distance relative des miroirs par rapport au SOA n'ont jamais affiché une importance telle que l'auto-pulsation en serait compromise. Pour cette raison uniquement, il nous est possible de rejeter l'hypothèse de la synchronisation modale par cavités couplées.

⁷ « Coupled-cavity or additive pulse mode-locking ».

Il existe toutefois des cas particuliers de lasers pour lesquels le régime de synchronisation modale par addition d'impulsions (SMAI) est observé, et ce, sans la présence d'une seconde cavité. Les lasers doivent cependant osciller sur au moins deux modes transversaux ou encore deux modes de polarisation [HAU91]. La référence [YAN07] présente un laser monolithique en régime de SMAI où l'origine de la synchronisation découle de multiples modes transversaux. Le laser simulé est un milieu actif composé de multiples puits quantiques fait d'InGaAsP (ce qui est à la zone active de notre SOA). Les résultats de la modélisation, qui sont en accord avec leurs précédents travaux expérimentaux [YAN06], confirment la nécessité d'avoir plusieurs modes transversaux afin d'observer la SMAI. Ces modes transversaux s'observent suite à un empilement stratégique de couches passives dans le semi-conducteur. Il nous est impossible de confirmer si tel est le cas pour notre SOA. Néanmoins, une analyse des modes transversaux est présentée à la section *profil transversal*, p. 70.

1.2 Régime d'auto-pulsation

Nous définissons le régime d'auto-pulsation⁸ comme étant le régime où le laser favorise une émission pulsée, sur une échelle de temps appréciable, et que la pulsation laser ne peut, de manière évidente, être expliquée par les techniques classiques de génération d'impulsions, comme celles décrites à la section précédente. Au risque de nous répéter, le régime d'auto-pulsation impose également d'exclure toutes les techniques actives qui permettent d'obtenir un train d'impulsions.

La forme des impulsions ainsi que la périodicité du train d'impulsions sont deux caractéristiques qui peuvent servir de jauges pour qualifier le régime d'auto-pulsation. Nous verrons que le régime d'auto-pulsation montre une grande diversité en regard de ces deux caractéristiques.

Bon nombre de théories furent avancées pour expliquer l'origine du phénomène d'auto-pulsation. Les sections qui suivent reflètent les théories les plus répandues.

La grande majorité de ces théories découlent des travaux novateurs de R. Lang et K. Kobayashi [LAN80] qui ont montré qu'un laser, lorsque soumis à une rétroaction optique⁹ provenant d'un miroir externe, peut afficher des multistabilités et un compor-

⁸En anglais, les termes « self-pulsing » et « self-modulation » sont employés pour caractériser ce régime d'opération laser.

⁹Les détails de ce phénomène sont donnés à la section 1.2.2.

tement hystérétique.

1.2.1 Doubles porteurs

La théorie des doubles porteurs¹⁰ fait intervenir une première catégorie de porteurs générant le gain du laser et une seconde catégorie où les porteurs agissent comme un absorbant saturable. Cette théorie est donc étroitement reliée au régime de synchronisation modale passive. La différence est simplement reliée à l'origine des porteurs agissant comme absorbant qui ne sont pas imposés par le processus de fabrication du semi-conducteur. Pour le cas du régime de synchronisation modale passive, nous avons discuté des manipulations technologiques servant à introduire la section qui agit d'absorbant saturable.

Il existe deux configurations possibles pour les porteurs agissant comme absorbant saturable lorsque ces derniers apparaissent naturellement. La première configuration est celle où les porteurs absorbants résultent d'imperfections dans la structure cristalline de la zone active. Ces imperfections peuvent soit être distribuées le long de la région active ou soit être localisées, par exemple près des facettes de la diode [LAN98]. On parle alors d'une distribution longitudinale des porteurs absorbants. Lorsque les défauts sont en bordure du laser, on observe généralement une asymétrie spectrale entre l'émission des deux facettes du semi-conducteur. La deuxième configuration des porteurs absorbants est celle où ils sont séparés des porteurs formant le gain dans l'axe transversal de propagation du champ électrique. Ces porteurs sont donc absorbants puisqu'ils résident dans une région non pompée où l'onde évanescente se propage.

De manière générale, l'auto-pulsation des lasers en présence de doubles porteurs ne s'observe que pour une région limitée de l'inversion de population [VAN95]. Cette région se situe généralement aux alentours du seuil laser. Nos observations expérimentales sont contradictoires en ce sens puisque l'auto-pulsation est observée jusqu'à des courants d'injection correspondant à 11 fois le seuil laser. De plus, nous n'avons pas observé de comportement asymétrique de l'émission spontanée amplifiée entre les deux facettes du SOA. Pour ces raisons, l'explication du phénomène d'auto-pulsation peut difficilement provenir de la présence d'une catégorie de porteurs agissant comme absorbant saturable.

Pour des explications avec une classification en terme des éléments de la théorie du « chaos » du phénomène d'auto-pulsation en présence de doubles porteurs, le lecteur est

¹⁰Il ne faut pas confondre les deux catégories de porteurs introduits dans cette section avec celles, introduites au chapitre 3, qui caractérisent les puits quantiques et leur zone non confinée.

dirigé vers la référence suivante [KRA03]. On y traite également de l'injection optique et de la rétroaction optique.

1.2.2 Rétroaction optique

La rétroaction optique est le phénomène par lequel une partie de la puissance émanant du milieu de gain laser est réinjectée dans ce dernier après avoir subi un délai de propagation dans une cavité externe ($\tau_{ex} = 2L_{ex}/c$). La rétroaction peut provenir de réflexions parasites, mais celle qui nous intéresse résulte de la réflexion contrôlée sur un miroir externe.

Dans la grande majorité des travaux qui concernent la rétroaction optique, la configuration du système laser est celle d'un laser monolithique avec un rétroaction optique. Dans notre application, nous ne sommes pas en présence d'un laser monolithique puisque le SOA, qui fournit le gain, affiche un comportement laser seulement en présence de rétroaction optique provenant des deux miroirs externes. La pertinence d'introduire une revue sur ce régime laser vient des quelques cas répertoriés où une couche anti-réflexion est déposée sur une des facettes du laser monolithique. La rétroaction optique, par un miroir externe, que subit un tel dispositif (qui n'est plus un laser suite au dépôt de l'antireflet) est dans certains cas, très similaire à nos expériences [AHM04].

Lang et Kobayashi [LAN80] ont montré théoriquement et expérimentalement que l'effet d'une rétroaction optique sur une diode laser engendre un comportement multistable. Par la suite, une cartographie des états en fonction de la force de rétroaction fut réalisée par Tkach et Chraplyvy (voir [JON01] pour un bon résumé). Ces auteurs ont montré qu'il existe cinq régimes distincts en fonction de la force de rétroaction dans la limite d'une cavité longue. Les régimes vont de la très faible rétroaction à une très forte rétroaction. Le régime d'intérêt pour cette thèse est celui de la « très » forte rétroaction optique étant donné la configuration laser utilisée.

Tager et Petermann [TAG94] ont introduit la définition d'une cavité courte comme étant celle dont le produit entre la fréquence de relaxation du laser monolithique et le temps d'aller-retour dans la cavité externe est inférieur à l'unité. Comme mentionnée ci-haut, notre application ne peut se comparer directement avec celle d'un laser monolithique. Toutefois, l'inverse du temps de vie des porteurs (~ 500 ps) peut servir pour le calcul. Dans ces conditions, la longueur maximale de la cavité externe qui permet d'obtenir une cavité courte selon Tager et Petermann est de 7.5 cm. Comme nous le

verrons au chapitre 2, les cavités laser réalisées variaient entre 4 cm et 40 cm ce qui nous place la plupart du temps dans le régime des longues cavités.

En résumé, on s'intéresse aux cavités longues et aux fortes rétroactions optiques. Curieusement, les résultats expérimentaux pour ces conditions d'opération ne sont pas très répandus.

Deux articles récents [AHM04] et [ABD03], qui ont des auteurs en commun, traitent numériquement de l'influence d'une rétroaction sur un laser à semi-conducteurs. L'étude porte sur l'influence de la force de la rétroaction sur un laser monomode, toutefois applicable à un laser multimode. Tandis que la référence [AHM04] analyse théoriquement un laser InGaAsP émettant à $1.5 \mu\text{m}$ avec une courte cavité externe ($L_{ex} = 1 \text{ cm}$), la référence [ABD03] analyse théoriquement et expérimentalement un laser InGaAs émettant à 980 nm avec une longue cavité externe composée d'une fibre optique ($L_{ex} = 1 \text{ m}$). Dans [ABD03], les auteurs prétendent être les premiers à prédire un régime pulsé lorsque la rétroaction optique est très forte et que le courant d'injection dans le laser est fortement au-delà du seuil. Notre application respecte généralement ces critères d'opération.

Aux fins de comparaison, nous utilisons la définition de [AHM04] pour quantifier la force de rétroaction¹¹ :

$$K_{ex} = (1 - R_f) \sqrt{\frac{\eta R_{ex}}{R_f}}, \quad (1.4)$$

où R_f et R_{ex} représentent la réflectance de la facette de la diode et la réflectance du miroir externe, respectivement. Le paramètre η quantifie les pertes de couplage entre le faisceau en propagation air libre et l'injection dans le guide d'onde qu'est la diode laser. Nous évaluons les valeurs suivantes dans notre application : $\eta = 0.3$, $R_f = 4 \times 10^{-4}$ et $R_{ex} = 0.5$ ce qui nous permet d'obtenir une valeur de $K_{ex} = 19.4$. Cette valeur est 11 fois supérieure au maximum de rétroaction présenté dans l'étude de [AHM04]. En ce qui concerne l'étude sur la diode laser InGaAs munie d'une couche antireflet [ABD03], leur définition de la force de rétroaction est simplement R_{ex}/R_f qui prend comme valeur maximale 3.5. Avec cette définition simplifiée, la force de rétroaction dans notre application laser prend comme valeur $R_{ex}/R_f = 1250$. Notre situation est donc largement éloignée de ces travaux au sens de la force de rétroaction. Toutefois, les deux travaux prédisent une opération laser stable, soit en régime CW, soit en régime pulsé, lorsqu'en présence d'une très forte rétroaction optique. Pour le

¹¹Sachant bien que cette expression diverge lorsque $R_f \rightarrow 0$, elle n'en demeure pas moins pratique pour de faibles valeurs de réflectivité qui atteignent les limites expérimentales actuelles.

régime pulsé, le taux de pulsation correspond au temps d'aller-retour dans la cavité laser formée par la diode et la cavité externe.

Un exemple des résultats de simulation obtenu de [AHM04] est présenté à la figure 1.1. L'intérêt pour cette figure concerne les graphiques de la colonne de gauche montrant la puissance du laser en nombre de photons normalisé. Ces graphiques montrent qu'un accroissement de la force de rétroaction (de haut en bas) engendre plusieurs comportements du laser, notamment le régime d'auto-pulsation. Ces graphiques montrent également que la fréquence de pulsation et la forme des impulsions dépendent de la force de rétroaction. Nos travaux affichent aussi un niveau de dépendance des caractéristiques du train d'impulsions (fréquence et forme des impulsions) sur la rétroaction.

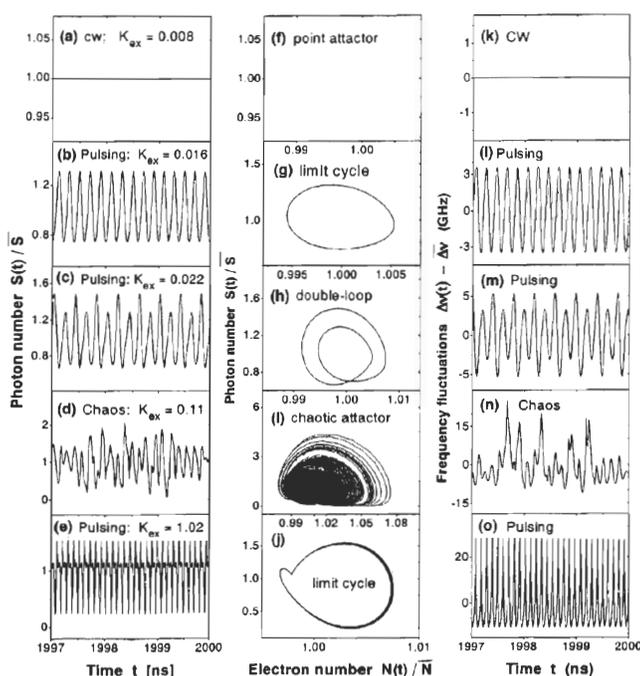


Figure 1.1 – Évolution de la dynamique laser en fonction de la force de rétroaction optique. En régime de forte rétroaction optique (e), le laser émet un train d'impulsions asymétriques. Extrait de [AHM04].

Fluctuations à basse fréquence

Ce régime d'opération laser émet des impulsions picosecondes irrégulières qui sont modulées par des chutes de puissance s'observant à une basse fréquence de

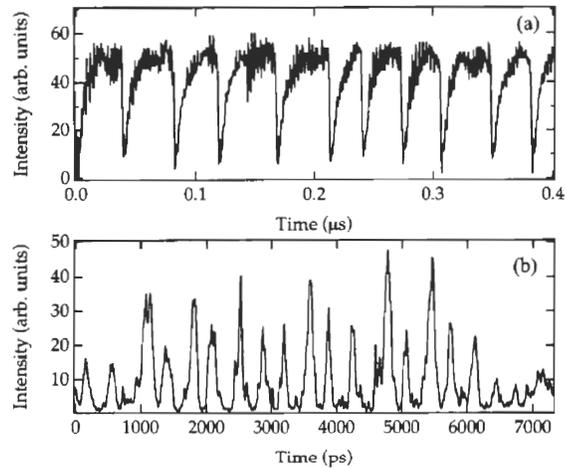


Figure 1.2 – Dynamique temporelle de la puissance d'un laser en régime de fluctuations à basse fréquence. Le graphique (a) montre les fluctuations à basse fréquence tandis que le graphique (b) montre les impulsions picosecondes qui se cachent sous l'enveloppe des fluctuations lentes. Extrait de [SUK99].

répétition [VAN98]. Ces chutes d'intensité à basse fréquence sont à l'origine de la terminologie anglophone « Low Frequency Fluctuations » (LFF). Ce phénomène est obtenu d'un laser à semi-conducteurs sujet à une rétroaction optique de force modérée. Un exemple de la dynamique laser en régime de fluctuations à basse fréquence est présenté à la figure 1.2. On peut apprécier sur cette figure la dynamique qui possède deux échelles de temps caractéristiques.

Bien que la dynamique laser avec fluctuations à basse fréquence ne s'observe qu'en présence d'une rétroaction de force modérée et que les arguments de la section précédente font tendre, s'il y a lieu, le système laser de cette thèse vers de fortes rétroactions optiques, nous avons introduit la présente dynamique laser pour les deux raisons suivantes :

- La force d'une rétroaction optique est un paramètre très difficile à quantifier, car elle fait intervenir la qualité du couplage dans le guide d'onde laser. Outre le recouvrement entre les profils spatiaux dans le guide d'onde et dans l'air, la quantification du couplage est influencée par l'alignement optique des lentilles de collimation et l'alignement des miroirs externes.
- Dans le cadre de nos mesures expérimentales, lorsque les conditions entourant la cavité laser (courant d'injection, qualité d'alignement, etc.) ne permettent pas l'observation d'un train d'impulsions régulières, il se peut que le régime, alors qua-

lifié de CW, soit en réalité un régime de fluctuations à basse fréquence. Il est clair que l'intérêt des mesures expérimentales était de favoriser un train d'impulsions montrant des impulsions de la meilleure qualité possible.

Effet d'un pivotement du miroir

Nous avons observé que l'alignement des miroirs joue un grand rôle sur l'obtention du régime d'auto-pulsation. Plusieurs travaux ont également fait mention d'observations de pulsations auto-entretenuës (voir [MEZ95] et leurs références suggérées). Les lasers utilisés sont des lasers émettant à 850 nm en cavité externe asymétrique, c'est-à-dire, un seul miroir externe et l'autre miroir est formé par la facette clivée du semi-conducteur.

Les caractéristiques du spectre radio-fréquence (RF) affichent une ou plusieurs tonalités à des fréquences inférieures à la fréquence de résonance de la cavité externe. Dans la majorité des cas, ces tonalités correspondent à une sous-harmonique de la fréquence de la cavité externe ($f_{ex} = c/2L_{ex}$). Dans les travaux publiés, les composantes du spectres RF $< c/2L_{ex}$ possèdent une intensité importante par rapport à la composante f_{ex} . Dans nos observations expérimentales, lorsque le spectre RF possédait une tonalité inférieure à f_{ex} , celle-ci affichait une puissance relative d'au plus -30 dB par rapport à la composante à f_{ex} .

Pour l'ensemble des publications reliées à l'effet d'un pivotement du miroir externe, les auteurs ne se concentrent que sur le spectre RF et négligent la dimension temporelle reliée aux impulsions. Une publication par G.H.M. van Tartwijk *et al.* [VAN95] vient conclure que les observations faites dans le cadre des expériences avec un pivotement du miroir externe s'expliquent par la théorie des fluctuations à basse fréquence.

1.2.3 Compétition/succession modale : régime anti-phase

Il existe un phénomène laser, observé chez les lasers à semi-conducteurs multimodes, pour lequel une compétition modale engendre une succession cyclique de l'énergie entre les quelques modes longitudinaux principaux. Le nombre de modes semble se limiter en deçà de dix. Ce phénomène porte plusieurs appellations, tantôt qualifié de dynamique anti-phase¹² [MAS05], tantôt de compétition modale¹³ [AHM02], ou même de succession

¹²« Antiphase dynamics ».

¹³« Mode competition ».

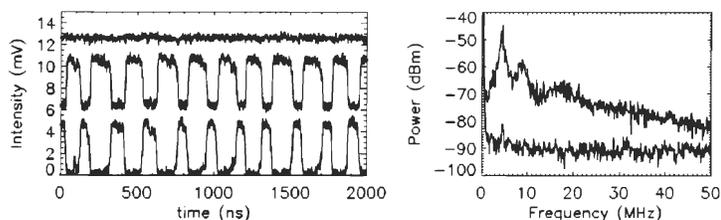


Figure 1.3 – Résultats expérimentaux de la dynamique anti-phase. La figure de gauche montre la puissance totale constante (courbe supérieure) qui est partagée entre deux modes longitudinaux qui se l'échangent à une fréquence autour de 5 MHz. Les courbes sont décalées pour une meilleure visualisation. La figure de droite montre le spectre RF de la puissance totale (courbe inférieure) ainsi que le spectre RF d'un des deux modes (courbe supérieure). Extrait de [YAC04].

modale¹⁴ [FUR04].

Toutes ces terminologies sont justifiées puisque le phénomène est caractérisé par une oscillation laser multimode où les modes, largement modulés, se succèdent tour à tour produisant une puissance totale constante. La synchronisation des modes se doit d'être en parfaite anti-phase pour permettre une puissance totale constante. L'échange d'énergie entre les modes se produit à une fréquence dans la gamme des mégahertz. De plus, la succession des modes respecte un ordre bien défini allant du bleu vers le rouge en regard du spectre optique.

La figure 1.3, extraite de [YAC04], illustre bien le phénomène de la succession modale. Dans cet exemple, seulement deux modes se partagent l'énergie. Les résultats sont obtenus de lasers monolithiques faits de semi-conducteurs à puits quantiques émettant à 850 nm. Le graphique de gauche de la figure 1.3 montre l'évolution temporelle de l'intensité totale (courbe supérieure) ainsi que l'intensité des deux modes. On observe clairement que lorsqu'un mode subit une perte d'intensité, le mode complémentaire s'intensifie dans les mêmes proportions donnant ainsi une intensité totale constante. C'est une synchronisation modale entre deux modes dont la phase relative est de π . Le graphique de droite de la figure 1.3 représente la densité spectrale de puissance (DSP) de l'intensité totale (courbe inférieure) qui affiche les caractéristiques d'une DSP d'un laser CW, soit un niveau constant. La DSP des modes montre une tonalité à la fréquence de succession des modes, soit autour de 5 MHz.

Une récente étude théorique [MAS05], qui fait l'ajout d'une cavité externe par rap-

¹⁴« Mode-switching ».

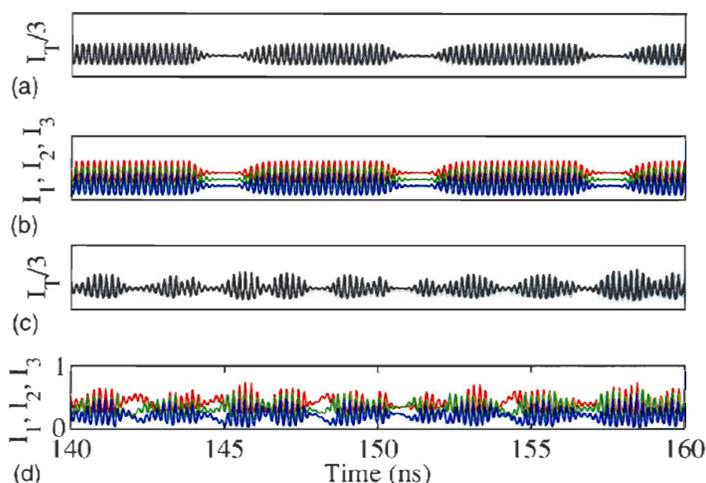


Figure 1.4 – Dynamique anti-phase à basses fréquences et synchronisation modale aux hautes fréquences. (a) et (c) montrent la puissance totale tandis que (b) et (d) affichent les puissances modales décalées verticalement pour une meilleure visualisation. (a) et (b) sont obtenus avec une force de rétroaction deux fois moindre que (c) et (d). Extrait de [MAS05].

port à [YAC04], montre qu'en présence d'une faible rétroaction optique, la dynamique anti-phase est observée. Toutefois, les auteurs stipulent qu'une forte rétroaction optique peut engendrer une oscillation en phase pour les composantes aux hautes fréquences et une oscillation anti-phase aux basses fréquences. La figure 1.4 témoigne graphiquement de ce résultat. Pour obtenir les intensités totales (a) et (c), les auteurs ont doublé la force de rétroaction. Les intensités modales respectives sont présentées en (b) et (d). L'intensité totale affiche une pulsation rapide à une fréquence rapprochée de la fréquence de relaxation. L'intensité totale est également modulée par une fréquence proche de la fréquence caractéristique de la cavité externe. Ces prédictions théoriques seraient en accord avec les observations expérimentales de [UCH01].

Les résultats expérimentaux de [UCH01]¹⁵ montrent que lorsque l'on augmente le nombre de modes longitudinaux considérés dans l'obtention de la puissance totale, la dynamique anti-phase aux basses fréquences s'accroît alors que la relation en-phase des modes pour les hautes fréquences demeure. Notons que c'est la fréquence des oscillations de relaxation qui est la fréquence témoin pour séparer les basses fréquences des hautes fréquences.

¹⁵Ces résultats sont obtenus d'un laser avec une facette dont la réflectance est de 5 %, résultant du dépôt d'une couche anti-réflexion. Il n'est cependant pas mentionné si le dispositif affiche toujours l'effet laser suite au dépôt de la couche antireflet.

Les travaux recueillis sur le sujet de la dynamique anti-phase n'ont pas rapporté le comportement qui est observé dans nos expériences, soit une synchronisation partielle des modes longitudinaux provoquant une intensité totale modulée. À la lumière des résultats présentés, il n'est cependant pas exclu que des conditions particulières permettent une telle synchronisation modale sans perte de synchronisation aux basses fréquences.

1.3 Catégories répertoriées de lasers auto-pulsés

Cette section regroupe les différentes catégories de laser, jusqu'à maintenant ignorées, qui ont été répertoriées comme affichant le régime d'auto-pulsation. L'objectif étant, encore une fois, de synthétiser les observations derrière la dynamique d'auto-pulsation et de comprendre les explications suggérées pour voir si elles peuvent s'appliquer à notre situation.

1.3.1 Lasers DFB multi-sections

Les lasers DFB¹⁶ peuvent être fabriqués avec plusieurs sections dans l'axe longitudinal du laser. Chaque section possède sa propre cathode permettant un contrôle distinct du courant d'injection. L'utilité de ces sections supplémentaires est diverse. Dans certains cas, la section sert d'ajustement de la phase de propagation, dans d'autres cas, la section agit d'amplificateur à gain contrôlable.

Les travaux de Sartorius *et al.* [SAR97] présente l'étude expérimentale du régime d'auto-pulsation pour un laser DFB à trois sections où deux sections sont des lasers DFB et la dernière est une section d'ajustement de la phase. Sachant très bien que la structure du laser est passablement différente de notre application qui utilise un SOA en cavité FP, nous avons jugé bon de reproduire les conclusions de [SAR97] qui permettent, à tout le moins, d'introduire de nouvelles (au sens de la présente revue) théories pouvant expliquer l'auto-pulsation dans ces lasers DFB à trois sections. Nous verrons que ces théories ne sont pas de bonnes candidates pour expliquer le régime auto-pulsé que nous avons observé.

¹⁶« Distributed FeedBack ».

Les trois théories discutées dans [SAR97] afin d'expliquer l'origine de l'auto-pulsation sont : 1) l'auto-déclenchement dispersif¹⁷, 2) la saturation spatiale inhomogène¹⁸ (SPI) et 3) le battement inter-modal¹⁹.

Parmi ces trois théories, celle de l'auto-déclenchement dispersif (ADD) est retenue pour expliquer l'auto-pulsation du laser DFB à trois sections. La théorie ADD s'appuie sur la position relative de la fréquence optique du laser par rapport au flanc du spectre d'un des réseaux de Bragg. Nous ne nous attarderons pas sur cette théorie, car elle est propre au laser DFB à multiples sections.

La troisième théorie mentionnée par Sartorius *et al.* est également propre au laser DFB à deux sections de gain. Il s'agit d'un battement entre les deux modes propres de chacune des sections de gain. La particularité de la présence des deux milieux de gain ouvre la porte à un régime d'auto-pulsation qui se distingue d'un battement de fréquence classique [SAR97]. À nouveau, nous limitons les explications de cette théorie, car elle est propre à la structure d'un laser DFB à deux réseaux de Bragg.

La seconde théorie avancée est celle qui est basée sur la saturation spatiale inhomogène. Ce phénomène se traduit par des modifications locales de la valeur du gain dans l'axe longitudinal du laser. Selon les auteurs de [SAR97], la SPI provoquerait un changement de la fréquence optique de l'oscillation laser sur un mode secondaire, car le mode primaire aurait son gain moindre dû à l'effet de la SPI. Le mode primaire serait à nouveau le mode principal de l'oscillation laser après un temps caractéristique relié au recouvrement du gain. Le temps de recouvrement typique du gain dans les semi-conducteurs imposerait une limite supérieure autour de 5 GHz pour la fréquence de pulsation ([SAR97] et les références suggérées). Le compte rendu des résultats expérimentaux du prochain chapitre montre que notre système laser excède par plus d'un facteur deux cette limite. Il faut cependant noter que le temps de recouvrement du gain dépend de la composition du semi-conducteur qui forme le milieu de gain. Les semi-conducteurs faits à partir de puits quantiques affichent un temps de relaxation des porteurs qui est plus rapide que les matériaux volumiques [AGR93, p. 462].

¹⁷« Dispersive self-Q-switching ».

¹⁸« Longitudinal spatial hole burning ».

¹⁹« Mode beating ».

1.3.2 Lasers de type VCSEL

Nous avons retenu de la littérature l'article de Logginov *et al.* [LOG04] qui traite de la modélisation du régime d'auto-pulsation chez les lasers de type VCSEL (« Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser »). L'approche pour modéliser la propagation (selon l'axe z) du champ électrique permet aux auteurs de considérer le profil transversal en coordonnées polaires. Cette modélisation 3D des équations différentielles, couplant le champ électrique aux porteurs de la zone active formée de puits quantiques, a permis de déduire que les modes transversaux LP01 et LP02 atteignent le seuil laser. Le mode LP02 est le premier à franchir le seuil laser étant donné un meilleur recouvrement avec les porteurs de charge.

L'auto-pulsation obtenue des simulations, en présence du mode LP02 uniquement, est montrée à la figure 1.5. Le courant d'injection est 2 fois supérieur au seuil laser pour ces résultats. La fréquence des impulsions est de 2 GHz. Les auteurs ne mentionnent toutefois pas la longueur du dispositif laser. Il nous est impossible de relier cette fréquence au temps d'aller-retour dans la cavité. Pour un courant d'injection supérieur à 2 fois²⁰ le seuil laser, un régime auto-pulsé est observé, mais cette fois-ci, en présence des modes LP01 et LP02. Dans cette situation, le train d'impulsions est formé par deux impulsions rapprochées qui se répètent à une cadence de 2 GHz. Les impulsions rapprochées se distinguent de par leur forme et elles sont associées aux modes LP01 et LP02.

Les auteurs de [LOG04] donne une explication très sommaire sur le mécanisme du régime d'auto-pulsation sans en aborder l'origine. Ils mentionnent que la modulation temporelle de l'intensité est causée par la déplétion des porteurs, engendrée par émission stimulée, et dont la densité diminue sous le seuil du gain modal (mode transversal). Le processus est répétitif suivant le temps de recouvrement du gain modal.

1.3.3 Laser basé sur un SOA

La seule publication répertoriée où le milieu de gain laser est basé sur un SOA en cavité FP et affichant une émission pulsée est celle de Wong *et al.* [WON00]. Ces auteurs montrent que la dynamique laser est caractérisée par trois régimes distincts le long de la courbe $L - I$. Les régimes observés sont le régime CW, le régime pulsé-stable ainsi que le régime pulsé-modulé.

²⁰Il y a incohérence dans l'article. À un endroit, il est question de $4 I_{th}$, à l'autre endroit, c'est plutôt $2.5 I_{th}$.

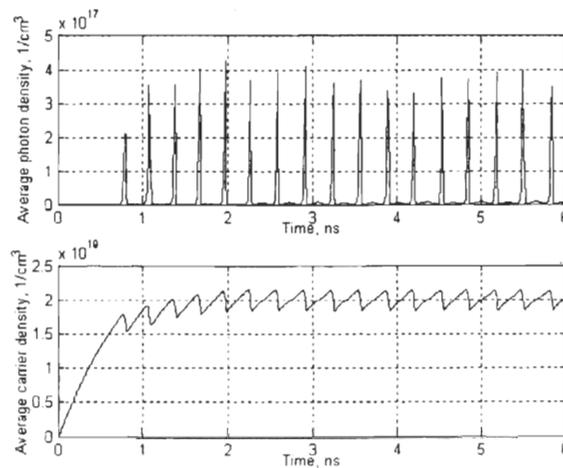


Figure 1.5 – Régime auto-pulsé du laser VCSEL de Logginov *et al.* Le graphique supérieur montre l'évolution temporelle de la densité de photons affichant un train d'impulsions à une fréquence de 2 GHz. Le graphique inférieur montre l'évolution temporelle pour les porteurs de la zone active. Extrait de [LOG04].

La cavité laser étudiée est conceptuellement très similaire à celle de notre application. Les différences importantes sont : 1) le SOA est fait de multiples puits quantiques de GaAs émettant à 840 nm, 2) des objectifs de 40× sont utilisés pour collimer les faisceaux en sortie du SOA, 3) la cavité laser étudiée est relativement longue (100 cm, ce qui représente le double de la plus longue cavité que nous avons réalisée). À l'exception du point 2), nous croyons que les différences soulignées n'ont pas d'impact sur l'origine du régime d'auto-pulsation.

Lorsque le laser est en régime pulsé, la puissance laser oscille telle que le démontre la figure 1.6. Les auteurs parlent alors d'un quasi train d'impulsions²¹ possédant une composante DC. Les résultats de la figure 1.6 nous apparaissent plutôt comme une modulation sinusoïdale résultant d'un battement de fréquence entre deux modes espacés par 150 MHz, soit l'inverse du temps caractéristique d'un aller-retour dans la longue cavité. Mentionnons toutefois que la qualité des observations expérimentales est limitée par le temps de réponse de la photodiode utilisée (200 ps de temps de montée) et de la bande passante de l'oscilloscope (500 MHz). Aucune autre publication par ces auteurs n'a été rapportée montrant une meilleure résolution du régime « pulsé ».

Pour la seconde dynamique laser d'intérêt, le régime dit pulsé-modulé, l'évolution temporelle de la puissance est montrée à la figure 1.7. Dans ce cas, la fréquence qui

²¹Traduction libre de « pulse-like train ».

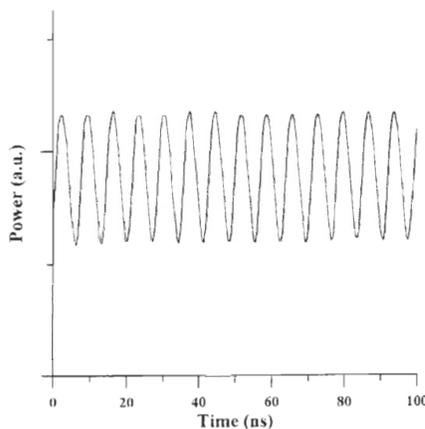


Figure 1.6 – Régime « pulsé » du laser SOA de Wong *et al.*. La fréquence des impulsions est de 150 MHz, soit l'inverse du temps d'aller-retour de la cavité laser. Extrait de [WON00].

module le train d'impulsions est autour de 20 MHz.

Les auteurs expliquent le phénomène d'auto-pulsation par la présence d'un effet d'absorbant saturable. Cet effet proviendrait du couplage partiel des faisceaux externes dans la région non pompée de part et d'autre de la ligne d'injection. Cette ligne d'injection fait un angle avec les facettes comme c'est le cas dans la plupart des designs de SOA. Les auteurs stipulent que les objectifs 40× focalisent le faisceau laser avec une taille de faisceau 5 fois supérieure à la largeur de la zone active. La figure 1.8, extraite de [WON00], a servi aux auteurs pour clarifier leur hypothèse. Dans cette hypothèse, une partie de la lumière serait couplée à l'extérieur de la ligne d'injection pour réintégrer cette dernière après une certaine distance de propagation. La réintégration de la lumière est possible, selon les auteurs, car la ligne d'injection forme un angle avec les facettes.

Dans nos expériences, nous utilisons des lentilles asphériques de petite taille pour collimer le faisceau en sortie du SOA. Le diamètre du faisceau émanant de la lentille est spécifié comme étant 1.2 mm, avec un ouverture numérique de 0.8 et une distance focale de 700 μm .

Dans l'approximation où la lentille est fortement focalisante, avec une lentille biconvexe, on peut utiliser la relation suivante pour déduire la dimension de la tache focale [PED93, p. 476].

$$w_{02} = \frac{f\lambda}{\pi w_{01}}, \quad (1.5)$$

où w_{01} est la taille²² du faisceau collimé et w_{02} est la taille du faisceau focalisé. f est

²²« Beam waist ».

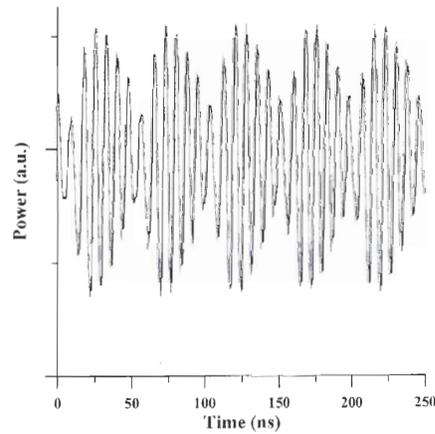


Figure 1.7 – Régime pulsé-modulé du laser SOA de Wong *et al.* La fréquence de modulation du train d'impulsions est de 20 MHz. Extrait de [WON00].

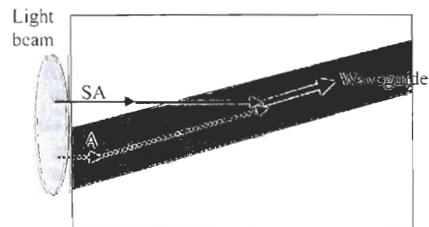


Figure 1.8 – Schéma explicatif de l'origine de l'auto-pulsation du laser de [WON00]. SA : région avec absorption saturable. A : région active offrant le gain. Extrait de [WON00].

la distance focale de la lentille. La longueur d'onde λ du faisceau optique intervient dans le calcul. En introduisant les valeurs, on déduit que le faisceau est focalisé sur une dimension de diamètre équivalent à la longueur d'onde.

Plusieurs comportements nous suggèrent que les observations rapportées ne correspondent pas à la dynamique laser de notre système. Par exemple, le régime pulsé d'opération stable ne s'observe que pour des courants d'injection entre 115 mA et 135 mA alors que nos observations démontrent une plage beaucoup plus large. Nous n'avons pas observé de modulation à basse fréquence sur un train d'impulsions. De plus, les taux de répétition des impulsions que nous avons obtenus sont généralement plus rapides que l'aller-retour dans la cavité laser.

1.3.4 Mélange à quatre ondes

Laser Fabry-Perot avec conversion phase-amplitude

Une récente étude expérimentale montre un laser FP qui, en condition d'injection continue de courant le long de l'unique bande d'injection, affiche une puissance laser quasi constante, mais dont les modes longitudinaux possèdent une relation de phase bien définie [SAT03]. Le laser monolithique, d'une longueur de $408 \mu\text{m}$, est composé de six puits quantiques faits d'InGaAsP sur InP. Les observations expérimentales démontrent que suite à une propagation dans une fibre optique à dispersion anormale ($+0.7 \text{ ps/nm}$), la puissance constante est convertie en un train d'impulsions. La longueur de fibre optique optimale est de 40 m permettant ainsi l'obtention des impulsions les plus comprimées. En supposant une impulsion gaussienne, l'auteur déduit un paramètre de glissement de phase (« chirp parameter ») comme étant égal à 7. Ceci correspond à un glissement de fréquence vers les courtes longueurs d'onde (« blue-chirped »).

La fréquence de pulsation observée expérimentalement, après une conversion phase-amplitude par propagation dans la fibre, correspond au temps d'aller-retour dans la cavité laser. Les durées d'impulsions obtenues sont de l'ordre de la picoseconde. La durée des impulsions dépend du courant d'injection dans le semi-conducteur. Les observations du régime auto-pulsé ont été obtenues pour des courants d'injection, relatifs au courant seuil, entre $8.3 I_{\text{th}} - 30.0 I_{\text{th}}$ avec $I_{\text{th}} = 6 \text{ mA}$.

Les spectres optiques montrent d'importantes asymétries où l'intensité maximale est décalée vers les hautes longueurs d'onde. Ces caractéristiques du spectre optique ont également été observées dans nos mesures (voir section 2.2.1, p. 53).

L'auteur mentionne très brièvement l'origine du phénomène de la relation de phase entre les modes longitudinaux. Il prétend que les non-linéarités du gain sont responsables du mélange à quatre ondes (« four-wave mixing »). Le mélange à quatre ondes aurait pour effet de provoquer la synchronisation des modes. La dispersion accrue dans le semi-conducteur serait responsable de l'étirement des impulsions. Le laser serait donc dans un « état » de synchronisation modale passive.

La synchronisation modale passive par modulation de phase/fréquence originant d'un mélange à quatre ondes a également été rapportée par [TIE89], [CHI93] et les références de [AVR00].

Expérimentalement nous n'avons pas fait propager notre champ laser dans une fibre optique afin de voir l'impact en sortie. Nous savons toutefois que les impulsions possèdent un glissement de phase significatif étant donnée la largeur du spectre optique qui est au-delà de la valeur calculée pour des impulsions de durée à mi-hauteur entre 30 ps et 60 ps.

Laser Fabry-Perot avec dispersion compensée

La référence [NOM02] montre un laser à multiples puits quantiques affichant un régime d'auto-SMP sans la nécessité d'un absorbant saturable. La synchronisation des modes se traduit par une modulation d'amplitude²³ (AM) ou bien d'une modulation de fréquence²⁴ (FM). Les lasers étudiés expérimentalement et théoriquement sont des lasers monolithiques, en configuration FP, de longueur variant entre 300 – 600 μm . Les huit puits quantiques formant le laser sont faits d'InGaAs. La longueur d'onde centrale du spectre d'émission de la photoluminescence est 1550 nm.

Expérimentalement, les rares résultats montrent que le laser, lorsque soumis à un courant d'injection continu ou pulsé (impulsions électriques de durée 8 ns à raison d'une période de 2 μs), affiche un train d'impulsions stables à un taux de répétition équivalent au temps d'aller-retour dans la cavité (typiquement 25 ps). Lorsque le courant d'injection est augmenté, les impulsions deviennent plus étroites (typiquement 0.5 ps). La plage de courant qui permet d'observer le régime pulsé s'étend sur plus de $4 I_{\text{th}}$.

Théoriquement, les équations des modes couplés (trois modes sont considérés) décrivent l'évolution temporelle de l'amplitude et de la phase séparément. L'évolution

²³« Amplitude modulation mode-locking ».

²⁴« Frequency modulation mode-locking ».

des porteurs de charges tient compte du temps de capture et du temps de fuite des porteurs dans les puits quantiques (ces temps caractéristiques prennent des valeurs constantes). Les auteurs prétendent que la synchronisation modale passive, qui provoque une modulation d'amplitude ou de phase du signal, s'observe aisément pour certaines combinaisons de structure de laser et de conditions d'opération.

Un paramètre important dans l'obtention du régime de SMP (le paramètre d tel que défini par [NOM02]) est celui qui décrit la différence de phase linéaire et non linéaire entre les trois modes longitudinaux. La phase linéaire découle de la partie réelle de la susceptibilité électrique du matériau. La phase non linéaire, quant à elle, résulte du couplage intermodal introduit par la polarisation de troisième ordre²⁵. Le paramètre d doit tendre vers zéro pour obtenir le régime de synchronisation modale.

Deux autres paramètres (l_c et l_s), aux significations physiques difficiles à traduire, doivent compléter la condition $d \rightarrow 0$ pour obtenir la version AM de la SMP. Mentionnons toutefois que les paramètres l_c et l_s s'obtiennent d'un produit complexe entre les amplitudes des champs électriques et des phases non linéaires.

La longueur de la cavité laser ainsi que la position²⁶ du gain dans la cavité jouent un rôle dans l'obtention du régime de SMP.

Le facteur de confinement Γ , qui quantifie l'interaction entre le champ électrique et les porteurs de charge, joue également un rôle dans l'obtention du régime de SMP. Une valeur trop faible de Γ limite les effets non linéaires qui doivent compenser la dispersion linéaire des modes. Une valeur trop élevée de Γ tend à faire fluctuer les variables empêchant l'effet de synchronisation intermodale.

Finalement, les auteurs prétendent que le modèle, basé sur les non-linéarités provenant de la polarisation de troisième ordre, puisse expliquer le régime de synchronisation modale passive, AM ou FM, pour d'autres configurations de dispositifs laser multimodes faits de semi-conducteurs.

²⁵La polarisation de troisième ordre à laquelle les auteurs réfèrent provient de la non-linéarité du gain qui, dans les semi-conducteurs, est connue pour amplifier de manière significative les processus d'interaction à quatre ondes [AGR88].

²⁶Il n'est pas clair dans l'étude présentée que les auteurs ont changé la position du gain par rapport à la cavité laser. L'article semble restreindre l'étude à des lasers monolithiques sans région passive.

SOA et laser Fabry-Perot fait de lignes quantiques

Une récente étude fait mention de l'importance du mélange à quatre ondes dans l'obtention d'un régime de synchronisation modale passive sans la présence d'un absorbant saturable [LEL07].

Cette étude porte sur la caractérisation de dispositifs SOA et de dispositifs laser Fabry-Perot dont la zone active est faite d'InAs/InP organisée sous forme de lignes quantiques « quantum dash ». Comme l'introduction de [LEL07] en fait mention, les lasers faits de lignes quantiques posséderaient un courant seuil plus faible, un gain supérieur et une meilleure stabilité en température que les lasers faits de puits quantiques ou à partir de matériaux volumiques. Les SOA faits de lignes quantiques afficheraient quant à eux une meilleure figure de bruit.

Un aspect très intéressant de la caractérisation des dispositifs SOA dans l'étude montre que le matériau est propice aux effets non linéaires tel le mélange à quatre ondes. La quantification de l'efficacité du processus de mélange à quatre ondes est réalisée par la méthode d'injection d'un signal sonde et d'un signal pompe. L'efficacité du mélange à quatre ondes est déduite des amplitudes des fréquences satellites générées dans le cadre du processus de mélange d'ondes. Les auteurs montrent que l'efficacité du processus est comparable à celle obtenue d'un matériau volumique malgré un facteur de confinement 5 fois moins élevé pour les SOA faits de lignes quantiques.

À nos yeux, l'intérêt flagrant de l'étude présentée par Lelarge *et al.* est la confirmation, pour un dispositif laser Fabry-Perot d'une longueur de 1.08 mm, d'un régime de synchronisation modale passive sans la présence d'un absorbant saturable, et ce, avec une injection continue en courant de polarisation. Le laser est fait à partir de la même structure que les SOA. Le spectre optique d'un tel dispositif affiche clairement les modes longitudinaux espacés par 39 GHz.

Les auteurs montrent que le spectre RF résultant du battement entre l'ensemble des modes optiques possède une tonalité à 39 GHz qui est de forme lorentzienne et ayant une largeur de 15 kHz. Plusieurs spectres RF sont ensuite obtenus d'un battement entre deux modes longitudinaux adjacents. La similitude entre les spectres obtenus permet aux auteurs de conclure sur la relation de phase qui existe entre les modes longitudinaux. Les auteurs avancent ensuite que l'origine de la synchronisation modale passive entre les modes longitudinaux est le résultat du mélange à quatre ondes qui s'observe de manière efficace dans les lignes quantiques faites d'InAs/InP.

1.4 Conclusion

Le présent chapitre a permis de résumer un vaste éventail de configurations laser et de techniques pour lesquelles le régime impulsionnel est favorisé au détriment du régime CW. L'ensemble des travaux retenus est basé sur des méthodes passives pour générer les impulsions. Ceci est directement relié à la nature de nos résultats expérimentaux que nous désirons confronter aux travaux antérieurs.

Nous avons présenté, à la *première section*, un rappel sur les techniques dites classiques qui permettent de contrôler l'intensité laser vers une émission impulsionnelle. Parmi ces techniques, nous avons aisément rejeté le régime de SMP de polarisation et de SMP par cavités couplées qui ne peuvent expliquer nos résultats expérimentaux. Le régime de SMP de polarisation est rejeté, car notre milieu de gain ne peut amplifier les deux polarisations. Le régime de SMP par cavités couplées est rejeté, car nos observations n'affichent pas de dépendance interférométrique sur l'ajustement de la longueur de la cavité externe.

Une autre technique présentée, soit la technique montrant un régime à déclenchement passif, peut être rejetée à la lumière des observations expérimentales qui montrent que la fréquence de répétition est reliée à un multiple entier du temps d'aller-retour dans la cavité. De plus, la dépendance sur le courant d'injection de la fréquence de répétition des impulsions est de trois ordres de grandeur supérieure dans le cas des simulations rapportées par [VAS95].

La technique montrant un régime de SMP est similaire à celle du déclenchement passif. Ces deux techniques reposent sur la présence d'un absorbant saturable. La différence entre ces techniques réside dans le temps de vie relatif entre les porteurs de la zone d'amplification et ceux de la zone d'absorption. Contrairement au régime de déclenchement passif, le régime de SMP impose une fréquence de pulsation qui est un multiple du FSR de la cavité laser. La forme des impulsions rapportées est parfois asymétrique. Voilà deux arguments qui sont en accord avec nos observations. Toutefois, le régime de SMP est connu pour être observé sur une plage relativement restreinte du courant d'injection, pourvu que la tension aux bornes de l'absorbant saturable soit fixe. Ceci est en opposition avec nos résultats.

Dans le cadre de la *deuxième section* de ce chapitre, nous avons abordé les régimes laser qui affichent un comportement auto-pulsé de leur intensité. Ils se distinguent des techniques classiques parfois difficilement (théorie des doubles porteurs), parfois

facilement (théorie de la rétroaction optique et de la compétition modale). Dans le cas de la théorie des doubles porteurs, l'explication fondamentale est celle de la SMP, car l'effet de l'absorbant saturable provient de la deuxième catégorie de porteurs qui sont distribués longitudinalement dans la zone active ou bien en périphérie de celle-ci. La théorie des doubles porteurs peut être rejetée pour les mêmes raisons que le régime de SMP.

La théorie de la rétroaction optique est intéressante, car elle fait intervenir un dispositif laser monolithique en présence d'une rétroaction optique provenant d'un miroir externe. Parfois le dispositif monolithique n'est plus un laser, car une couche anti-réflexion est déposée sur la facette qui subit la réinjection optique. Notre application fait appel à un dispositif ayant ses deux facettes traitées d'un antireflet. Les résultats expérimentaux et théoriques montrent que la force de la rétroaction influence l'intensité émise par le laser. Cette intensité est parfois CW, parfois chaotique et parfois impulsionnelle avec une fréquence de pulsation qui dépend également de la force de la rétroaction. Nos mesures expérimentales correspondent à une force de rétroaction qui est de loin supérieure aux résultats rapportés.

La théorie de la compétition modale d'un laser multimode prédit un caractère impulsionnel pour l'intensité d'un mode alors que l'intensité totale émise par le laser est continue. Dans certaines conditions, la séquence temporelle de l'intensité totale est modulée pour un certain temps et ensuite elle affiche comportement CW. La revue sur le sujet ouvre la porte pour d'éventuelles analyses où nous pourrions trouver un ensemble de conditions qui permettraient de stabiliser l'intensité vers un régime complètement impulsionnel.

Dans la *troisième et dernière section* du chapitre, nous avons réuni les travaux répertoriés qui concernent les configurations laser qui cadraient difficilement dans la synthèse des deux premières sections. Certaines configurations de laser ne s'appliquent pas à nos expériences, mais servent tout de même de levier pour introduire les théories qui expliquent l'opération de tels lasers en régime auto-pulsé. Par exemple, le cas d'un laser DFB multiples sections (mais sans AS) où l'on étudie la possibilité d'expliquer l'auto-pulsation par le phénomène de la saturation spatiale inhomogène. Les auteurs concluent que l'auto-pulsation, expliquée par la saturation spatiale inhomogène, serait limitée à des fréquences de pulsation inférieures à 5 GHz, et ne permettrait pas d'expliquer l'origine du régime auto-pulsé. Les phénomènes que nous cherchons à expliquer excèdent régulièrement la frontière du 5 GHz atteignant parfois 14 GHz. Or, nous avons souligné l'importance de la composition du matériau semi-conducteur sur la

rapidité de la dynamique des porteurs. Puisque nous utilisons un amplificateur fait de puits quantiques (ces matériaux ont démontré avoir un temps de relaxation plus rapide que les matériaux volumiques), il est possible d'envisager le phénomène de SPI comme responsable du régime d'auto-pulsation.

Un autre exemple présenté est celui de la modélisation d'un laser de type VCSEL qui montre une opération laser sur 1 ou 2 modes transversaux. L'étude présentée n'offre pas beaucoup de résultats qui nous permettraient de lier ces résultats numériques à nos observations expérimentales.

Finalement, la théorie la plus susceptible de décrire nos observations est celle qui traite de la synchronisation des modes d'un laser FP par le processus connu sous le nom de « mélange à quatre ondes ». La théorie est présentée à la section en page 28 où nous revoyons les conclusions de l'article de Nomura *et al.* [NOM02]. En résumé, les effets non linéaires introduisent une compensation de la dispersion des modes longitudinaux. Le processus non linéaire proviendrait d'un mélange à quatre ondes par l'intermédiaire de la susceptibilité de troisième ordre. Il n'est donc pas nécessaire d'introduire l'effet d'un absorbant saturable pour expliquer la SMP d'un laser FP. Les résultats expérimentaux de [NOM02] ne sont toutefois pas applicables directement à nos observations, entre autres, puisqu'il est question d'un laser FP monolithique.

En résumé pour le chapitre de la revue de littérature, les résultats rapportés ne se comparent pas directement à nos observations expérimentales. Le prochain chapitre expose en détail le comportement de notre système laser.

Chapitre 2

Observations expérimentales

Ce chapitre porte sur le travail central de cette thèse, soient les expériences montrant le laser muni d'un SOA en régime d'auto-pulsation.

Le chapitre introduit en premier lieu les résultats expérimentaux du laser en régime statique (section 2.1). On y consacre une section sur les caractéristiques fondamentales de l'amplificateur à base de semi-conducteurs (section 2.1.1). Par la suite, une section est dédiée à l'étude expérimentale du laser en cavité externe dont le milieu de gain est l'amplificateur à semi-conducteurs (section 2.1.2).

La deuxième section (section 2.2) porte sur les études du régime dynamique. Les résultats ont été divisés en trois catégories. La première concerne le régime dynamique montrant une auto-pulsation de l'intensité laser (section 2.2.1). La deuxième catégorie porte sur les observations chaotiques de l'émission laser (section 2.2.2). Finalement, quelques travaux portant sur la synchronisation modale active du laser sont décrits à la section 2.2.3.

2.1 Régime statique

Cette section regroupe l'ensemble des travaux portant sur le laser lorsque son régime d'émission ne démontre pas une intensité modulée. Nous avons également inclus les résultats de la caractérisation de l'amplificateur à semi-conducteurs.

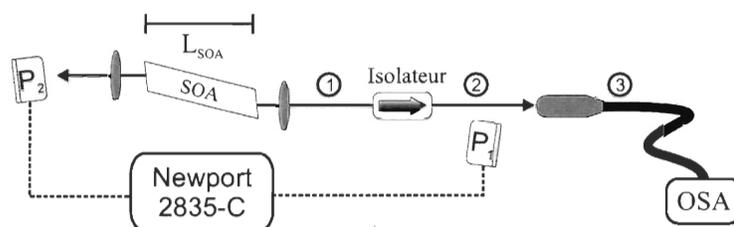


Figure 2.1 – Montage expérimental permettant de mesurer la puissance et le spectre optique de l'ASE du SOA. Trois mesures de la puissance d'ASE furent prises selon la position du photodétecteur P_1 .

2.1.1 Amplificateur

L'amplificateur à semi-conducteurs est le milieu de gain du laser qui est décrit tout au long de cette thèse. Ce sont des raisons historiques, telles que décrites dans la *Préface*, qui ont mené à l'utilisation du SOA comme milieu de gain du laser. Afin de mieux comprendre l'origine du phénomène d'auto-pulsation, nous nous devons de caractériser l'amplificateur. La caractérisation du SOA fut réalisée selon deux volets ; le premier porte sur les caractéristiques de la puissance et du spectre optique de l'émission spontanée amplifiée (ASE), que l'on retrouve à la section en page 38 ; le second porte sur l'amplification d'un signal continu (voir la section en page 41). Nous présentons d'abord la méthodologie expérimentale qui concerne cette section.

Méthodologie expérimentale

La procédure expérimentale permettant la mesure de l'ASE de l'amplificateur est schématisée à la figure 2.1. On y retrouve le milieu amplificateur fait de semi-conducteurs avec multiples puits quantiques. Le matériau semi-conducteur constituant les puits quantiques est l'InGaAsP. Ce dernier offre une longueur d'onde nominale d'amplification autour de 1530 nm. L'amplificateur nous fut généreusement donné par la compagnie *Nortel Networks*. Toutefois, nous n'avons pu obtenir des informations précises sur la composition du SOA et sa fabrication. Cela dit, nous savons que la longueur du SOA est de 1 mm, que ses facettes sont taillées à angle et qu'elles possèdent une couche antireflet. Ces efforts permettent de réduire la réflectance des facettes autour de 10^{-4} .

Le SOA est mis dans un boîtier de type *Butterfly* à la manière des lasers commerciaux. Toutefois, le boîtier est laissé inachevé pour ce qui est du couvercle supérieur,

donnant accès au SOA pour y positionner les lentilles de collimation. La figure 2.2 est une représentation assez fidèle du dispositif avec vue du dessus. De plus, de chaque côté du boîtier se trouve un trou normalement prévu pour y insérer une fibre de type lentillée. Pour notre application, ces trous permettent aux faisceaux de s'échapper du boîtier. Le SOA est monté sur une céramique à effet Peltier et une thermistance 10 k Ω y est également intégrée. La température du SOA est contrôlée à l'aide d'une source de type TEC (*Keithley*, modèle 2510). Pour la presque totalité des mesures effectuées, la température du SOA était maintenue à 20 °C \pm 1 mK.

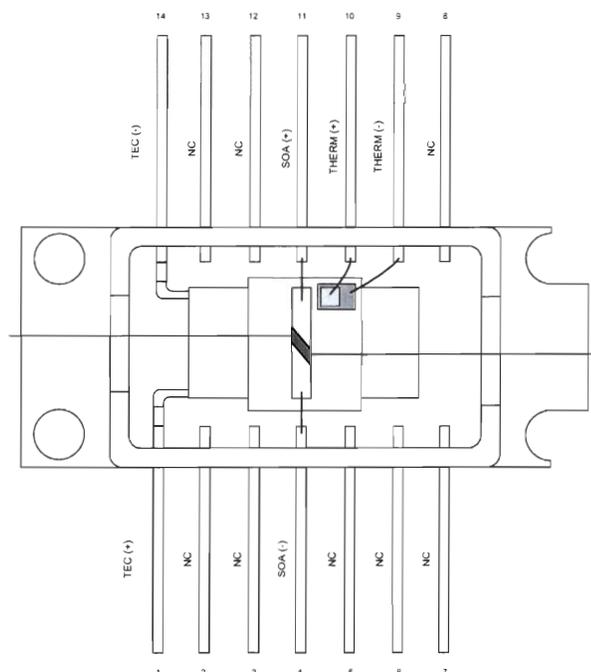


Figure 2.2 – Dispositif SOA dans son boîtier de type *Butterfly* sans son couvercle. Le SOA est positionné avec un angle par rapport à son support de telle sorte que les faisceaux émis sont perpendiculaires aux ouvertures du boîtier. Le signal de la thermistance THERM(\pm) est le signal asservi en boucle fermée avec le courant dans l'élément Peltier [TEC(\pm)] pour maintenir le SOA à une température fixe. Le courant d'injection au SOA est introduit via SOA(\pm).

Le courant d'injection porté au SOA est assuré par une source de courant à faible bruit de marque *Keithley*, modèle 2400-LV. Le duo d'appareils *Keithley* fut recommandé par nos contacts chez *Nortel Networks*.

En se rapportant à nouveau à la figure 2.1, la collimation du faisceau en sortie du SOA est réalisée à l'aide de lentilles asphériques (*ALPS*, modèle FLBF1Z101A).

L'ouverture numérique (NA), la distance focale (f) ainsi que le diamètre du faisceau (ϕ) produit par ces lentilles sont spécifiés par le fabricant comme étant : NA= 0.80, $f = 0.75$ mm, $\phi = 1.20$ mm. L'utilisation de ces lentilles est une recommandation de notre partenaire chez *Nortel Networks*. Chaque lentille est collée sur l'extrémité d'une tige d'aluminium qui est retenue par un bras de levier lui-même fixé à un étage de translation. L'étage de translation permet le positionnement xyz de la lentille devant la facette du SOA. L'étage de translation (*Newport*, modèle 461) déplaçant la lentille devant la facette 2 (en référence au photodétecteur de la figure 2.1) possède des vis micrométriques agencées avec des céramiques piézoélectriques, et ce, pour les trois axes. Le deuxième étage de translation, celui supportant la lentille devant la facette 1, est de marque *Newport*, modèle 561D avec vis micrométriques de type différentiel (*Newport*, modèle DM-13).

Le positionnement des lentilles est fait de telle sorte à obtenir un faisceau parallèle dont le diamètre est minimal à une distance supérieure à 1 mètre. Ce processus itératif est facilité par les balises que sont les trous de la table optique et la carte infrarouge. Nous n'avons pas mesuré la divergence du faisceau collimé. Cependant, comme il en sera question à la section qui traite de la mesure du profil transversal (p. 70), nous avons mesuré la dimension du faisceau en configuration laser auto-pulsé à une distance de 85 cm de la sortie du laser.

La caractérisation de l'émission spontanée amplifiée a été réalisée à l'aide de 2 photodétecteurs au germanium étalonnés (*Newport*, modèle 818-IR/CM) dont le photocourant est traduit en puissance grâce au module (*Newport*, modèle 2835-C). Comme l'indique la figure 2.1, la puissance d'ASE émanant de la facette 1 (en référence au photodétecteur P_1) fut enregistrée à 3 endroits différents tandis que le photodétecteur P_2 , maintenu en position fixe, servait de référence. Les deux photodétecteurs étaient positionnés à angle afin d'éviter que des réflexions parasites mènent à un effet laser, modifiant ainsi la puissance mesurée.

La fibre lentillée utilisée dans le montage permet de coupler environ 70 % de la puissance du faisceau infrarouge dans une fibre qui guide le faisceau vers un analyseur de spectres optiques (OSA) (*Ando*, modèle AQ6317B) permettant la caractérisation du spectre optique de l'ASE. La fibre lentillée est maintenue dans une monture miroir $\theta - \phi$ déposée sur un étage de translation. La présence d'un isolateur est cruciale afin d'éviter, rappelons-le, les influences dues aux réflexions parasites des composants optiques subséquents à ce dernier. L'isolateur (*Isowave*, modèle I-15-UHP-4) assure une isolation optique de 60 dB.

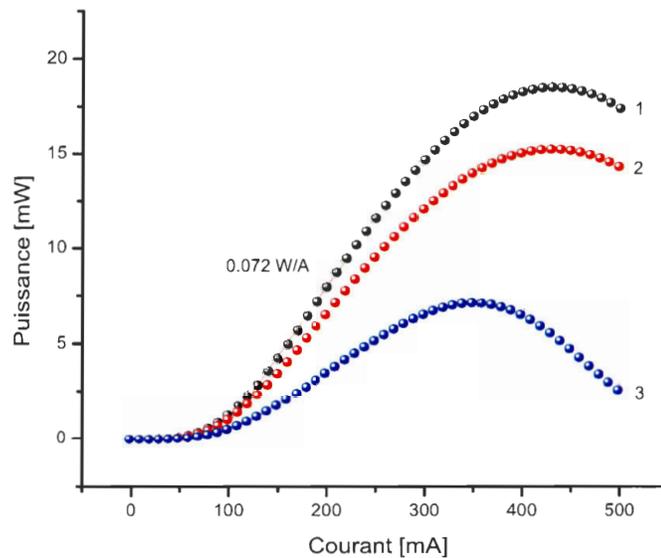


Figure 2.3 – Courbe $L - I$ de l'émission spontanée amplifiée de la facette 1 du SOA. Les trois courbes réfèrent aux positions du photodétecteur P_1 .

Émission spontanée amplifiée

La caractérisation de l'ASE du SOA a été réalisée en deux étapes. La première consistait à mesurer la puissance de l'ASE en fonction du courant d'injection dans le SOA. Nous avons répété la mesure pour les trois positions du photodétecteur P_1 tel que schématisé à la figure 2.1. La mesure de la puissance en position 1 est une mesure directement à la sortie de la lentille de collimation. La position 2 représente la sortie de l'isolateur. La position 3 est une mesure de la puissance à la sortie de la fibre monomode. Les résultats sont présentés à la figure 2.3. La deuxième étape consistait à mesurer le spectre optique pour chaque courant d'injection dans le SOA. Les spectres optiques sont présentés à la figure 2.4. Dans les mesures effectuées, nous avons introduit un délai de stabilisation de 5 secondes entre le changement de la valeur du courant d'injection et la prise de la mesure.

Les résultats de la figure 2.3 montrent que la puissance d'ASE n'affiche pas de comportement seuil comme il se doit. Un rendement de conversion de 0.072 W/A est déduit d'un lissage sur la portion linéaire (100–240 mA) de la courbe 1, soit la puissance détectée à 6 cm de la facette 1. La saturation de l'amplification de l'ASE s'observe autour de 420 mA. La saturation s'explique en partie par des pertes excédentaires du courant

d'injection qui n'atteint pas la zone active à fort courant [BOG04]. La courbe 2 indique la puissance à la sortie de l'isolateur 60 dB qui introduit des pertes de 17 %. La courbe 3, prise en sortie de la fibre, nous montre deux effets. D'abord les pertes nominales de couplage de la fibre lentillée (30 %). Ces pertes sont principalement dues au profil spatial du faisceau qui ne se superpose pas parfaitement avec le mode fondamental de la fibre monomode. Le deuxième effet est celui associé à la dérive de la monture qui supporte la fibre lentillée. L'étage de translation et la monture $\theta - \phi$ qui supporte la fibre lentillée étaient particulièrement instable pour cette acquisition qui montre un accroissement des pertes de 20 % attribuable à la dérive. Nous attribuons ces pertes variables à la mauvaise qualité de la monture opto-mécanique d'autant plus que les mesures du profil transversal, présentées à la section du même nom en page 36, n'ont pas montré d'évolution temporelle du faisceau optique, éliminant de ce fait, l'hypothèse d'un changement dans le couplage associé au changement du faisceau optique.

La figure 2.4 montre l'évolution du spectre optique de l'ASE lorsque l'on augmente le courant d'injection du laser. L'élargissement du spectre, le décalage du maximum de la courbe de gain vers les longueurs d'onde plus courtes et la présence plus marquée de modulations dans le spectre sont parmi les comportements attendus d'un SOA. La largeur totale à mi-hauteur du spectre d'ASE pour les courants d'injection $I = 100$ mA et $I = 200$ mA sont, respectivement, 47 nm et 56 nm. Une caractérisation plus poussée des modulations dans le spectre fut réalisée en augmentant la résolution de l'OSA. Pour un courant d'injection de 200 mA, nous avons mesuré l'écart spectral libre (FSR¹) de la modulation comme étant 0.34 nm. Ce FSR correspond à un délai optique de 23.35 ps pour un aller-retour dans le SOA d'indice 3.5 et de longueur égale à 1.00 mm. L'équivalence en fréquence donne une valeur de 42.8 GHz pour l'intervalle de fréquence entre modes avoisinants.

Une estimation de la valeur de la réflectance résiduelle des facettes se déduit du facteur de gain (gain d'amplification) d'un amplificateur [CON01]. En supposant les réflectances de chaque facette comme étant égales ($R_{1,2\text{SOA}} = R$), une relation simple lie la valeur de R aux caractéristiques dans le spectre du facteur de gain [CON01] :

$$G_r = \left[\frac{1 + RG_s}{1 - RG_s} \right]^2, \quad (2.1)$$

où G_r représente la valeur crête à creux de la modulation observée dans le spectre du facteur de gain. Le paramètre G_s est le gain non saturé pour un simple passage dans

¹De la terminologie anglophone « Free Spectral Range ».

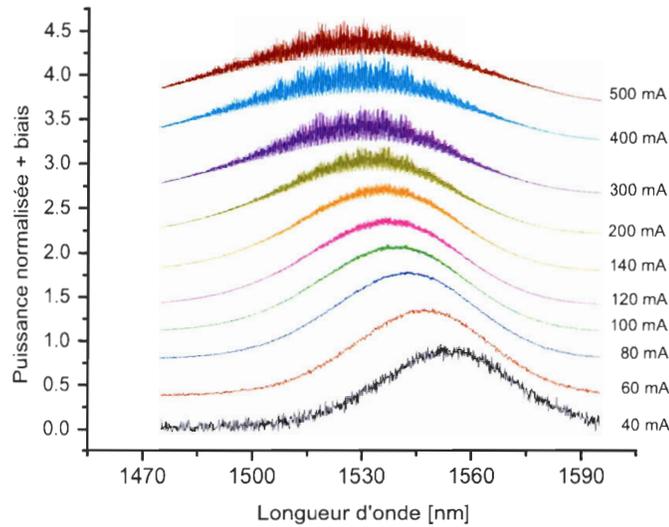


Figure 2.4 – Spectres optiques de l’émission spontanée amplifiée du SOA à la sortie de la facette 1. La résolution de l’OSA est 0.12 nm. Les courbes sont normalisées et décalées verticalement pour faciliter la visualisation.

l’amplificateur.

Les mesures présentées ci-haut concernent le spectre d’ASE² et non celui du spectre du gain d’amplification d’un signal injecté à fréquence variable, comme il en est question dans [CON01]. Malgré le caractère incohérent de l’ASE, sur une bande spectrale $\Delta\lambda$ relativement faible, la puissance réfléchiée sur cette bande qui est ré-amplifiée subit une amplification cohérente pour la propagation bidirectionnelle.

Notre estimation de la réflectance des facettes du SOA à partir de la modulation dans le spectre d’ASE est la suivante. La modulation du spectre normalisé pour un courant injecté $I = 100$ mA vaut $G_r = 1.08$. Le facteur de gain pour un simple passage vaut approximativement $G_s = 140$ (introduit à la section suivante). Utilisant ces valeurs, on trouve $R \approx 2 \times 10^{-4}$. L’exercice est reproductible avec les valeurs obtenues pour $I = 200$ mA ($G_r = 1.26$, $G_s = 310$). Il est approprié de commenter ici à propos de la possible contribution des lentilles de collimation sur la valeur de la réflectance obtenue. Les lentilles de collimation utilisées ont une distance focale effective³ de 200 μm . Dans l’éventualité où les lentilles auraient une contribution dominante sur la valeur de R ,

²Bien que la prochaine section traite de l’amplification d’un signal injecté cohérent, nous avons omis de faire varier la fréquence du signal injecté avec un incrément suffisamment petit afin de caractériser la modulation dans le gain d’amplification.

³« Working distance ».

le FSR serait plutôt de 38.4 GHz (0.31 nm). Or nous mesurons expérimentalement un FSR de 0.34 nm ce qui correspond davantage à la longueur du dispositif SOA. Toutefois, ce calcul simple est basé sur une approximation de l'indice de réfraction du matériau comme valant 3.5. Une valeur de 3.1 pour l'indice permettrait de retrouver la valeur du FSR expérimentalement obtenue, mais où les réflexions résiduelles proviendraient principalement des lentilles et non des extrémités du SOA. Cette brève discussion sera utile dans le cadre des simulations numériques présentées au chapitre 4.

Finalement, mentionnons que des résultats similaires à ceux présentés aux figures 2.3 et 2.4 ont été obtenus pour l'émission spontanée amplifiée à la sortie de la facette 2.

Amplification d'un signal

Cette section rapporte la caractérisation de l'amplification par le SOA d'un signal continu (CW). Trois caractérisations ont été réalisées. La première porte sur la mesure du gain d'amplification en fonction du courant d'injection dans le SOA. La seconde caractérisation porte sur le gain d'amplification en fonction de la puissance optique du signal injectée. La troisième caractérisation découle de celle permettant d'obtenir le gain en fonction du courant d'injection, car nous avons répété ces mesures pour différentes longueurs d'onde du signal injecté.

Le montage expérimental utilisé est celui schématisé à la figure 2.5. Le signal optique à être amplifié provient d'un laser accordable (*Photonetics*, modèle Tunics-BT). L'amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA) et l'atténuateur variable (AV) n'interviennent que pour la deuxième caractérisation. Le contrôleur de polarisation et le cube séparateur de polarisation permettent l'injection d'un signal polarisé dans le SOA, car ce dernier favorise une émission laser de polarisation horizontale. Le cube séparant la puissance en parties égales permet d'enregistrer la puissance incidente à l'aide du photodétecteur étalonné P_1 (*Newport*, modèle 818-IR/CM). La présence de l'isolateur est nécessaire pour éviter le phénomène des cavités couplées et les interférences. Finalement, le photodétecteur P_2 , identique à P_1 , mesure la somme de la puissance d'ASE et celle du signal amplifié.

La puissance injectée (P_i) dans le SOA est estimée à 30 % de la puissance mesurée en P_1 . Les pertes proviennent essentiellement du couplage dans le SOA⁴. Le calcul du

⁴Comme il en sera discuté, une étape de validation de la puissance injectée serait nécessaire pour appuyer les résultats présentés. L'estimé des pertes permet toutefois de déduire un gain d'amplifi-

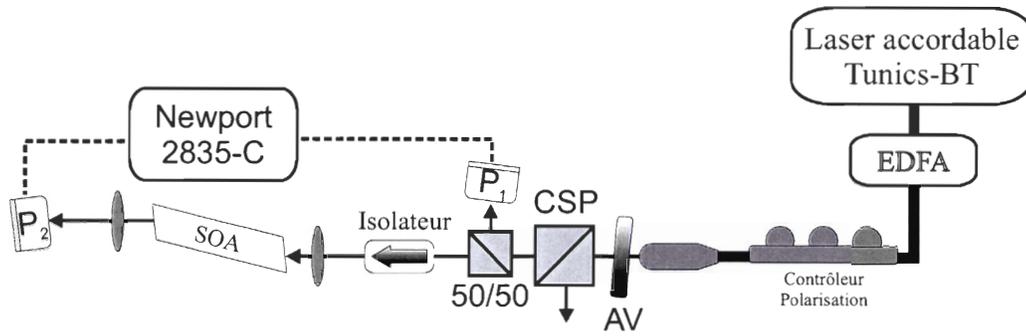


Figure 2.5 – Montage expérimental permettant la caractérisation de l'amplification d'un signal CW par le SOA. La présence de l'amplificateur à fibre (EDFA) ne s'observe que pour la caractérisation en fonction de la puissance injectée. CSP : cube séparateur polarisation. AV : Atténuateur variable.

gain linéaire, lorsque la puissance d'ASE est retranchée, s'exprime de la façon suivante :

$$G_{\text{SOA}} = \frac{P_2 - P_2^{\text{ASE}}}{P_i}. \quad (2.2)$$

La puissance d'ASE (P_2^{ASE}) en fonction du courant d'injection, mesurée immédiatement avant l'injection du signal optique, est similaire à celle présentée à la figure 2.3. Pour les deux premières caractérisations, dont les résultats sont affichés à la figure 2.6, la puissance et la longueur d'onde qui furent commandées au laser accordable sont respectivement 0 dBm et 1550 nm. La figure 2.6 a) montre le gain linéaire ainsi que sa traduction en dB, pour une variation du courant d'injection dans le SOA. Un délai de stabilisation de 5 s est introduit après chaque incrément en courant. La puissance injectée est estimée à $P_i = -10.5$ dBm, soit $89 \mu\text{W}$. En ne retranchant pas P_2^{ASE} , le gain maximum, d'une valeur de 28.7 dB, s'observe à 430 mA. Lorsque que P_2^{ASE} est soustraite de la mesure de P_2 , le gain maximum prend comme valeur 27.5 dB. Le courant d'injection qui permet d'atteindre la transparence, soit un gain d'amplification de 0 dB, prend comme valeur $I_{\text{trans}} = 25$ mA. Les valeurs du facteur de gain pour les courants d'injection $I = 100$ mA et $I = 200$ mA sont respectivement 140 (21.5 dB) et 310 (24.9 dB). Ces valeurs de courant sont représentatives des mesures effectuées dans le régime d'auto-pulsation qui sera présenté ultérieurement.

La seconde caractérisation, qui permet de déduire le facteur de gain en fonction de la cation qui est représentatif de la performance des amplificateurs commerciaux (voir, par exemple, <http://www.covega.com>).

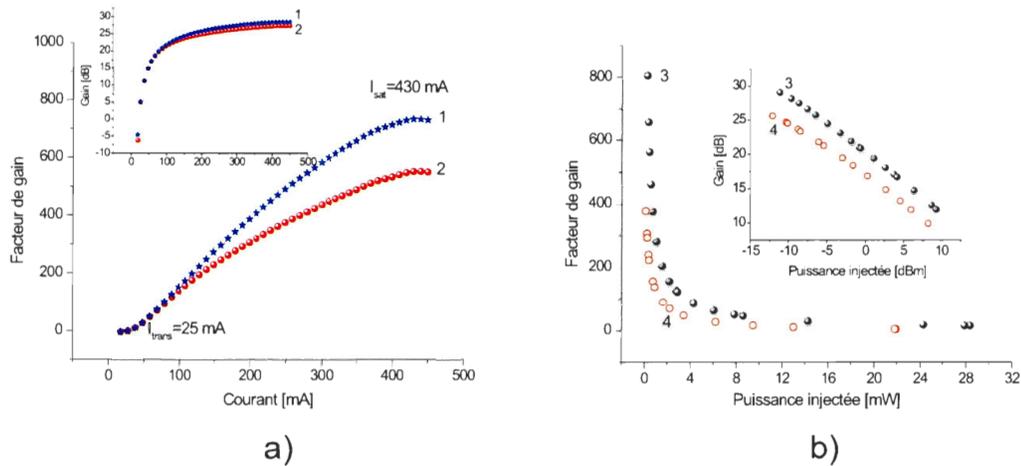


Figure 2.6 – Amplification d'un signal continu a) vs I et b) vs P_i . Les courbes 1 et 2 diffèrent par le retranchement de la puissance d'ASE. La puissance injectée est estimée à $89 \mu\text{W}$. Les courbes 3 et 4, pour lesquelles la puissance d'ASE fut retranchée, sont obtenues respectivement avec $I = 200 \text{ mA}$ et $I = 100 \text{ mA}$. Pour toutes les situations, la longueur d'onde du signal injecté est de 1550 nm .

puissance injectée, est présentée à la figure 2.6 b). Le facteur de gain et sa traduction en dB sont présentés. Pour obtenir cette caractéristique du SOA, l'ajout d'un EDFA et d'un atténuateur variable fut nécessaire. Les courbes 3 et 4 sont obtenues avec un courant d'injection de 200 mA et 100 mA , respectivement. Dans les deux cas, la puissance d'ASE est retranchée à la mesure P_2 . Pour la courbe 3, la puissance injectée varie de 0.25 mW jusqu'à 28.36 mW . On remarque que le gain pour un simple passage offert par le SOA décroît rapidement lorsque la puissance du signal injecté augmente. Rappelons qu'il s'agit de l'amplification d'un signal CW dont le spectre optique est centré à 1550 nm .

La troisième caractérisation de l'amplification d'un signal continu porte sur la variation de la longueur d'onde du signal injecté. Ces résultats découlent d'une caractérisation du gain en fonction du courant d'injection qui fut répétée pour plusieurs valeurs de la longueur d'onde commandée au laser accordable. Nous avons réuni à la figure 2.7 le facteur de gain en fonction de la longueur d'onde, et ce, pour différentes valeurs du courant d'injection.

La comparaison entre les différentes courbes montre un léger élargissement du spectre du facteur de gain lorsque le courant augmente ainsi qu'un accroissement du facteur de gain. Ces observations sont en accord avec la théorie qui sera présentée à la section 3.2. Cette théorie traite du gain par unité de longueur et non du gain pour

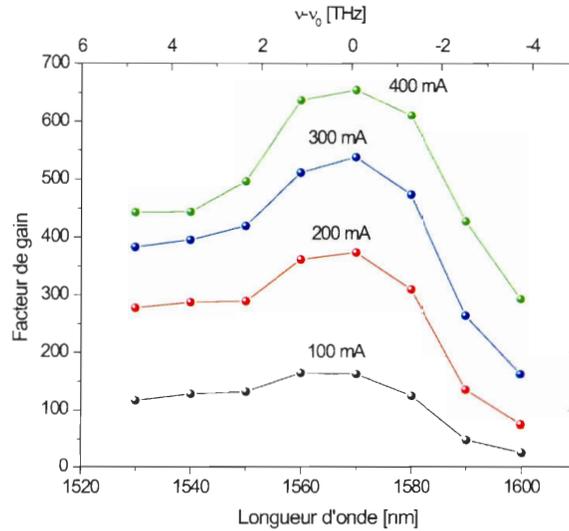


Figure 2.7 – Facteur de gain pour l’amplification d’un signal continu en fonction de la longueur d’onde commandée au laser accordable. La correspondance des longueurs d’onde en fréquence optique est également affichée. La puissance injectée est estimée à $89 \mu\text{W}$.

l’amplification d’un signal injecté. Néanmoins, le comportement qualitatif du spectre du facteur de gain doit respecter les mêmes tendances. Nous discuterons, à la section 4.3.2 dans le cadre des simulations numériques, de l’aspect quantitatif du spectre du facteur de gain pour un signal injecté continu.

À la figure 2.7, on remarque une asymétrie dans la forme du gain qui favorise une plus grande atténuation pour les hautes longueurs d’onde. La théorie du prochain chapitre prévoit cependant une atténuation plus marquée pour les hautes fréquences ($\nu - \nu_0 > 0$). Des pertes d’injection dépendantes en longueurs d’onde pourraient expliquer cette incompatibilité, mais nous ne sommes pas en mesure de confirmer cette hypothèse.

Finalement, mentionnons que les valeurs du facteur de gain sont comparables aux valeurs rapportées dans [MAT04] qui traite de la caractérisation expérimentale d’un SOA fait d’InGaAsP/InP insensible en polarisation⁵. Nos valeurs de facteur de gain sont de quelques dB supérieures à ceux de [MAT04]. Les différences peuvent s’expliquer par la sensibilité du calcul du gain qui fait intervenir les pertes de couplage estimées. Une mesure plus précise de la qualité d’injection serait requise pour augmenter la confiance de l’estimé des pertes de couplage.

⁵Bien que notre SOA soit sensible en polarisation, cette référence permet la comparaison avec des dispositifs de longueur similaire à notre SOA.

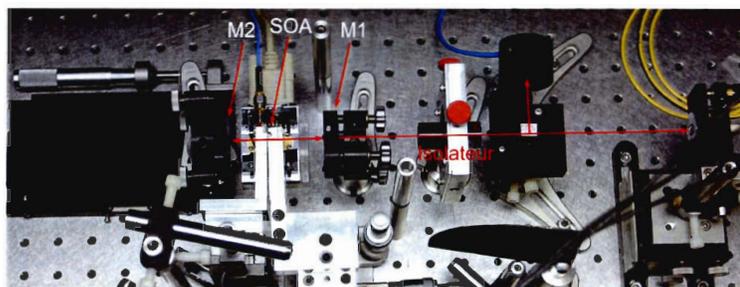


Figure 2.8 – Photographie avec vue en surplomb du montage expérimental montrant le laser Fabry-Perot utilisant le SOA comme milieu de gain. Le miroir M2 est en position rapprochée par rapport à l'ensemble des manipulations présentées.

2.1.2 Laser FP en cavité externe

Cette section porte sur les observations expérimentales qui n'affichent pas le régime d'auto-pulsation. Dans certains cas, nous n'avons tout simplement pas enregistré la dynamique laser. Dans la présente section, nous ne décrivons que très brièvement le laser. La section 2.2 en élabore les détails. Dans sa description la plus simple, le laser a comme milieu de gain le SOA. La cavité de type Fabry-Perot est formée par les miroirs M1 et M2. Tandis que le miroir M2 est un miroir métallique, le miroir M1 est un coupleur 50/50 qui rend utilisable un tel dispositif. La figure 2.8 présente une photographie avec vue en surplomb du montage. Sur cette image, nous avons ajouté les étiquettes pour le miroir M2, le SOA, le miroir M1, l'isolateur optique, ainsi qu'une schématisation du parcours optique du faisceau laser qui est divisé vers le photodétecteur et la fibre lentillée. Le schéma d'un tel dispositif est présenté ultérieurement à la figure 2.11.

Dans l'image de la figure 2.8, le miroir M2 est monté sur un étage de translation. Notons que la distance entre le SOA et le miroir M2 est parmi les plus courtes distances répertoriées.

Courbe $L - I$

La caractérisation de la puissance en fonction du courant d'injection est présentée à la figure 2.9. Pour cette mesure, la cavité laser fut formée par le miroir métallique M2 à une distance $L_2 = 7.5$ cm et le coupleur de sortie M1 à une distance $L_1 = 3.0$ cm. La mesure de la puissance est obtenue directement à la sortie du coupleur. Un angle d'incidence non nul sur le photodétecteur calibré a permis de s'affranchir de l'isolateur qui introduit des pertes d'environ 17 %.

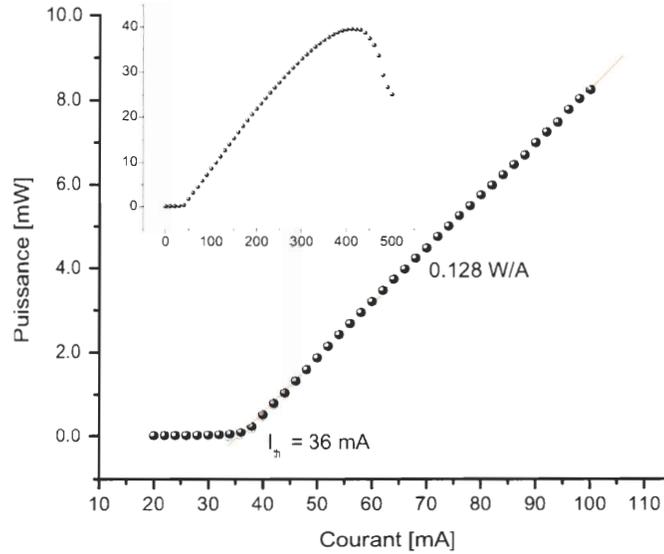


Figure 2.9 – Courbe $L - I$ du laser SOA en cavité Fabry-Perot. Résolution de 2 mA pour la courbe à faible courant et 10 mA pour la courbe à fort courant.

La figure 2.9 présente deux mesures distinctes. La première est le résultat d'une variation de courant entre 20 mA et 100 mA avec une résolution de 2 mA. La seconde montre la courbe $L - I$ pour une variation de courant entre 0 mA et 500 mA avec comme valeur d'incrément 10 mA. Tandis que la seconde mesure nous informe à la fois sur la puissance maximale (39.5 mW) que peut délivrer le laser et son courant de saturation (410 mA), la première mesure nous dévoile le courant seuil ($I_{th} = 36$ mA) et le rendement du laser $dP/dI = 0.128$ W/A. Dans les deux cas, aucun saut de puissance n'est observable. Les sauts de puissance dans la caractéristique $L - I$ sont parfois synonymes de perturbations dans la dynamique laser. C'est le cas pour les résultats rapportés dans [OGO88]⁶ où les sauts (« kinks ») sont synonymes d'une dynamique instable. Les sauts de puissance ont également été rapportés dans l'étude d'un grand nombre de lasers montrant une dynamique favorisant le régime pulsé [CHI80]⁷. Les sauts dans la courbe $L - I$ ont été observés dans la littérature pour les lasers en régime pulsé et CW. Les auteurs rapportent que les sauts proviennent d'une modification du profil transversal du champ électrique.

⁶Dans cette étude expérimentale, une diode laser, au seuil laser faiblement réduit par des couches anti-réflexion, est montée dans une cavité externe en anneau.

⁷Dans cet article, la conclusion des auteurs sur l'origine de la dynamique laser pulsée est la présence de défauts dans la zone active qui agissent comme des absorbants saturables.

Il est important de souligner qu'il nous était impossible d'enregistrer la dynamique laser pendant les mesures des courbes $L - I$ étant donné le positionnement du photodétecteur. On ne peut donc affirmer dans quel régime le laser se trouvait pendant cette caractérisation. Toutefois, nous avons confirmé un comportement similaire de la courbe $L - I$ lorsque le laser était en régime d'auto-pulsation.

Laser mono-miroir

Cette section regroupe les résultats des spectres optiques obtenus en présence d'un seul miroir dans la cavité laser. L'objectif est de prouver la nécessité des deux miroirs externes pour obtenir l'effet laser. Cette interrogation découle des travaux sur les lasers monolithiques faits de semi-conducteurs qui, en présence d'une rétroaction optique provenant d'un miroir externe, affichent un comportement auto-pulsé (les références et discussions sont regroupées à la section 1.2.2).

Les résultats, réunis à la figure 2.10, sont obtenus avec le miroir métallique M2 positionné à une distance $L_2 = 15$ cm. Le miroir M1 est toutefois absent de la cavité laser qui est décrite à la section 2.2. Pour un survol complet des possibilités, nous avons fait varier le courant d'injection dans le SOA tout en modifiant la qualité de la rétroaction optique provenant du miroir M2. Nous avons également fait l'exercice en utilisant le miroir M1, dans sa position telle que vue à la figure 2.11, en remplacement du miroir M2. La similitude des résultats nous permet de ne présenter que les résultats obtenus avec le miroir M2. À ce sujet, nous limitons les résultats aux spectres optiques puisque les spectres micro-ondes et les traces à l'autocorrélateur n'offrent pas de renseignements intéressants, vu la nature du régime laser.

Analysons d'abord les résultats sans filtrage optique. La courbe 1 est obtenue avec un courant d'injection de 100 mA et avec un désalignement complet du miroir M2, ce qui est équivalent à retirer le miroir de la cavité. En effet, la position centrale (1539.0 nm) et la largeur totale du spectre (47.8 nm) sont comparables avec le résultat du spectre d'ASE à 100 mA de la figure 2.4. En modifiant la qualité de l'alignement optique du miroir M2 de façon à optimiser la puissance d'ASE ré-amplifiée, nous avons obtenu les courbes 2a et 2b. La courbe 2a nous indique que la rétroaction optique a pour effet de déplacer le centre de l'ASE vers les grandes longueurs d'onde tout en limitant la largeur du spectre. La courbe 2b, à l'aide d'une résolution accrue à l'analyseur de spectre, vient confirmer la présence de la modulation à 0.34 nm (42.8 GHz) introduite par les réflexions parasites aux extrémités du SOA. La courbe 3, pour laquelle le courant

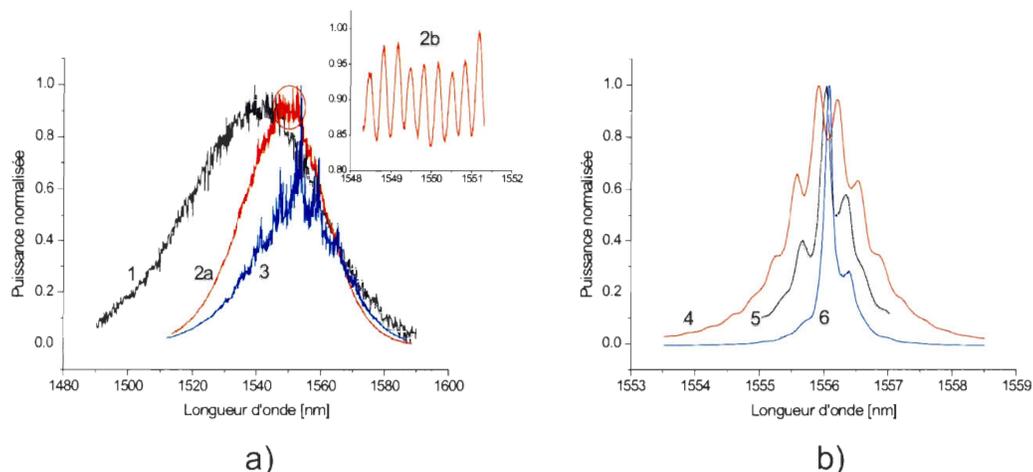


Figure 2.10 – Spectres optiques de l’ASE ré-amplifiée, a) sans filtrage optique et b) avec la présence du filtre optique de 2 nm. Courbe 1 : 100 mA et désalignement complet du mono-miroir. Courbe 2a, 2b et 5 : 100 mA et alignement optimal. Courbe 3 : 300 mA et alignement optimal. Courbe 4 : 100 mA et désalignement partiel du mono-miroir. Courbe 6 : 280 mA et alignement optimal.

d’injection est de 300 mA et l’alignement du miroir M2 est optimal, affiche également le déplacement de la longueur d’onde centrale. De plus, le spectre montre une structure avec des modes qui se distinguent du profil bruité des courbes précédentes, laissant croire à une cohérence accrue pour le signal optique. Nous n’avons toutefois rien observé dans la trace temporelle fournie par l’autocorrélateur.

En ce qui concerne les résultats utilisant le filtre optique d’une largeur de 2 nm (filtre interférentiel, *Iridian*, modèle SC1565-BW2), une procédure similaire a été réalisée, soit une variation du courant d’injection tout en modifiant la qualité de la rétroaction du miroir M2. La courbe 4, montrant le spectre le plus large, est obtenue avec un courant d’injection de 100 mA et une faible rétroaction du miroir. En optimisant la rétroaction de façon à maximiser la puissance détectée, on obtient la courbe 5 qui affiche un spectre plus étroit. Toujours avec une rétroaction optimale, la courbe 6 montre un rétrécissement du spectre obtenu avec un courant d’injection de 280 mA. Dans tous les cas, on observe clairement les modes longitudinaux du SOA, espacés de 0.34 nm.

Nous avons confirmé que le dispositif SOA doit nécessairement bénéficier d’une double rétroaction optique provenant de deux miroirs externes afin de se qualifier comme un laser. La rétroaction optique d’un seul miroir n’est pas suffisante pour entretenir l’oscillation laser. Ceci vient supporter nos conclusions que le laser utilisé dans cette

thèse est dans une catégorie autre que les lasers monolithiques soumis à une rétroaction optique provenant d'un miroir externe.

2.2 Régime dynamique

Cette section porte sur les observations novatrices de cette thèse. Les observations expérimentales montrent que le SOA, en configuration laser, a tendance à émettre un train d'impulsions stables lorsque certaines conditions sont réunies. La section 2.2.1 décrit les conditions expérimentales ainsi que les résultats obtenus lorsque le laser favorise le régime d'auto-pulsation. La section 2.2.2 est consacrée aux résultats montrant l'autre régime dynamique du laser, soit le régime chaotique. Finalement, la section 2.2.3 regroupe les résultats expérimentaux obtenus lorsqu'une modulation sinusoïdale est appliquée au courant d'injection du SOA.

2.2.1 Laser en régime d'auto-pulsation

Méthodologie expérimentale

Le montage expérimental, présenté à la figure 2.11, est celui qui permet d'obtenir les régimes d'auto-pulsation ou chaotique. Le milieu de gain du laser est le SOA tel que décrit à la section 2.1.1. La méthode pour contrôler la température du SOA, celle pour contrôler son courant d'injection ainsi que la méthode de collimation des faisceaux y ont été décrites. Rappelons toutefois que le SOA, d'une longueur de 1 mm, offre un gain à simple passage autour de 28 dB pour un courant d'injection de 200 mA et une puissance injectée autour de 0.4 mW. Rappelons également que la réflectance résiduelle de chacune des facettes est estimée à 2×10^{-4} .

La cavité laser de type Fabry-Perot est formée par un miroir métallique M2 (*Newport*, modèle 20D20ER.2-PF, $R > 97\%$) positionné à une distance variable L_2 de la facette gauche du SOA. Le miroir du côté de la facette droite (M1) est un coupleur fait d'un empilement de couches diélectriques (*CVI*, modèle PR1-1550-50-1012) réfléchissant 50 % de la puissance. À l'exception de quelques expériences, le miroir M1 est fixé à une distance typique $L_1 = 3$ cm du SOA. La longueur L_2 est variée à l'aide d'un étage de translation (*Newport*, modèle 436). L'étage de translation permet un déplacement

maximal en z de 5 cm. Une série de mesures consistait à positionner l'étage de translation à différentes distances du SOA, ce qui a permis d'obtenir les valeurs suivantes : $L_2 = 2 - 40$ cm. La limite inférieure sur la longueur de cavité est imposée par des contraintes physiques tandis que la limite supérieure fut choisie par la reproductibilité des résultats de mesure. Au-delà de 40 cm, les résultats ne montraient pas de nouveaux comportements dans la dynamique laser autrement qu'un taux de répétition des impulsions modifié en conséquence.

Dans certaines expériences, le miroir métallique est remplacé par un réseau de diffraction (*Edmund Optics*, 1200 lignes/mm) en configuration Littrow. Pour certaines expériences, un filtre interférentiel (*Iridian*, modèle SC1565-BW2) fut utilisé dans la cavité.

Tel qu'indiqué à la figure 2.11, le faisceau laser traverse un isolateur optique (*Iso-wave*, modèle I-15-UHP-4) offrant 60 dB d'isolation avant d'être divisé en deux faisceaux de puissance égale par un cube séparateur. Chaque faisceau est par la suite couplé dans une fibre optique au moyen d'une fibre lentillée montée sur un système d'ajustement $x - y - z$ ainsi que $\theta - \phi$. Les fibres lentillées guident le faisceau laser vers la partie d'analyse du montage.

La partie d'analyse du montage comprend un autocorrélateur optique (*Femtochrome*, modèle FR-103XL) qui est précédé d'un amplificateur à fibre dopée à l'erbium et d'un contrôleur de polarisation. Le contrôleur de polarisation permet de maximiser la génération de la 2^{ème} harmonique qui intervient dans le cristal de LiNbO_3 intégré dans l'autocorrélateur. L'autocorrélateur est configuré en mode non colinéaire ce qui permet d'avoir une trace d'autocorrélation sans biais. La rotation des miroirs de l'autocorrélateur est ajustée à 2.5 Hz et la constante de temps fut ajustée pour résoudre pleinement la forme des impulsions. Ces deux ajustements permettent un meilleur rapport signal sur bruit tout en permettant un taux de rafraîchissement rapide des signaux. Le signal de l'autocorrélateur est visualisé sur un oscilloscope de 100 MHz de bande passante (*Hewlett Packard*, modèle 54645A).

La puissance du laser est mesurée à l'aide d'un puissance-mètre (*Hewlett Packard*, modèle HP-8153A ou *Newport*, modèle 2835-C avec photodétecteur 818-IR/CM). Le spectre optique est observé avec un analyseur de spectres optiques (*Ando*, modèle AQ6317B).

Un photodétecteur de grande sensibilité (*Hewlett Packard*, modèle HP-11982A) convertit le faisceau optique en signaux électriques micro-ondes. La bande passante

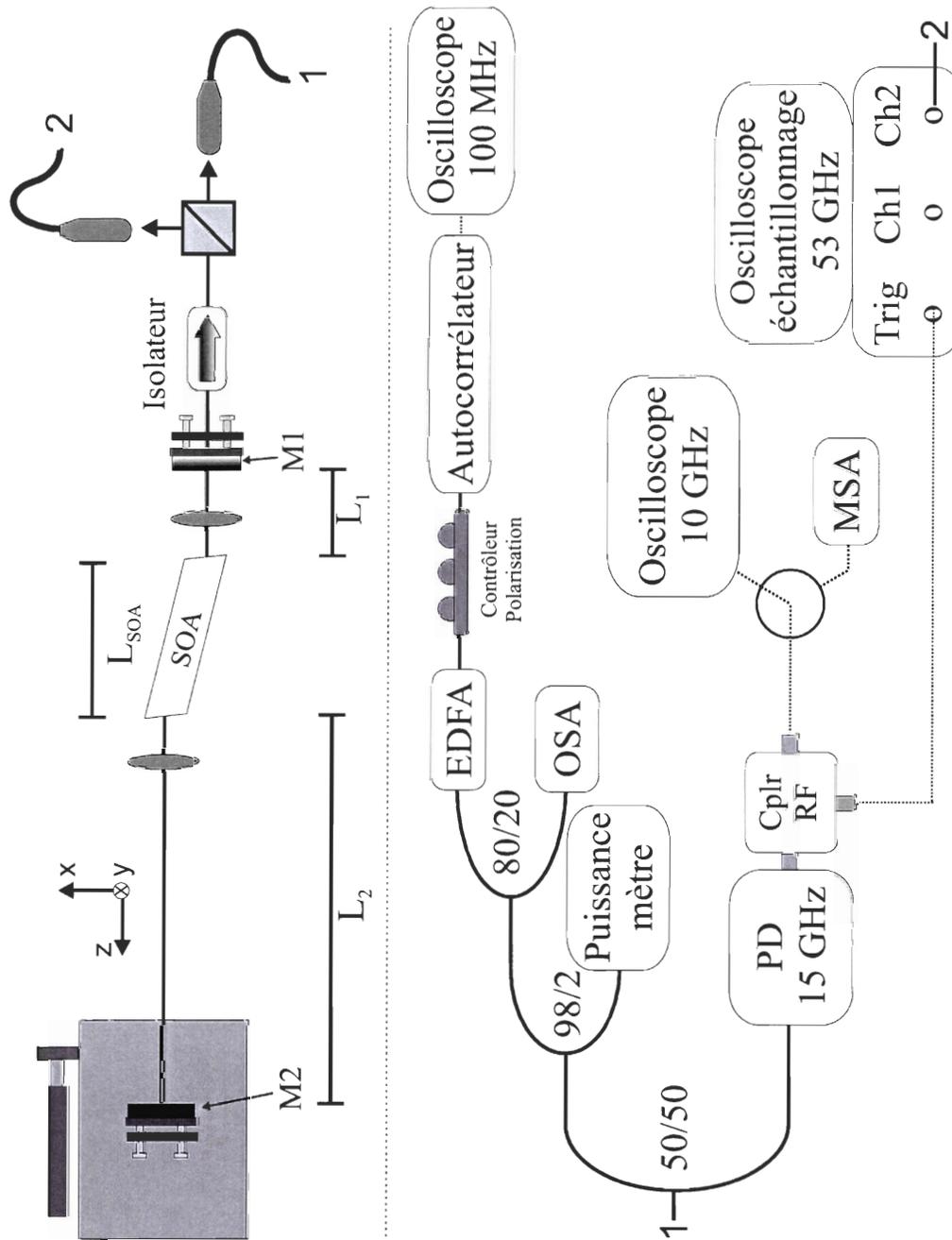


Figure 2.11 – Schéma du montage expérimental du laser en régime d'auto-pulsation ou en régime chaotique. Le spectre optique, le spectre RF, la trace d'autocorrélation ainsi que la trace temporelle peuvent être analysés simultanément.

optique du photodétecteur est de 15 GHz. Les signaux micro-ondes sont divisés en tension par un coupleur électrique (*Hewlett Packard*, modèle HP11667B, DC-26.5 GHz). Une des sorties du coupleur électrique est dirigée soit vers un analyseur de spectre micro-onde (MSA) (*Hewlett Packard*, modèle HP-8565E), précédé d'un filtre passe-haut (« DC-block », *PicoSecond*, modèle 5508A-110), soit vers un oscilloscope rapide à déclenchement unique (« single-shot type oscilloscope »). L'oscilloscope à déclenchement unique (*Agilent*, modèle DSO81004A) offre un échantillonnage maximum de 40 GS/s ainsi qu'une capacité-mémoire de 800 kpts. La bande passante de cet oscilloscope est de 10 GHz. Nous y référerons en tant que INF10GHz.

L'autre sortie du coupleur électrique est utilisée pour déclencher l'acquisition d'un oscilloscope à échantillonnage (*Agilent*, modèle DCA-J 86100C). Cet oscilloscope fut utilisé avec le module optique 86116A dont le photodétecteur intégré offre une bande passante optique de 53 GHz. Cet oscilloscope (INF53GHz) permet de résoudre des impulsions dont la durée totale à mi-hauteur (FWHM) est supérieure à 8 ps. Comme l'indique la figure 2.11, l'oscilloscope à échantillonnage prend comme entrée optique le faisceau de la deuxième fibre lentillée. La limite supérieure de la bande passante de déclenchement (option « external divided trigger ») de l'INF53GHz est de 13 GHz.

Mentionnons qu'historiquement, l'absence des oscilloscopes rapides INF10GHz et INF53GHz rendait l'utilisation de l'autocorrélateur indispensable pour confirmer la présence du régime auto-pulsé. C'est d'ailleurs la présence de l'autocorrélateur qui a initié toute la démarche scientifique qui est rapportée dans cette thèse. Toutefois, la disponibilité de l'INF10GHz, et par la suite, l'arrivée de l'INF53GHz, a permis de s'affranchir de l'autocorrélateur qui ne divulgue qu'une partie de l'information utile. Cette affirmation est rendue possible puisque nous travaillons en présence d'impulsions plus longues que la limite de résolution temporelle de l'INF53GHz. Pour ces raisons, la plupart des résultats qui seront présentés ne feront pas intervenir les traces d'autocorrélation. Cependant, l'autocorrélateur demeure très utile lorsque le taux de répétition est supérieur à la limite de déclenchement de l'INF53GHz.

Conditions favorisant le régime auto-pulsé

Le régime d'auto-pulsation est observé avec une grande variété de conditions expérimentales. La liste ci-après résume les principales observations.

- L'auto-pulsation fut observée pour des courants d'injection entre 50 mA et 400 mA

$(1.4 I_{th} - 11.1 I_{th})$. Cependant, les impulsions de meilleure qualité s'obtiennent dans la plage de courant entre 100 mA et 230 mA, soit $(2.8 I_{th} - 6.4 I_{th})$.

- L'initiation du phénomène d'auto-pulsation est grandement liée à l'alignement des deux miroirs. Des observations similaires ont été reportées dans la littérature [MEZ95, et les références suggérées]. Toutefois, les résultats présentés dans ces précédents travaux ne font état que de la génération de fréquences dans le spectre RF qui sont égales et/ou inférieures au FSR de la cavité laser. Ceci est contraire à nos observations où la fréquence de pulsation est généralement un multiple du FSR.
- Une légère modification de l'alignement d'un miroir peut engendrer un nouveau taux de répétition des impulsions. Dans la majorité des cas, la fréquence de pulsation correspond à une harmonique du FSR de la cavité. Toutefois, il est possible d'obtenir un train d'impulsions à un taux de répétition correspondant à l'aller-retour dans la cavité. Un changement dans la longueur de la cavité permet également de sauter entre 2 valeurs de taux de répétition favorisés par le laser.
- La longueur totale de la cavité laser ($L = 4 - 44$ cm) n'est pas d'une influence marquante pour la qualité des impulsions. Cependant, pour un ensemble donné de paramètres (courant d'injection, alignement des miroirs), la forme des impulsions peut être modifiée en ajustant la longueur de la cavité.
- Les fréquences de pulsation typiques se situent entre 2 GHz et 11 GHz, avec la plage 2 GHz à 4 GHz hautement favorisée. La durée des impulsions ainsi que leur forme dépend de la fréquence de pulsation. La FWHM varie entre 30 ps et 200 ps.
- Le filtrage optique à l'intérieur de la cavité n'est pas essentiel pour observer l'auto-pulsation du laser. La qualité des impulsions n'est pas altérée de façon significative avec l'introduction d'un élément filtrant le spectre optique (filtre interférométrique ou réseau de diffraction). L'utilisation du réseau de diffraction a permis d'obtenir l'émission auto-pulsée pour la plage de longueurs d'onde suivante : 1480 nm à 1591 nm.

Résultats typiques

Cette partie a pour objectif de présenter les résultats typiques de la dynamique laser en régime auto-pulsé. La figure 2.12 est un résumé des deux classes de dynamique auto-pulsée que l'on obtient en modifiant les conditions expérimentales. La classe A, en référence aux indications de la figure 2.12, est celle où le train d'impulsions possède une fréquence de pulsation (f_r) correspondant à une harmonique du FSR de la cavité

laser. La classe B représente la catégorie pour laquelle f_r équivaut au FSR.

Les résultats présentés à la figure 2.12 ont été obtenus avec un montage expérimental semblable à celui présenté à la figure 2.11. Pour les deux classes de résultats, le courant d'injection dans le SOA fut fixé à 200 mA et aucun ajustement ne fut réalisé sur l'alignement de la cavité. Le miroir M2 qui fut utilisé est le miroir métallique. Cette fois-ci, les deux miroirs M1 et M2 étaient montés sur un étage de translation. La mesure A est obtenue avec $L_1 = 4.52$ cm et $L_2 = 3.00$ cm. La mesure B est obtenue en allongeant seulement le bras droit de la cavité de sorte que $L_1 = 4.62$ cm. La mesure absolue des longueurs de cavité se fait d'abord par une mesure grossière, en utilisant une règle graduée, pour ensuite préciser la longueur en utilisant la distribution de l'énergie dans le spectre RF. Évidemment, cette façon de procéder ne peut lever l'ambiguïté qui demeure entre la longueur absolue du bras droit et celle du bras gauche. Néanmoins, la précision obtenue par cette méthode est suffisante pour les besoins présents.

Les traces temporelles de la figure 2.12 a), enregistrées à l'INF53GHz en moyennant 16 courbes, montrent clairement que la dynamique laser en régime auto-pulsé peut prendre deux états distincts. Cette affirmation est appuyée par les spectres RF de la figure 2.12 b). La classe A, pour laquelle $f_r = N \times \text{FSR}$ avec N un entier positif, est la classe la plus fréquemment rencontrée. Dans le cas présent, la fréquence de pulsation correspond à la 3ième harmonique du FSR ($N = 3$). La classe B représente le cas spécial $N = 1$, soit une fréquence de pulsation équivalente au FSR. Signalons que la forme des impulsions qui composent le train est dépendante du taux de répétition de ce dernier. De manière générale, les trains d'impulsions à plus haut taux de répétition affichent des impulsions plus symétriques. Cependant, la forme d'impulsion dite épaulée, telle qu'observée pour la classe B, s'observe également pour des valeurs de $N > 1$.

Une analyse des impulsions de la figure 2.12 a) fut réalisée par lissage utilisant des fonctions gaussiennes. Les résultats du lissage permettent de déduire la durée totale des impulsions (FWHM), leur puissance crête (P_p) ainsi que l'énergie par impulsion (E_p). Pour la classe A, les résultats sont : FWHM = 43 ps, $P_p = 76$ mW et $E_p = 3.4$ pJ. Pour le lissage d'une impulsion épaulée de la classe B, nous avons supposé qu'elle était constituée de deux impulsions gaussiennes. Les résultats du lissage renvoient aux valeurs suivantes : impulsion primaire de FWHM = 68 ps suivie d'une impulsion secondaire de FWHM = 156 ps. L'espacement temporel entre l'impulsion primaire et secondaire est de 130 ps. L'énergie d'une impulsion épaulée est autour de 10 pJ. L'évaluation des puissances crêtes et de l'énergie des impulsions est basée sur la puissance moyenne du train d'impulsions. Pour les courbes A et B, la puissance moyenne mesurée est de

20 mW, comme l'indique la figure 2.9.

Les spectres RF de la figure 2.12 b) indiquent clairement l'importance énergétique de la tonalité à f_r . Pour le spectre A, la tonalité principale est située à $f = 5.71$ GHz. Les harmoniques supérieures du train d'impulsions à 175 ps de taux de répétition (τ_r) excèdent la bande passante du photodétecteur générant le signal RF. Cependant, nous avons confirmé la présence des harmoniques supérieures dans plusieurs autres mesures. La seconde tonalité en importance, quoique très faible (approximativement -30 dB), est une sous-harmonique située à $f = 2.86$ GHz.

Le spectre B, associé au train d'impulsions $\tau_r = 532$ ps, a comme tonalité principale $f = 1/532$ ps = 1.88 GHz. Cette fois-ci, les harmoniques supérieures formant le peigne de fréquence tombent à l'intérieur de la bande passante du photodétecteur. Notons que le SNR est également autour de 53 dB et que la puissance relative de la composante à FSR/2 est de -40 dB.

Chaque spectre de la figure 2.12 b) est le résultat d'une concaténation de spectres intermédiaires de largeur 1 GHz. Chaque spectre intermédiaire est le résultat d'une moyenne sur 10 échantillons. De cette façon, nous pouvons contourner le problème de la faible résolution spectrale dû à une acquisition limitée à 800 points par spectre. Pour les spectres de la figure 2.12 b), la résolution spectrale est de 1.7 MHz. Cette résolution est trop faible pour entreprendre une quantification des puissances relatives entre les tonalités qui, comme nous le verrons, possèdent une largeur totale typique de 1.5 MHz. L'analyse de la largeur des tonalités du spectre RF est présentée ci-dessous.

La figure 2.12 c) présente les spectres optiques relatifs aux deux classes du régime auto-pulsé. La résolution spectrale est de 58 pm. La largeur des spectres, d'une valeur approximative de 5 nm, confirme que les impulsions sont formées à partir de modes longitudinaux dont la relation de phase est imparfaite. Une parfaite relation de phase entre les modes longitudinaux demanderait un spectre optique de largeur approximative à 0.07 nm (dédié du produit $\Delta\nu\Delta\tau = 0.41$ pour une impulsion de forme gaussienne). On parle généralement d'impulsions avec un glissement de fréquence⁸ entre les phases relatives des modes afin d'expliquer la largeur spectrale excessive associée à un train d'impulsions. Un glissement de fréquence suggère toutefois qu'il existe une relation de phase parabolique entre les modes. Dans les résultats présentés, il nous est impossible de confirmer que la relation de phase est parabolique ou bien, de manière plus générale, que les phases soient arbitrairement distribuées. L'utilisation d'une technique de com-

⁸« Chirped pulses ».

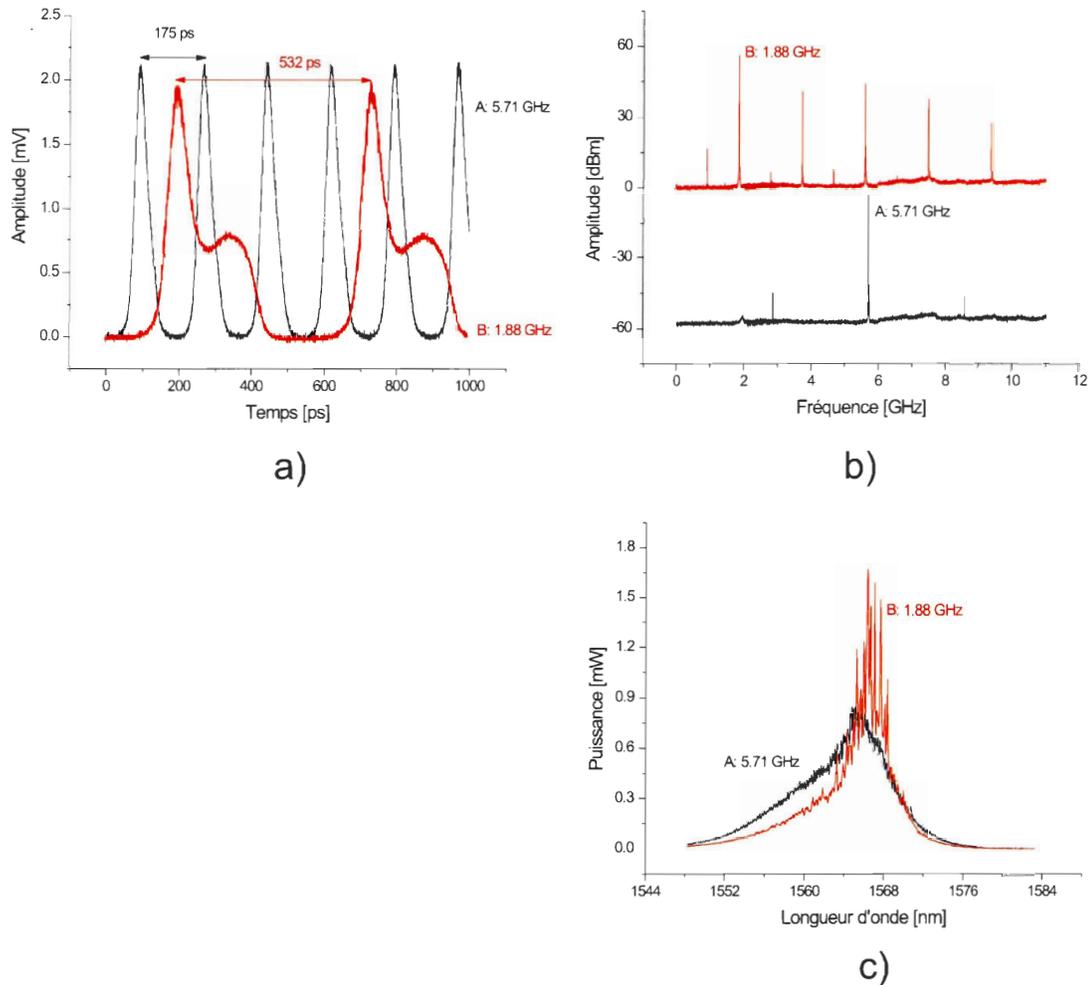


Figure 2.12 – (a) Trace temporelle, (b) spectre RF et (c) spectre optique présentant les résultats typiques de la dynamique laser auto-pulsée. Le courant d'injection est $I = 200$ mA. Une modification de la longueur de la cavité laser de 1 mm permet d'obtenir les 2 courbes. Les spectres RF ont été décalés verticalement pour faciliter leur comparaison.

pression d'impulsions [TRE69] nous renseignerait davantage sur la nature de la relation de phase entre les modes longitudinaux.

L'auto-modulation de phase serait le phénomène dominant dans la génération d'impulsions avec un contenu élevé en modes non synchronisés [DER92a]. L'amplitude du facteur d'élargissement de la raie (paramètre α , voir section 3.2.2, p. 91) est responsable de l'intensité du phénomène d'auto-modulation de phase dans un SOA [AGR89] ou dans un laser à semi-conducteurs [DER92a].

De plus, l'auto-modulation de phase aurait comme conséquence de favoriser les longueurs d'onde plus élevées pour un accroissement du courant d'injection [YAN06]. Nos observations vont dans ce sens pour le laser⁹ alors que le maximum de la courbe d'ASE est décalé vers les courtes longueurs d'onde pour une augmentation de I .

Largeur typique d'une tonalité du spectre RF

La figure 2.13 présente une mesure du spectre RF, autour de la fréquence fondamentale, avec une résolution de 300 kHz. Cette mesure permet d'évaluer la largeur typique d'une tonalité dans le spectre RF. L'amplitude sur une échelle logarithmique est au premier plan de la figure tandis que le graphique secondaire montre l'amplitude linéaire de cette même tonalité. Les conditions d'opération du laser sont semblables à celles décrites dans le contexte de la figure 2.12. Notons toutefois que la longueur totale de la cavité laser est la plus courte possible, soit approximativement 6 cm, permettant une auto-pulsation à la fréquence fondamentale du laser ($N = 1$). Le miroir métallique est utilisé comme miroir M2. Le courant d'injection dans le SOA est de 200 mA.

À titre d'évaluation quantitative de la largeur, nous avons lissé une courbe de forme lorentzienne¹⁰ sur l'amplitude linéaire du spectre. La tonalité analysée, comme le montre le graphique secondaire, possède une largeur totale à mi-hauteur de 1.54 MHz. Cette valeur est relativement élevée en comparaison avec les spectres observés chez les lasers en régime de synchronisation modale passive. Par exemple, un laser complètement intégré sur le matériau InGaAsP et en cavité circulaire, affiche une FWHM de 400 kHz

⁹Les résultats qui montrent le décalage du spectre optique, malgré l'utilisation du réseau de diffraction, ne sont pas présentés, mais ont été recueillis dans le cadre de la caractérisation en fonction d'une variation du courant d'injection.

¹⁰Le lissage par une fonction gaussienne améliore légèrement le paramètre de lissage (minimisation du χ^2). La différence numérique n'est pas d'intérêt. Elle renseigne plutôt sur l'origine des instabilités du laser. Pour un spectre de forme gaussienne, les instabilités sont d'origine « technique », soit les fluctuations du FSR reliées aux perturbations thermiques, acoustiques, etc.

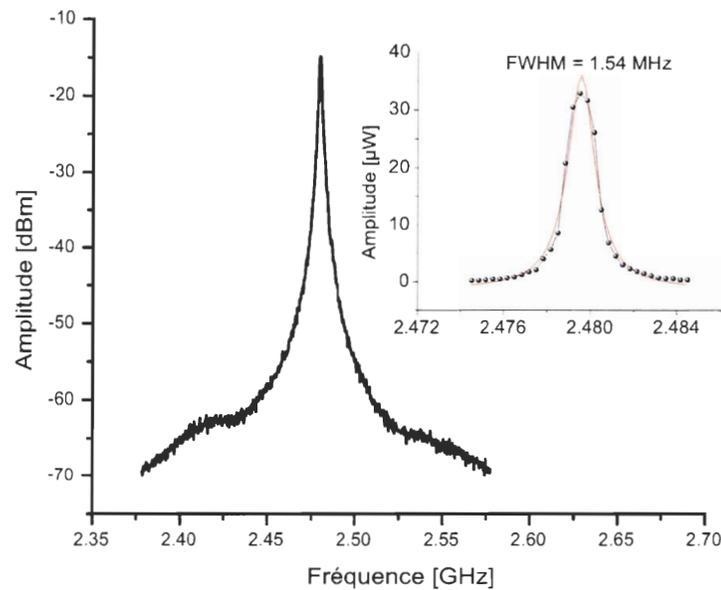


Figure 2.13 – Spectre RF permettant la mesure de la largeur de la composante à la fréquence fondamentale. La pleine échelle horizontale du MSA est 200 MHz avec une résolution de 300 kHz. L’auto-pulsation se produit à la fréquence fondamentale du laser.

pour la tonalité à la fréquence fondamentale [BAR06]. Cependant, pour un laser en synchronisation modale par addition d’impulsions [YAN06], la largeur totale à mi-hauteur de la tonalité principale est inférieure à 1 MHz. L’auteur affirme que cette valeur est comparable à la largeur de raie pour des lasers similaires en opération monomode. Yang prétend également qu’une raie inférieure au mégahertz indique une opération stable et une faible gigue (« low timing-jitter ») du train d’impulsions.

Le facteur principal expliquant l’élargissement des tonalités observées pour notre système est probablement l’instabilité temporelle des impulsions. Rappelons que le spectre est issu d’une moyenne sur 10 échantillons. La largeur de raie est donc comparable à certaines configurations de laser qui émettent un train d’impulsions issues d’une synchronisation modale passive classique.

En utilisant les données de la figure 2.13, nous pouvons quantifier le rapport signal sur bruit (SNR) de la tonalité à la fréquence fondamentale. Un SNR de 48 dB est déduit du sommet de la tonalité avec l’amplitude observée à 2.43 GHz, soit l’épaule de la tonalité.

Stabilité du régime auto-pulsé

Cette section a comme objectif de démontrer la stabilité à long terme du train d'impulsions lorsque le régime auto-pulsé est favorisé par le laser SOA. Bien que les résultats présentés à la figure 2.13 constituent une bonne indication de la stabilité du régime auto-pulsé, la figure 2.14 est le fondement de la preuve. Cette dernière figure est le résultat d'une seule acquisition à l'INF10GHz. L'oscilloscope fut utilisé en mode déclenchement unique et la plage temporelle fut ajustée à sa valeur maximale ($20 \mu\text{s}$) tout en gardant la plus haute fréquence d'échantillonnage de l'appareil, soit 40 GS/s.

Le laser fut opéré en mode auto-pulsé avec un courant d'injection de 100 mA. Le miroir métallique M2 et le miroir coupleur M1 avaient comme distance $L_2 = 9 \text{ cm}$ et $L_1 = 10 \text{ cm}$ par rapport à leur facette respective du SOA. La fréquence de pulsation du train d'impulsions est $f_r = 2.33 \text{ GHz} = 3 \times \text{FSR}$.

La figure 2.14 permet d'apprécier la qualité des impulsions qui se maintient sur toute la plage temporelle. La figure montre trois segments de 3 ns extraits de la même acquisition. Le choix de l'origine de chaque segment est arbitraire. Les niveaux de puissance crête ainsi que les niveaux de puissance entre les impulsions sont pratiquement identiques pour les trois segments, prouvant la stabilité à long terme du régime auto-pulsé. Mentionnons que la résolution temporelle de 25 ps est de loin inférieure à celle offerte par l'INF53GHz. Ceci explique la forme un peu différente des impulsions par rapport aux résultats typiques présentés à la figure 2.12 a).

Soulignons le fait qu'en réalité, la stabilité du régime auto-pulsé s'étend sur plusieurs minutes, voire même plus d'une heure, principalement limitée par la dérive des montures opto-mécaniques supportant les miroirs de la cavité laser.

Filtrage optique

La présente section a comme objectif de présenter l'effet du filtrage optique sur le régime laser auto-pulsé. Deux méthodes ont été employées pour restreindre le spectre optique du laser. La première consistait à insérer un filtre interférentiel entre la facette gauche du SOA et le miroir métallique M2. Nous avons à notre disposition cinq filtres (*Iridian*) dont la FWHM du spectre en transmission varie entre 2 nm et 5 nm. Bien que cette technique eût fonctionné, nous avons retenu la seconde méthode qui permettait un filtrage plus étroit, soit le remplacement du miroir métallique M2 par un réseau de

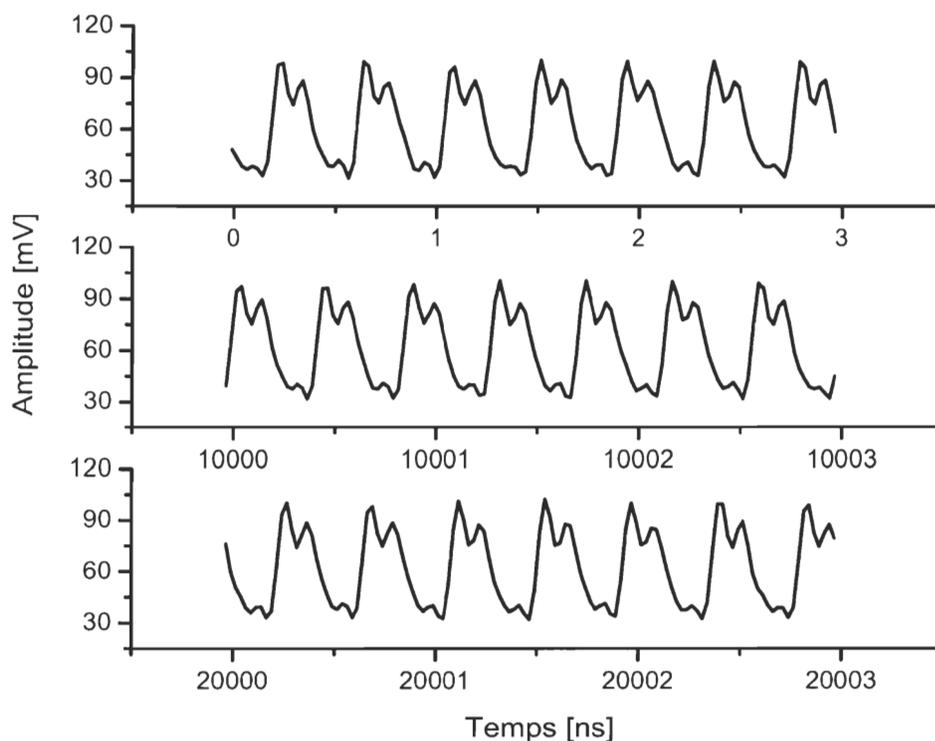


Figure 2.14 – Segments d’une trace temporelle sur $20 \mu\text{s}$ montrant la stabilité du train d’impulsions. L’acquisition à l’INF10GHz est réalisée en mode déclenchement unique avec l’échantillonnage maximum de 40 GS/s. Le nombre total d’impulsions dans cette acquisition est estimé à 46 000.

diffraction en configuration *Littrow*. Notre connaissance des caractéristiques du réseau est limitée, car ce composant fut acheté antérieurement. Toutefois, il s’agit d’un réseau à 1200 lignes/mm de la compagnie *Edmund Optics*. Le réseau de diffraction est posé sur un étage de rotation (*Melles Griot*, modèle 07 TDS 001). Ceci permet d’ajuster l’angle d’incidence du faisceau laser sur le réseau, changeant de ce fait la longueur d’onde de la rétroaction optique.

La figure 2.15 montre le spectre optique du laser en régime auto-pulsé lorsque le réseau de diffraction est utilisé. L’angle d’incidence du faisceau optique sur le réseau fut ajusté pour obtenir l’émission laser autour de 1555 nm. Les conditions expérimentales sont celles qui sont décrites à la prochaine section (VARIATION DE LA LONGUEUR D’ONDE CENTRALE) puisque les résultats y proviennent. Le spectre obtenu a une FWHM typique de 0.43 nm. Rappelons que le FSR du SOA monolithique est de 0.34 nm

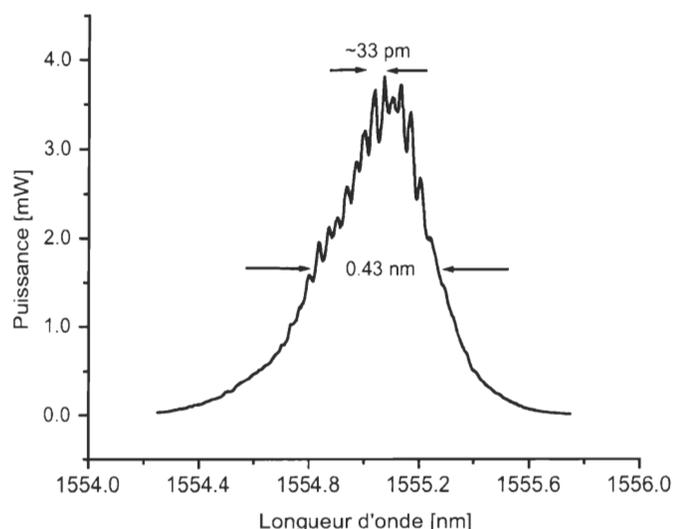


Figure 2.15 – Spectre optique de l'émission laser auto-pulsée en présence du réseau de diffraction. La dynamique laser est telle que $f_r = 3 \times \text{FSR} = 4.07$ GHz. Les modes de la cavité laser espacés de 33 pm sont perceptibles. Échantillonnage de l'OSA : 3 pm.

(42.8 GHz). Mentionnons également que la dynamique laser enregistrée simultanément avec le spectre optique affiché montre un train d'impulsions avec une fréquence de pulsation de 4.07 GHz [voir la courbe avec la mention 1555 nm sur la figure 2.16 b)]. Cette fréquence de pulsation correspond à $f_r = 3 \times \text{FSR}$. L'espacement intermodal d'une cavité de FSR égale à 4.07 GHz est de 33 pm. Ces modes sont perceptibles au centre du spectre de la figure 2.15 dont l'échantillonnage vaut 3 pm. Soulignons également que la dynamique temporelle du laser qui est observée en présence du réseau de diffraction est pratiquement identique à celle obtenue avec le miroir métallique.

Variation de la longueur d'onde centrale

Cette section regroupe les résultats de la caractérisation du régime auto-pulsé en fonction de la longueur d'onde centrale du spectre optique. Cette dernière fut modifiée grâce à l'utilisation d'un réseau de diffraction en remplacement du miroir métallique M2. La technique de filtrage optique est décrite à la section en page 59. Le réseau fut fixé à une distance $L_2 = 8.0$ cm tandis que le coupleur de sortie fut positionné à une distance $L_1 = 2.7$ cm. Le courant d'injection dans le SOA fut maintenu à 200 mA et aucun ajustement ne fut réalisé sur l'alignement optique pour toute la durée des

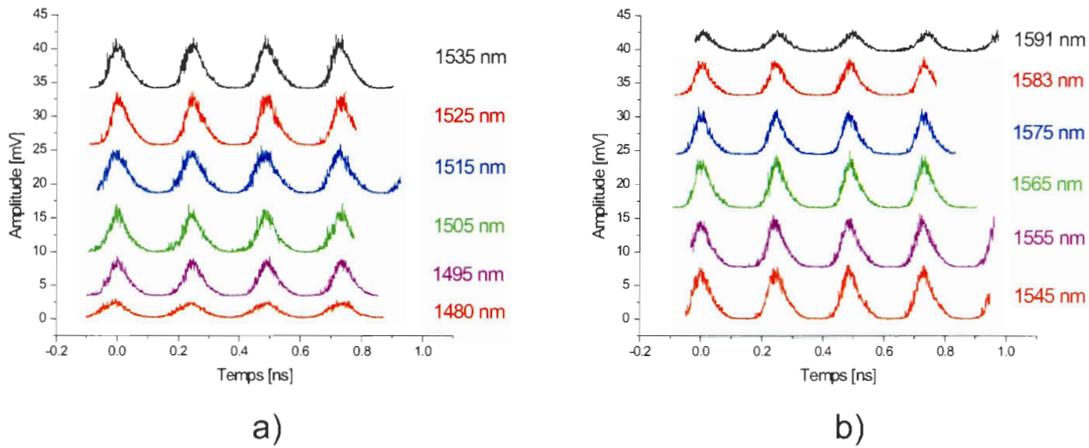


Figure 2.16 – Évolution du train d’impulsions en fonction de la longueur d’onde centrale du spectre optique ajustée avec le réseau de diffraction. Pour toutes les courbes $f_r = 3 \times \text{FSR} = 4.07 \text{ GHz}$. Les traces ont été déplacées horizontalement et verticalement. La tension minimale entre les impulsions est toujours inférieure à 0.15 mV.

mesures.

La caractérisation a été réalisée sur la plage de longueurs d’onde 1480 nm – 1591 nm. Rappelons que le spectre d’émission spontanée amplifiée, centré à 1530 nm, possède une FWHM de 56 nm pour un courant d’injection de 200 mA (ref. section 2.1.1).

Les résultats présentés à la figure 2.16 montrent que les trains d’impulsions obtenus en variant la longueur d’onde centrale ont tous la même fréquence de pulsation, soit trois fois le FSR de la cavité laser. La variation des puissances crêtes est d’au plus 20 % sur toute la plage des longueurs d’onde.

Variation du courant d’injection

La caractérisation du train d’impulsions en fonction du courant d’injection dans le SOA fut réalisée conjointement avec la caractérisation en longueur d’onde (section en page 61). Ceci explique l’utilisation du réseau de diffraction comme miroir M2. L’angle d’incidence du faisceau optique sur le réseau fut tel que le spectre d’émission laser favorisé est centré à 1555 nm (voir figure 2.15). Le réseau fut fixé à $L_2 = 8.0 \text{ cm}$ tandis que le coupleur de sortie fut positionné à $L_1 = 2.7 \text{ cm}$.

La caractérisation fut réalisée pour des courants d’injection (I) dans le SOA entre

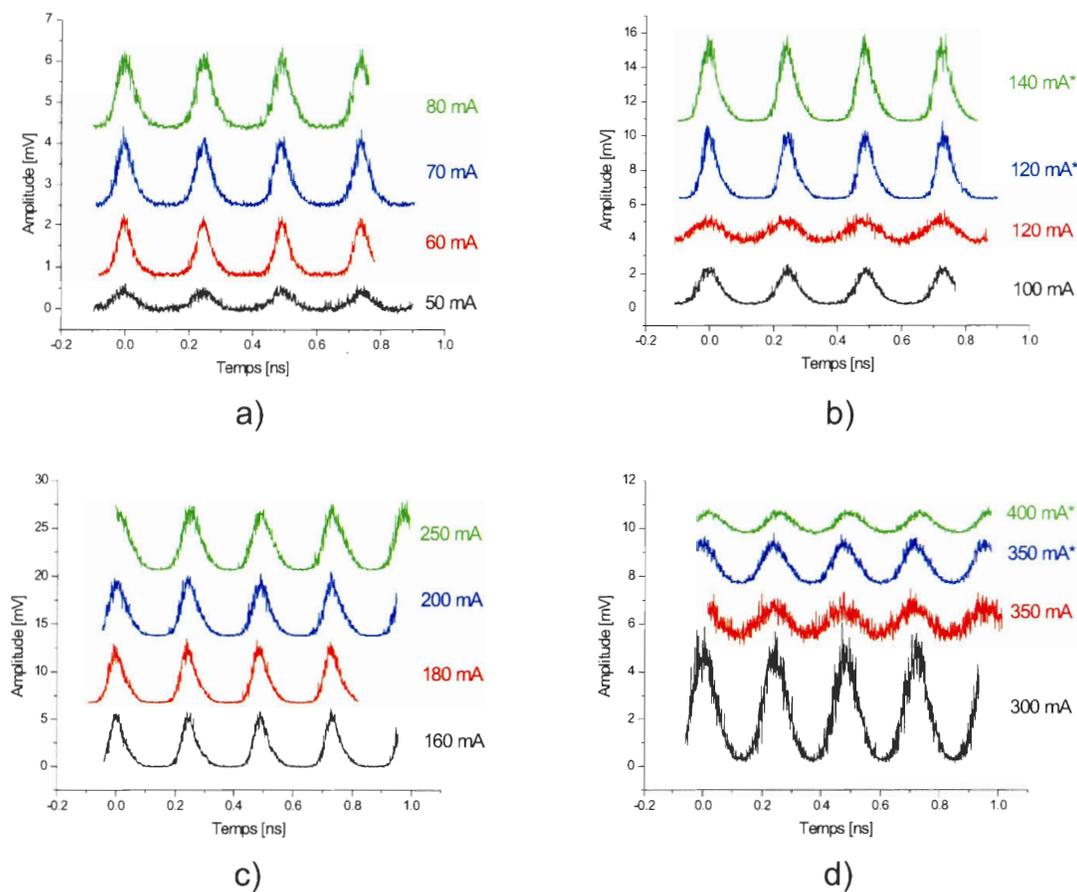


Figure 2.17 – Évolution du train d'impulsions en fonction du courant d'injection. Le courant est varié entre 50 mA et 400 mA. La mention « * » indique un ajustement sur l'alignement des miroirs. Pour toutes les courbes $f_r = 3 \times \text{FSR} = 4.07 \text{ GHz}$. Les traces ont été déplacées horizontalement et verticalement. À l'exception de la courbe « 350 mA » où la tension minimale est de 1 mV, la tension entre les impulsions est pratiquement nulle.

50 mA et 400 mA. Par rapport au courant seuil ($I_{th} = 36$ mA), cette plage correspond à $1.4 I_{th} - 11.1 I_{th}$. La limite inférieure est imposée par la sensibilité du système de détection. Dans la condition $I = 1.4 I_{th}$, le signal électrique pour déclencher l'INF53GHz ne rencontrait pas la spécification de l'amplitude crête minimale. La limite supérieure de 400 mA pour la caractérisation s'explique par la saturation de l'amplificateur tel que démontré lors de la caractérisation $L - I$ du laser (figure 2.9).

La figure 2.17 affiche le comportement des trains d'impulsions pour plusieurs valeurs de I . On remarque que la valeur de f_r correspond à la 3ième harmonique du FSR ($N = 3$), et ce, pour l'ensemble des valeurs de I . Il n'y a donc pas eu de saut de la fréquence de répétition des impulsions pendant cette caractérisation comme ce fut le cas lors de la caractérisation en fonction de la longueur de la cavité (section suivante).

La puissance crête (P_p) des impulsions tend à augmenter linéairement pour un accroissement de I entre 50 mA et 250 mA. La pente $\Delta P_p / \Delta I$ est évidemment modifiée lorsqu'il y a réajustement de l'alignement des miroirs comme ce fut le cas pour les courbes avec la mention « * ». Au-delà de 250 mA, la saturation de l'amplification s'accroît et les valeurs de P_p s'estompent avec le courant malgré quelques tentatives de ré-optimisation des miroirs.

Nous avons étudié le comportement de la fréquence de répétition des impulsions en fonction du courant d'injection (pour $120 \text{ mA} < I < 350 \text{ mA}$). L'analyse de la position centrale de la tonalité principale dans le spectre RF nous indique que le laser affiche une faible dépendance qui est presque linéaire et dont le coefficient de variation de f_r est de l'ordre de $\Delta f_r / \Delta I \approx 80 \text{ kHz/mA}$. Cette valeur peut se traduire par un changement relatif de $2 \times 10^{-6} / \text{mA}$ de l'indice du matériau semi-conducteur qui a une valeur nominale autour de 3.5.

Dans le cas des lasers dont l'origine du régime auto-pulsé est expliquée par un absorbant saturable latéralement positionné par rapport à la ligne d'injection (voir la section 1.2.1), le coefficient $\Delta f_r / \Delta I$ est plutôt de l'ordre de $10 - 50 \text{ MHz/mA}$ [IWA83] et [CHI80]. Dans le cas des lasers à déclenchement passif, une relation de 47 MHz/mA a été rapportée par [VAS93].

La différence notable entre nos observations et celles rapportées s'explique en majeure partie par la présence d'une cavité externe dans nos expériences. Le bras de levier de la cavité externe réduit par un facteur considérable (typiquement $1/60$) le coefficient de variation $\Delta f_r / \Delta I$. L'utilisation d'un matériau à puits quantiques est également susceptible de modifier la valeur du coefficient par rapport à un matériau volumique

(« bulk »). Ceci pourrait expliquer la différence résiduelle après correction pour la cavité externe.

Variation de la longueur de la cavité

La caractérisation du régime auto-pulsé pour des variations de L_1 et/ou L_2 utilise le même montage expérimental qui fut décrit à la section 2.2.1. Rappelons que le miroir M2 est le miroir métallique et que le courant d'injection dans le SOA, sauf mention spéciale, est fixé à 200 mA. L'ajustement des miroirs, s'il y a lieu, fait également état d'une mention spéciale. La figure 2.18 démontre clairement que la dynamique auto-pulsée est influencée par les dimensions de la cavité, l'ajustement des miroirs ainsi qu'une modification importante du courant d'injection.

Analysons d'abord la figure 2.18 a). La courbe 1 montre un train d'impulsions de faible qualité. Un ajustement des miroirs permet d'obtenir la courbe 2 qui affiche une valeur de f_r trois fois plus élevée. La courbe 3 montre que l'alignement de la cavité laser peut évoluer passivement de telle sorte que le taux de répétition favorisé soit modifié. La courbe 4 est obtenue en ajustant l'alignement des miroirs. La forme des impulsions de la courbe 4 est particulièrement complexe.

Analysons maintenant la figure 2.18 b). La courbe 5 est obtenue de la courbe 4 par un ajustement des miroirs et un allongement de quelques millimètres sur L_1 . Deux allongements successifs de L_1 permettent d'obtenir les courbes 6 et 7 qui affichent une suppression de la partie épaulée des impulsions. La courbe 8 est un comportement souvent rencontré, celui d'un changement drastique du train d'impulsions suite à une modification de la longueur de la cavité.

Concernant la figure 2.18 c), les courbes 9 à 12 montrent la diminution classique du taux de répétition lorsque la cavité laser est allongée. Seule la courbe 11 fut l'objet d'un réalignement des miroirs. Mentionnons la légère modification de la partie épaulée des impulsions.

Finalement, la figure 2.18 d) montre une fois de plus qu'une modification sur la longueur de la cavité engendre un changement important sur le taux de répétition des impulsions. Pour le présent cas, le passage d'un taux de répétition élevé (courbe 13) à un taux de répétition faible (courbe 14) est observé. Les courbes 15 et 16 montrent le comportement de la dynamique laser lorsque le courant d'injection passe de 200 mA à 100 mA. Aucun autre ajustement n'est réalisé.

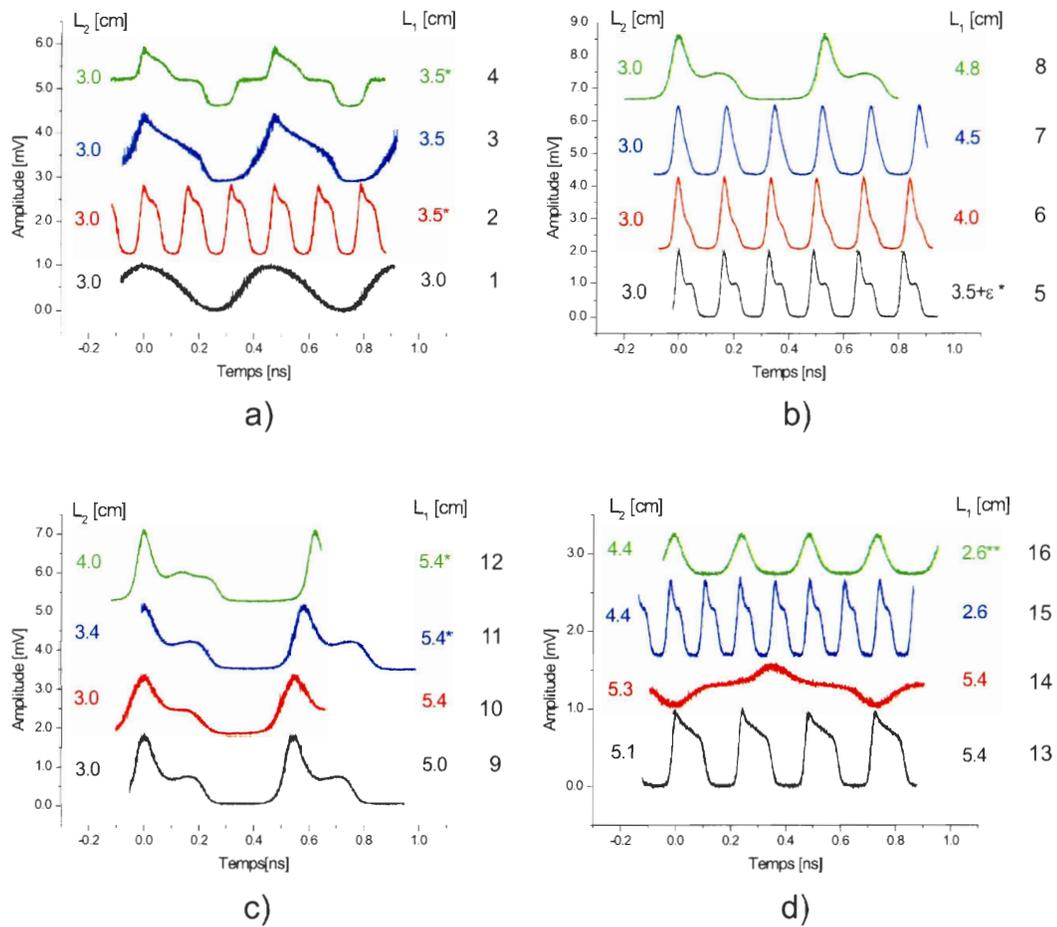


Figure 2.18 – Évolution du train d'impulsions en fonction de la longueur de la cavité laser. La mention « * » indique un ajustement sur l'alignement des miroirs. La mention +ε indique un ajustement de quelques millimètres. La mention « ** » indique un ajustement du courant d'injection à 100 mA. Les traces ont été déplacées verticalement et horizontalement. Les deux seules courbes où la tension minimale est significative, mais faible, sont les courbes 1 et 16. Les valeurs de tension minimale sont, respectivement, 0.23 mV et 0.08 mV.

Le comportement harmonique de la génération d'impulsions est bien connu des lasers opérant en régime de collision d'impulsions [AVR99] où la position de l'absorbant saturable joue un rôle important dans la valeur de l'harmonique générée. La position de l'absorbant saturable et sa longueur relative par rapport à la cavité laser monolithique changent également la forme des impulsions qui peut démontrer un caractère asymétrique comme, par exemple, celui de la courbe 5 de la figure 2.18 b).

À ce jour, aucune référence sur les lasers à semi-conducteurs en régime de synchronisation modale passive ne fait état de la forme des impulsions en fonction de la longueur de la cavité externe.

Variation de la température du SOA

Cette section se rapporte à la caractérisation du train d'impulsions en présence d'une variation de la température du SOA. La configuration laser utilise le miroir métallique pour M2 à une distance $L_2 = 2.7$ cm et le miroir M1 est positionné à une distance $L_1 = 3.0$ cm. La valeur du FSR de cette cavité est 2.48 GHz, soit un temps d'aller-retour dans la cavité de 403 ps. Comme le démontrent les résultats de la figure 2.19, les trains d'impulsions ont une fréquence de répétition équivalente au FSR, et ce, peu importe la température du SOA. Cette dernière fut variée entre 17 °C et 30 °C. Nous avons limité la plage de température étudiée par crainte d'endommager le dispositif. Le courant d'injection dans le SOA est demeuré fixe à 200 mA et aucun ajustement des miroirs ne fut réalisé entre les mesures. Les traces temporelles sont obtenues de l'INF10GHz.

La figure 2.19 nous montre que la température du SOA ne joue pas un rôle primordial dans le régime auto-pulsé. Elle nous confirme que l'efficacité laser diminue lorsqu'on augmente la température. Ce comportement est discuté dans la référence [AGR93, p. 139]. On y rapporte les recombinaisons non radiatives excédentaires observées pour les hautes températures. L'effet Auger permet d'expliquer une partie des porteurs perdus par le processus non radiatif.

La température est connue pour influencer à la fois le gain et l'indice de réfraction du matériau [AGR93]. Toutefois, la plage restreinte de température étudiée n'introduit pas de changements significatifs sur ces paramètres. Ceci explique en partie la faible dépendance de la dynamique laser pour une variation de 13 °C de la température du SOA.

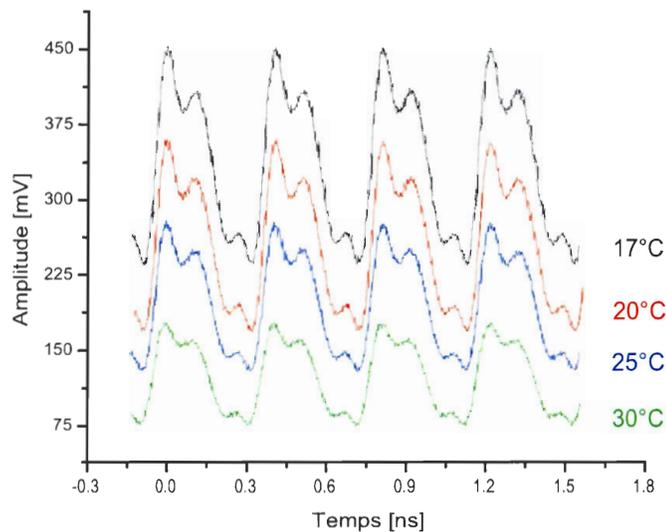


Figure 2.19 – Évolution du train d’impulsions en fonction de la température du SOA. Les traces ont été déplacées verticalement et horizontalement. Toutefois, l’amplitude moyenne entre les impulsions se situe autour de 100 mV.

Impulsion de forme spéciale

Un aperçu des trains d’impulsions de formes spéciales est présenté dans cette section. Les dynamiques laser rencontrées sont difficilement reproductibles. Cela dit, leur occurrence à quelques reprises nous renseigne un peu plus sur les comportements dynamiques possibles du laser SOA.

La figure 2.20 témoigne de trois dynamiques laser spéciales du régime auto-pulsé. La première, étiquetée 1, nous confirme que la fréquence de répétition des impulsions peut atteindre $f_r = 14.5$ GHz. La configuration de la cavité était telle que $f_r = 7 \times \text{FSR}$. Le courant d’injection était de 200 mA. La qualité de l’enregistrement laisse à désirer car f_r excède la limite de déclenchement de l’INF53GHz qui est de 13 GHz. L’hypothèse d’une pulsation à 14.5 GHz est renforcée par le spectre RF montrant la tonalité principale à cette fréquence. Mentionnons que la trace temporelle affichée a été filtrée par un filtrage numérique de type *Butterworth* de fréquence de coupure 200 GHz.

La deuxième dynamique spéciale, étiquetée 2 sur la figure 2.20, montre une pulsation à 2.35 GHz dont les impulsions sont de forme carrée. Le courant d’injection est également de 200 mA. Le bruit excédentaire sur la courbe nous renseigne sur l’instabilité accrue du train d’impulsion. Cette déduction découle de la propriété fondamentale

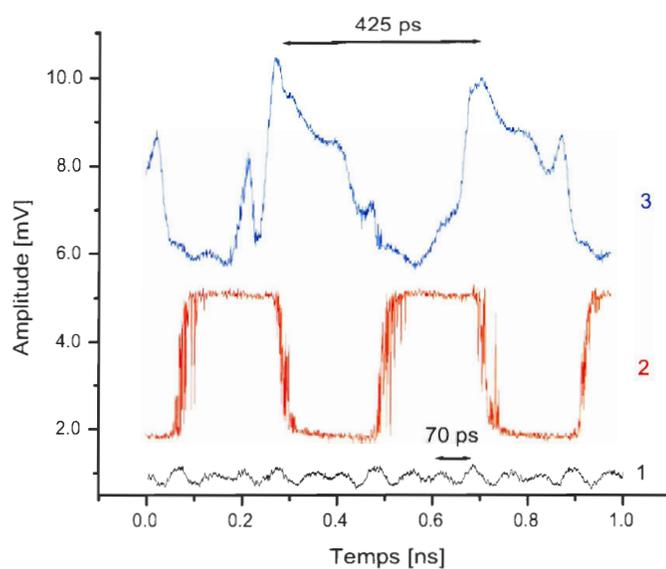


Figure 2.20 – Traces temporelles de trains d’impulsions de forme spéciale. La trace 1 affiche une modulation à 14.5 GHz. La trace 2 montre un train d’impulsions carrées. La trace 3 montre un train d’impulsions pseudo-chaotiques. Le courant d’injection pour obtenir les trois courbes fut $I = 200$ mA. Les courbes ont été déplacées verticalement.

de l'oscilloscope INF53GHz qui reconstruit les signaux à partir d'impulsions différentes.

La troisième et dernière dynamique spéciale, étiquetée 3 sur la figure 2.20, est obtenue d'un ajustement de l'alignement des miroirs par rapport à la courbe 2. Le courant d'injection est demeuré à 200 mA. Dans le cas de la courbe 3, la valeur de f_r vaut toujours 2.35 GHz mais la forme des impulsions est quelque peu irrégulière. Encore une fois, l'effet de l'échantillonnage sur un signal non périodique vient brouiller la forme des impulsions. Mentionnons que pour le spectre RF associé à la courbe 3, la puissance de la tonalité à 2.35 GHz n'est plus la plus élevée. Elle cède le titre à la tonalité située à 7.05 GHz.

Profil transversal

Cette section présente les mesures du profil transversal du faisceau laser. L'objectif de ces mesures consistait à déterminer si l'émission laser, en régime auto-pulsé, est formée d'un ou plusieurs modes spatiaux. L'éventualité d'une émission multimode augmenterait les pistes explicatives de la dynamique auto-pulsée.

La distribution de l'énergie, dans le plan perpendiculaire ($x - y$) à l'axe de propagation (z), fut mesurée à l'aide d'une caméra infrarouge de type CCD (*Telops*) de dimension 320×256 pixels où chaque pixel possède une surface de $30 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$. Lors de l'acquisition du profil transversal, la cavité laser fut formée en utilisant le miroir métallique M2 à une distance $L_2 = 2.0$ cm et le miroir M1 fut positionné à une distance $L_1 = 2.2$ cm. Le faisceau laser est propagé sur une distance de 85 cm dans l'air avant d'atteindre la matrice de photodétecteurs. Un atténuateur OD3, précédé d'un atténuateur variable, a permis d'utiliser la pleine plage dynamique de la matrice de photodétecteurs. Les paramètres de la caméra ont été ajustés afin d'obtenir un rafraîchissement de 30 images/s à raison de $5 \mu\text{s}$ d'intégration par image.

La figure 2.21 montre la distribution spatiale du faisceau laser lorsque celui-ci est en régime auto-pulsé. Le laser affichait une fréquence de pulsation élevée, soit $f_r = 3 \times \text{FSR} = 9.87$ GHz. Le profil transversal, non corrigé pour la puissance de noirceur du laboratoire, suggère que l'émission laser est constituée d'un seul mode spatial. Nous avons confirmé, en manipulant les paramètres du laser tout en observant la puissance de la caméra, que l'émission laser est toujours monomode. L'émission spontanée amplifiée à la sortie de la facette 1 du SOA affiche également un profil monomode.

En réalité, les mesures présentées sur l'intensité du profil transversal ne permettent

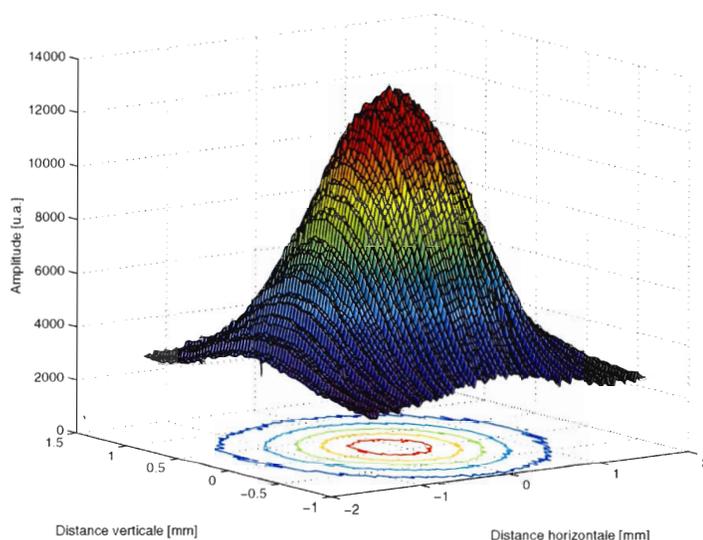


Figure 2.21 – Profil transversal de la distribution énergétique du faisceau laser.

pas de conclure de manière définitive sur l'opération monomode. Il se pourrait que le profil mesuré découle d'une superposition de plusieurs modes transversaux. Afin de s'assurer hors de tous doutes que l'émission laser possède un profil monomode, il nous aurait fallu procéder à la mesure du facteur M^2 qui quantifie la qualité du profil à partir de la divergence du faisceau¹¹. À l'instance du produit $\Delta\nu\Delta t$, le facteur M^2 permet de distinguer facilement un profil monomode d'un profil multimode pour lequel la valeur de M^2 s'éloigne de l'unité.

Par contre, dans l'éventualité où il y aurait eu plusieurs modes transversaux, ceux-ci afficheraient une fréquence de pulsation qui se distinguerait dans le spectre optique ou le spectre RF enregistrés pendant l'opération laser en régime auto-pulsé. Or, nous n'avons pas relevé de telles particularités.

2.2.2 Laser en régime chaotique

Cette section discute brièvement du comportement chaotique de l'intensité laser parfois rencontré. Les observations rapportées sont minimales, car les efforts pour comprendre cette dynamique le furent également. Il nous est donc impossible de généraliser les résultats. Toutefois, l'observation d'une dynamique chaotique constitue une informa-

¹¹Le standard ISO 11146, www.iso.org, traite de la méthode pour caractériser la qualité d'un faisceau optique.

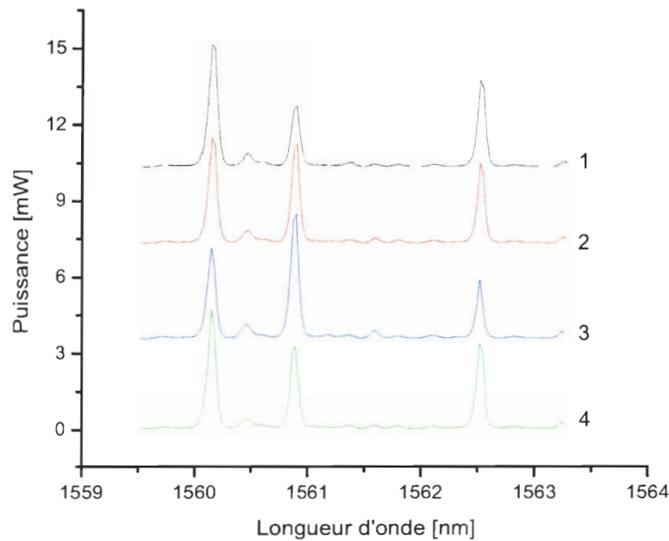


Figure 2.22 – Spectres optiques suggérant l'échange d'énergie entre les modes lorsque le laser est en régime chaotique. Le numéro de chaque trace indique l'ordre de l'enregistrement. Le délai entre chaque acquisition est de l'ordre de la seconde. Échantillonnage de l'OSA : 25 pm.

tion supplémentaire sur la richesse de cette simple cavité laser qu'est le SOA en cavité laser de type FP.

Le terme chaotique désigne ici le comportement instable de l'intensité laser en comparaison avec la stabilité des trains d'impulsions rencontrés jusqu'à maintenant. La stabilité du train d'impulsions a été rapportée en page 59. Les mesures démontrant le chaos du laser ont été enregistrées lors de la même journée et avec le même montage expérimental. La différence réside dans l'alignement optique des miroirs de la cavité. Rappelons l'utilisation du miroir métallique et non le réseau de diffraction.

Avant d'effectuer l'enregistrement de la trace temporelle qui est présenté à la figure 2.23, l'enregistrement successif de quatre traces à l'OSA montrait un comportement inhabituel du laser. Ces acquisitions à l'OSA, présentées à la figure 2.22, suggèrent une compétition intermodale malgré la faible résolution de l'OSA. Le délai entre chaque enregistrement fut limité par le temps de balayage de l'OSA qui est de l'ordre de la seconde.

La trace temporelle, affichée à la figure 2.23, montre trois segments d'une seule acquisition à l'INF10GHz. L'origine de chaque segment est arbitraire. L'amplitude moyenne

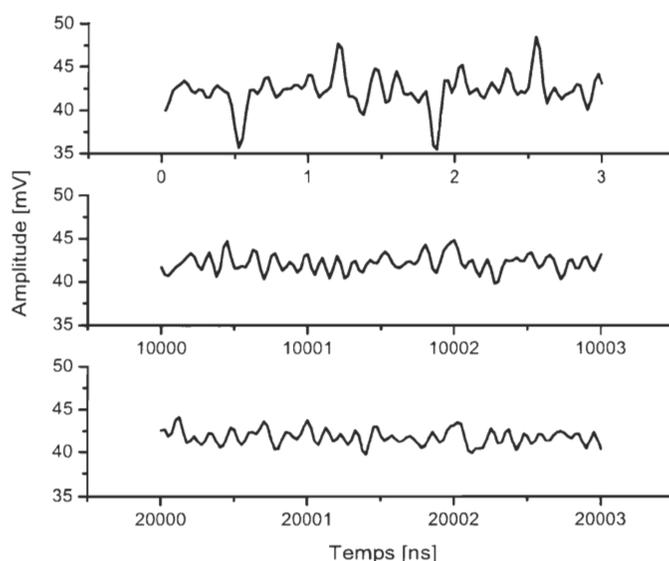


Figure 2.23 – Segments d’une trace temporelle sur $20 \mu\text{s}$ montrant l’instabilité du laser. L’acquisition à l’INF10GHz est réalisée en mode déclenchement unique avec l’échantillonnage maximum de 40 GS/s.

et la variance de la trace temporelle sur les 801355 points ($20 \mu\text{s}$ à 40 GS/s) sont respectivement 42 mV et $2 \mu\text{V}$.

Les segments de la trace temporelle appuient l’hypothèse que l’intensité du laser n’est pas périodique. De plus, lors de l’acquisition du spectre optique numéroté 1 à la figure 2.22, l’enregistrement simultané du spectre RF ne montrait aucun mode entre 0 Hz et 15 GHz.

Tel que mentionné précédemment, nos efforts ont porté sur la dynamique à caractère périodique. La compréhension de la dynamique dite chaotique nécessiterait une étude approfondie. Des travaux futurs sur cette dynamique pourraient enrichir nos connaissances du laser SOA et peut-être valider certaines explications concernant le régime auto-pulsé.

2.2.3 Laser en régime de synchronisation modale active

Cette section a comme objectif de présenter les résultats typiques de la dynamique laser en régime de synchronisation modale active (SMA). La synchronisation modale

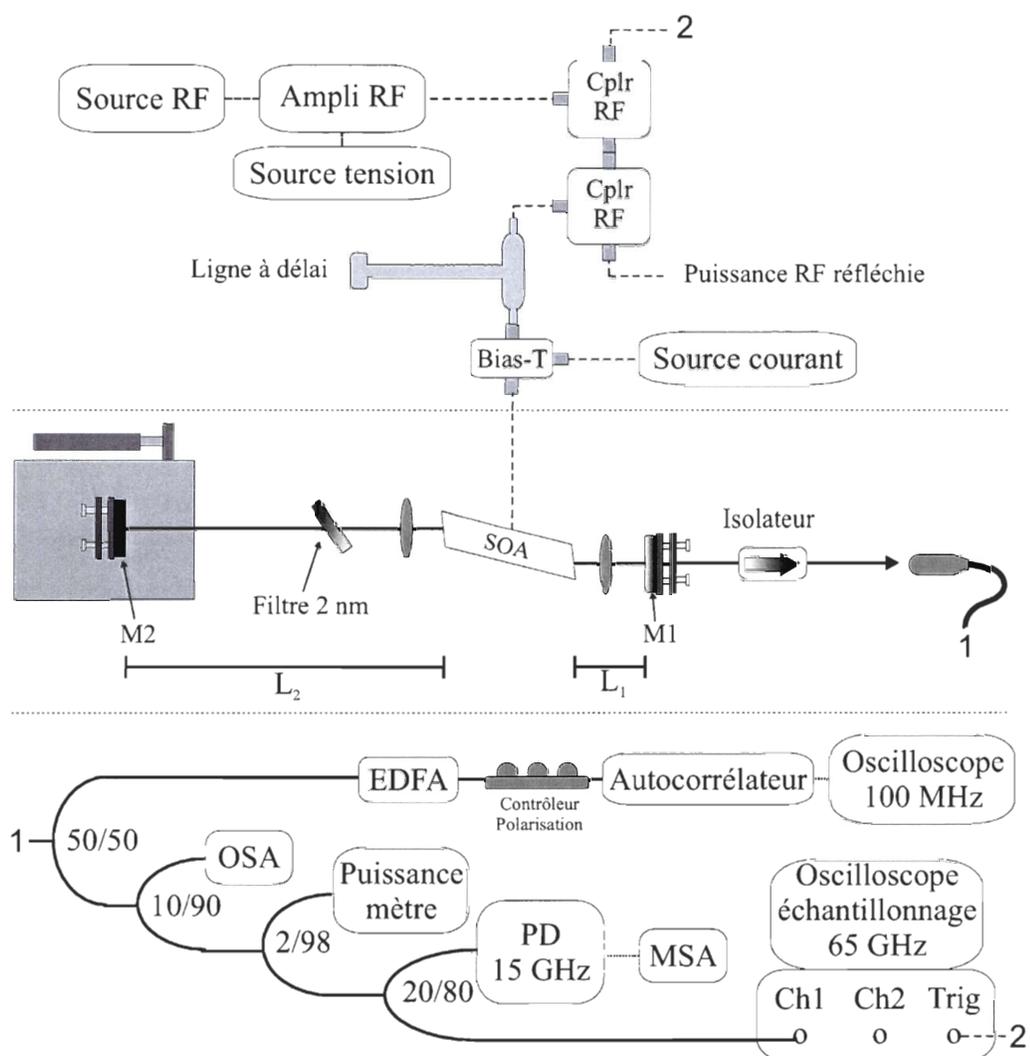


Figure 2.24 – Montage expérimental du laser en régime de synchronisation modale active.

active du laser, développée avant les observations du régime d'auto-pulsation, avait pour but de valider la partie analyse du montage expérimental. Elle allait également permettre l'implantation du régime de synchronisation modale hybride en présence d'un miroir absorbant saturable dont les mesures peu concluantes n'ont pas été incluses dans cette thèse.

Afin de réaliser la synchronisation modale active, le courant d'injection du SOA est soumis à une modulation RF de type sinusoïdal. La figure 2.24 schématise le montage expérimental qui a permis la réalisation de la SMA. Ce montage expérimental est très similaire à celui décrit à la section 2.2.1. Pour cette raison, la description se limitera aux ajouts et modifications.

La modulation sinusoïdale du SOA est réalisée à partir d'une source RF de fréquence accordable entre 100 kHz–2.06 GHz (*Hewlett Packard*, modèle HP 8657B). Un amplificateur RF (*Mini-Circuit*, modèle ZHL-42W) permet l'amplification jusqu'à 28 dBm. Deux coupleurs RF (*Mini-Circuit*, modèle ZFDC-20-5) en série permettent de mesurer la puissance incidente au SOA et celle réfléchi par ce dernier. La ligne à délai est utile afin d'ajuster l'impédance du signal RF incident sur le SOA de faible impédance. La minimisation de la puissance RF réfléchi nous informe sur l'optimisation du transfert d'énergie RF au SOA. La jonction de polarisation¹² (*AVTECH*, modèle AVX-T) superpose le signal RF au signal DC provenant de la source courant (*Keithley*, modèle 2400-LV).

Hormis la distribution de l'énergie par un positionnement différent des coupleurs optiques, la modification principale concernant la partie d'analyse du montage expérimental réside dans l'utilisation d'un oscilloscope de marque *Tektronix*, modèle CSA 8000B. L'utilisation du module optique 80C10 offre une bande passante optique de 65 GHz. L'utilisation de cet oscilloscope à échantillonnage fut temporaire puisqu'il a servi de démonstrateur au laboratoire. La bande passante de son système de déclenchement (« trigger »), limitée à 3 GHz, est suffisante pour le régime de SMA mais largement insuffisante pour le régime d'auto-pulsation.

Un détail supplémentaire dans la partie d'analyse concerne les ajustements de l'autocorrélateur. La configuration utilisée est celle où les faisceaux recombinaison sont colinéaires donnant une trace avec un niveau DC. La rotation des miroirs ajustée à 10 Hz et le temps d'intégration du photomultiplicateur choisi comme étant 1 ps permettaient une visualisation satisfaisante à l'oscilloscope ayant une bande passante de 100 MHz. Le facteur de conversion ($F_{ps/ms}$), qui traduit l'échelle temporelle de l'oscilloscope en base de temps relatif aux impulsions, fut mesuré comme étant 35.85 ps/ms.

Finalement, notons l'ajout d'un filtre interférentiel (*Iridian*, modèle SC1565-BW2) entre le miroir métallique M2 et le SOA. Le spectre transmis par ce filtre montre une FWHM de 2 nm.

La figure 2.25 présente la trace temporelle a), le spectre RF b), la trace d'autocorrélation c) ainsi que le spectre optique d) du laser en régime de SMA. Pour obtenir ces résultats, la longueur de la cavité laser fut ajustée pour que son FSR corresponde à la fréquence de modulation RF, soit 800 MHz. Le courant d'injection dans le SOA fut ajusté à 34 mA, soit tout près du seuil laser. La puissance RF incidente sur le

¹²Mieux connue sous le terme « bias-T ».

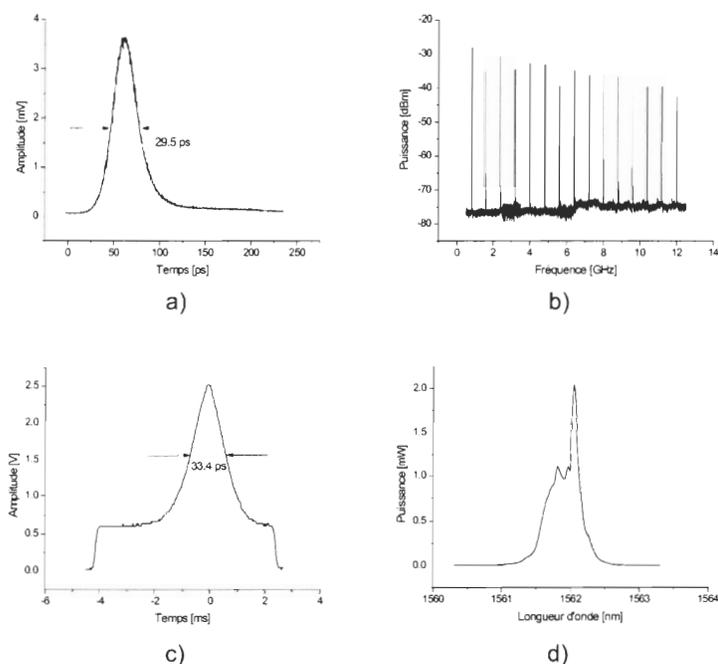


Figure 2.25 – Traces temporelles et spectres du laser en régime de synchronisation modale active. La fréquence de modulation correspond au FSR de la cavité, soit 800 MHz. La puissance RF incidente est de 25.4 dBm. Le courant d’injection dans le SOA est de 34 mA.

SOA, mesurée au point 2 de la figure 2.24, est de 25.4 dBm. L’angle d’incidence du faisceau optique sur le filtre fut ajusté pour que le spectre d’émission laser soit autour de 1562 nm.

La trace temporelle nous montre une seule impulsion légèrement asymétrique. Le lissage par une gaussienne nous informe sur la FWHM qui est de 29.5 ps. Ce résultat est parmi les meilleures durées d’impulsions obtenues en régime SMA lors des essais réalisés. La FWHM déduite de la trace d’autocorrélation donne un résultat similaire, soit 33.4 ps. La différence peut s’expliquer soit par l’erreur introduite par le facteur de conversion $F_{ps/ms}$, soit par les formes temporelles qui ne sont pas exactement gaussiennes.

Le spectre RF, de résolution 1.66 MHz, affiche l’amplitude de la transformée de Fourier du train d’impulsions, soit un peigne de fréquences espacées de 800 MHz. Pour les mêmes raisons que celles exposées à la section en page 57, la faible résolution spectrale ne nous permet pas de conclure sur les puissances relatives entre les tonalités. Ceci s’applique pour la détermination d’une valeur du SNR.

Le spectre optique affiche une asymétrie favorisant les grandes longueurs d’onde. Le

produit $\Delta\nu\Delta\tau$ suggère un spectre optique de largeur 0.12 nm pour une impulsion de FWHM égale à 30 ps. Cette largeur correspond à la partie la plus énergétique du spectre présenté laissant sous-entendre une impulsion avec un léger glissement de fréquence¹³, ou de façon équivalente, une synchronisation modale imparfaite.

Les résultats présentés dans cette section servent de comparaison aux résultats obtenus avec le laser en régime d'auto-pulsation. N'ayant pu obtenir des impulsions d'une durée en deçà de 30 ps en régime SMA, force est de constater qu'il existe une limite fondamentale de la dynamique du SOA en cavité laser qui dicte le nombre maximum de modes pouvant être synchronisés en phase.

2.3 Conclusion

Le présent chapitre porte principalement sur les résultats de la caractérisation expérimentale d'un laser FP en cavité externe et où le milieu de gain est assuré par un SOA. Une caractérisation secondaire, mais importante, est reliée aux performances de l'amplificateur optique. Dans cette caractérisation, nous avons analysé la puissance optique de l'ASE émise aux facettes du SOA. L'analyse en fonction du courant d'injection montre que le SOA possède un rendement de conversion de 0.072 W/A avec une puissance de 1.3 mW pour un courant de 100 mA et une puissance de 8.0 mW pour un courant de 200 mA. Ces deux valeurs de courant d'injection sont représentatives des mesures effectuées avec le laser. La puissance de saturation de l'ASE s'observe autour de 420 mA. La saturation à un tel courant n'est pas problématique, car nos mesures en configuration laser n'approchaient pas cette valeur.

L'analyse du spectre de l'ASE nous indique que la largeur totale du spectre pour les courants d'injection $I = 100$ mA et $I = 200$ mA sont, respectivement, 47 nm et 56 nm. À fort courant d'injection, il est possible de mesurer la modulation dans le spectre qui découle de l'imperfection des couches anti-réflexions. La modulation dans le spectre a comme période 0.34 nm, ce qui correspond à un délai optique de 23.35 ps pour un aller-retour dans le SOA d'indice 3.5. L'équivalence en fréquence donne une valeur de 42.8 GHz pour l'intervalle de fréquence entre modes avoisinants. Une évaluation de la réflectance résiduelle de chacune des facettes du SOA a permis de déduire la valeur $R \approx 2 \times 10^{-4}$.

¹³« Chirped pulse ».

Une étude expérimentale sur le facteur de gain pour l'amplification d'un signal CW a été présentée. Dans le cadre de cette étude, l'injection d'une puissance estimée à $P_i = -10.5$ dBm, soit $89 \mu\text{W}$, a permis de déduire les valeurs de 140 (21.5 dB) et 310 (24.9 dB) pour le facteur de gain, respectivement pour les courants d'injection $I = 100$ mA et $I = 200$ mA. Le courant d'injection qui permet d'atteindre la transparence, soit un gain d'amplification de 0 dB, prend comme valeur $I_{trans} = 25$ mA. Le spectre de l'amplification d'un signal CW obtenu d'une variation de la longueur d'onde du signal injecté affiche un comportement encore partiellement inexpliqué. L'asymétrie renversée et la largeur de spectre trop petite sont les points qui demandent plus d'explications.

Revenons maintenant à la caractérisation en configuration laser. Une étude qui a permis de tracer la courbe $L - I$ du laser nous renseigne sur le rendement du laser $dP/dI = 0.128$ W/A et son courant seuil $I_{th} = 36$ mA. Nous avons confirmé que le dispositif SOA doit nécessairement bénéficier d'une double rétroaction optique provenant de deux miroirs externes afin de se qualifier comme un laser. Cette conclusion est fort utile afin d'exclure les théories qui montrent un laser monolithique sujet à une rétroaction optique et où le laser affiche un comportement en régime auto-pulsé.

Au coeur de cette thèse, l'analyse de la dynamique laser a montré que le système laser tend à favoriser un régime impulsionnel lorsque l'alignement optique est optimal ou quasi-optimal. L'initiation du phénomène d'auto-pulsation est grandement liée à l'alignement des deux miroirs. Une légère modification de l'alignement d'un miroir peut engendrer un nouveau taux de répétition des impulsions. Le régime auto-pulsé est caractérisé par un train d'impulsions stables (sur plus de $20 \mu\text{s}$) dont la fréquence de répétition des impulsions se situe entre 2 – 11 GHz, avec la plage 2 – 4 GHz hautement favorisée. Dans la majorité des cas, la fréquence de pulsation correspond à une harmonique du FSR de la cavité. La durée des impulsions ainsi que leur forme dépend de la fréquence de pulsation, du courant d'injection, de l'alignement optique et également d'une variation locale de la longueur de la cavité. La durée des impulsions varie entre 30 ps et 200 ps. L'auto-pulsation s'observe pour des courants d'injection entre $1.4 I_{th}$ et $11.1 I_{th}$. Le filtrage optique à l'intérieur de la cavité n'est pas essentiel pour observer l'auto-pulsation du laser. Néanmoins, l'utilisation du réseau de diffraction a permis d'obtenir l'émission auto-pulsée sur la plage de longueur d'onde située entre 1480 nm et 1591 nm. L'étude de l'impact de la température d'asservissement du SOA, effectuée sur une plage limitée entre 17°C et 30°C , a permis de conclure que sur cette plage de température, aucune observation significative n'a été enregistrée sur le train d'impulsions. La longueur totale de la cavité laser ($L = 4 - 44$ cm) n'est pas d'une influence

marquante pour la qualité des impulsions. Cependant, une variation locale de la longueur de la cavité sur quelques centimètres constitue le paramètre qui a le plus d'impact sur la forme des impulsions.

Nous avons également fait une synthèse des résultats où la dynamique laser affiche un train d'impulsions dont la forme est qualifiée de « spéciale ». Parmi ces formes dites spéciales, on observe une oscillation de l'intensité à une fréquence de 14.5 GHz ($f_r = 7 \times \text{FSR}$). La seconde observation est un train d'impulsions de forme carrée avec une fréquence de répétition de 2.35 GHz. La troisième observation est un train d'impulsions où la fréquence de répétition vaut toujours $f_r = 2.35$ GHz mais dont la forme des impulsions est irrégulière. Pour cette dynamique, le spectre RF montre une compétition entre la tonalité à 2.35 GHz et sa troisième harmonique, soit celle à 7.05 GHz. Somme toute, les dynamiques laser qualifiées de « spéciales » sont beaucoup plus rares que celles où le train d'impulsions est stable et possédant des impulsions de forme régulière.

Toujours dans le cadre de la caractérisation de la dynamique laser, nous avons remarqué que certaines conditions de l'alignement des miroirs externes favorisent une intensité de l'émission laser qui se qualifie de *chaotique*. Dans cette configuration, une séquence de spectres optiques montre l'échange d'énergie entre trois modes espacés sur une plage spectrale d'environ 2.5 nm. Les spectres RF, sans tonalités entre 0 Hz et 15 GHz, confirment la nature asynchrone des modes de la cavité. Une longue séquence temporelle sur 20 μs vient appuyer le qualificatif de dynamique chaotique car l'intensité est formée par une puissance irrégulière sans périodicité apparente. Une étude approfondie sur le sujet serait requise pour comprendre l'origine de cette dynamique et valider, entre autres, la terminologie chaotique avec les travaux sur le sujet.

Le profil transversal de l'émission laser a été capturé par une caméra CCD alors que le laser opérait en régime auto-pulsé. Les mesures affichent un profil de forme gaussienne avec une largeur totale supérieure pour l'axe horizontal, celle correspondant à la largeur de la zone active. Des résultats similaires ont été obtenus pour le profil transversal mesuré à la sortie de l'amplificateur, donc associé à l'ASE uniquement. Bien que ces mesures ne soient pas aussi robustes que la mesure du facteur M^2 pour discréditer l'opération multimode, elles nous donnent assez confiance dans le rejet de la dynamique laser auto-pulsée qui origine d'une opération laser avec multiples modes transversaux (voir la discussion de la section 1.3.2, p. 23).

Finalement, nous avons présenté sommairement les résultats expérimentaux pour lesquels une modulation sinusoïdale est appliquée au gain afin d'obtenir le régime de

synchronisation modale active du laser. La réalisation de ces mesures, obtenues avant l'observation du régime auto-pulsé, origine de la démarche expérimentale du projet de thèse initial. La fréquence de la modulation appliquée au gain est de 800 MHz (limitée par les appareils). Le train d'impulsions obtenues possède la même fréquence que la modulation. La forme des impulsions est très légèrement asymétrique. La durée des impulsions vaut approximativement 30 ps. Les meilleurs résultats en régime auto-pulsé affichaient des impulsions ayant une telle durée. Le spectre optique, obtenu du régime de synchronisation modale active où un filtrage optique est introduit dans la cavité, montre que les impulsions possèdent un glissement de fréquence important.

À la lumière des résultats présentés, la dynamique auto-pulsée du laser est similaire au comportement d'un laser en régime de synchronisation modale passive puisque la fréquence de pulsation est dictée par la longueur de la cavité laser. Cependant, en consultant la littérature sur les lasers en régime SMP, nous n'avons pas retrouvé les formes d'impulsions que nous présentons. De plus, la plage de courant pour laquelle notre laser est en régime auto-pulsé, est largement supérieure à celles des lasers en régime SMP où une tension fixe est appliquée à l'absorbant saturable. Aucune publication ne rapporte le comportement en fonction de la longueur d'onde centrale du spectre optique. Ceci s'explique en grande partie, car les récentes publications proposent des dispositifs laser qui émettent des impulsions beaucoup plus courtes que nos observations. Cela revient à dire que les auteurs tentent d'optimiser la synchronisation modale sur toute la plage spectrale disponible et ils ne limitent donc pas le spectre optique.

Puisqu'aucun absorbant saturable n'est explicitement introduit dans notre cavité, une explication qui peut être retenue afin d'expliquer l'origine du phénomène de SMP est celle présentée par Nomura *et al.* [NOM02]. À la section en page 28, nous avons introduit la dynamique du laser de [NOM02]. Le phénomène physique derrière le régime de SMP est celui du mélange à quatre ondes. La synchronisation modale s'obtient par un équilibre entre la dispersion et les effets non linéaires qui introduisent un déphasage de signe opposé. Afin de valider cette hypothèse du mélange à quatre ondes comme explication de l'origine du régime auto-pulsé de notre laser, il nous faudrait réaliser une série d'expériences pour quantifier le déphasage, linéaire et non linéaire, d'une impulsion traversant le SOA. Une telle réalisation expérimentale est basée sur la détection hétérodyne d'un signal sonde lorsqu'un signal pompe perturbe le gain et la dispersion du semi-conducteur (voir par exemple, l'article de [BOR99]).

Finalement, la réalisation expérimentale où la cavité externe du laser serait une cavité en anneau unidirectionnelle permettrait d'obtenir une information très intéressante

sur l'impact de la saturation spatiale inhomogène. Nous pourrions valider ou invalider l'opération laser en régime auto-pulsé sans l'effet des ondes stationnaires dans la cavité. La saturation spatiale inhomogène a été introduite à la section 1.3.1 comme étant probable pour expliquer l'origine du phénomène d'auto-pulsation.

Chapitre 3

Théorie et modélisation

L'objectif de ce chapitre est d'introduire la théorie nécessaire pour comprendre les phénomènes laser observés expérimentalement à l'aide d'un milieu de gain fait de semi-conducteurs à multiples puits quantiques. Le chapitre présente en premier lieu (section 3.1) un rappel sur les concepts liés aux taux d'échange des porteurs dans les deux zones caractéristiques des puits quantiques. En second lieu (section 3.2), les étapes principales de la théorie exprimant le gain du milieu amplificateur sont exposées par le biais de la susceptibilité électrique. Finalement, la dernière section (section 3.3) regroupe les équations différentielles qui expriment le couplage entre le milieu amplificateur et les champs électriques contradirectionnels. Les concepts théoriques et les équations qui en découlent seront utilisés dans l'élaboration d'un simulateur de laser qui est présenté au chapitre suivant.

Nous avons choisi d'utiliser l'intégralité de l'approche semi-classique dérivée par Salvador Balle [BAL98] afin de représenter la susceptibilité électrique. L'auteur obtient une expression analytique qui décrit le caractère asymétrique du gain et l'indice de réfraction qui est caractéristique des matériaux semi-conducteurs. La dérivation est spécifiquement réalisée avec des matériaux semi-conducteurs faits de puits quantiques.

L'approximation la plus grossière du modèle de Balle, comme il le mentionne dans son article, est la supposition que la distribution des porteurs ait atteint le quasi-équilibre. La conséquence de cette approximation ne rend valide l'utilisation du modèle que pour des comportements dont l'échelle de temps se situe à quelques picosecondes ou plus. Les résultats expérimentaux présentés au chapitre 2 montrent une dynamique laser affichant des impulsions de l'ordre de 30 ps à 200 ps, justifiant ainsi l'utilisation du modèle de Balle. Dans l'éventualité où la dynamique laser serait sur une échelle

temporelle inférieure à la picoseconde, une théorie microscopique serait requise pour décrire la distribution des porteurs dans le matériau qui ne pourraient atteindre le quasi-équilibre.

3.1 Capture et fuite des porteurs dans les puits quantiques

Cette section vise à introduire les concepts reliés à l'injection des porteurs de charge dans les puits quantiques. Les notions introduites permettront de mieux comprendre la distinction entre les porteurs de la zone active et les porteurs de la zone de pompage. La distinction entre ces deux catégories de porteurs est une notion fréquemment introduite dans la modélisation entourant les matériaux semi-conducteurs aux propriétés quantiques (voir, par exemple, [CAR03] et [OBR04]).

Plusieurs mécanismes interviennent dans le transport des charges (électrons et trous). La modélisation de ces mécanismes nous permet de quantifier l'occupation des puits quantiques par les porteurs. Cette quantification est nécessaire dans l'évaluation de la susceptibilité électrique qui définit le gain complexe du milieu amplificateur. Les explications concernant la susceptibilité électrique sont introduites à la section suivante.

Dans le cas des matériaux semi-conducteurs faits de puits quantiques, les mécanismes de transport de charge sont ceux des matériaux volumiques¹ (diffusion et dérive) auxquels s'ajoutent les processus de **capture** et de **fuite** des porteurs dans la zone active. La figure 3.1 schématise à la fois le SOA dans l'espace tridimensionnel, mais également les mécanismes de transport des charges dans l'espace spatio-énergétique. Nous avons arbitrairement représenté le SOA comme étant fait de trois puits quantiques.

En premier lieu, la partie gauche de la figure 3.1 illustre l'injection du courant dans la jonction p-n du semi-conducteur. Les électrons diffusent de l'anode (schématisée par la mise à terre) vers la cathode (schématisée par la ligne d'injection avec l'apport de courant I). Les porteurs de type trou ont un sens de dérive opposé à celui des électrons.

La ligne d'injection est illustrée avec un angle par rapport aux facettes clivées

¹« Bulk ».

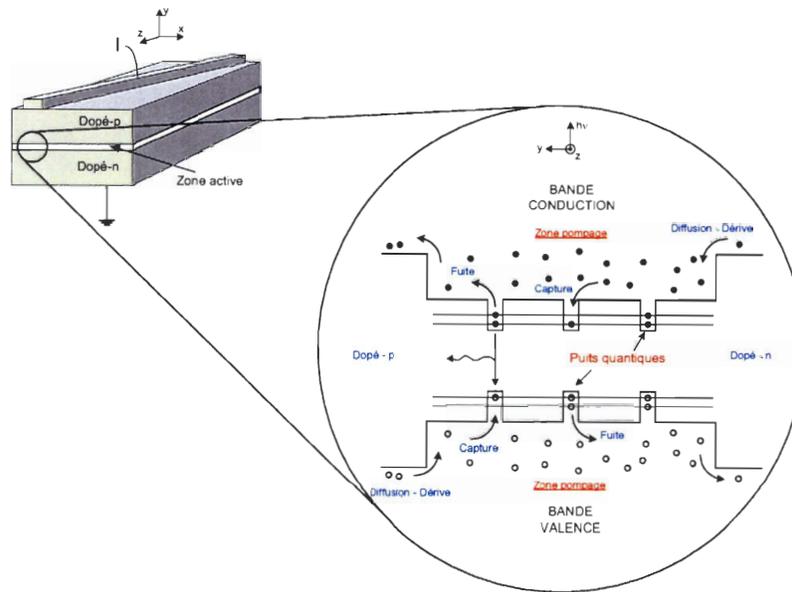


Figure 3.1 – Schématisation d'un SOA et des mécanismes de transport de charge. Les processus de capture et de fuite dans le puits quantiques altèrent la densité des charges disponibles pour les combinaisons radiatives.

du SOA afin de représenter la réalité expérimentale². Ce design permet de réduire considérablement la réflectance résiduelle de chacune des facettes.

Sans la présence d'une tension externe aux bornes du SOA, il se produit une accumulation des charges aux extrémités de la jonction p-n qui tend à limiter la diffusion des porteurs. L'application d'une tension entre la cathode et l'anode permet donc une continuité dans la diffusion des charges afin d'assurer l'apport des charges à la zone d'amplification (le lecteur est référé au chapitre 1 de [AGR93] pour une description plus détaillée). La zone d'amplification³ est le lieu d'interaction entre les champs électromagnétiques aux fréquences optiques et les paires électrons-trous. Chaque paire électron-trou est susceptible de se recombiner de manière radiative ou non-radiative. Lors d'une recombinaison radiative, un photon est émis de manière cohérente (émission

²Rappelons que notre connaissance du design du SOA utilisé expérimentalement est très restreinte. Par exemple, nous avons schématisé le SOA comme étant simplement une superposition de la couche dopée-p, de la zone d'amplification et finalement de la couche dopée-n. Ce design est connu comme étant une structure semi-conductrice guidante pour laquelle la propagation du mode optique est faiblement guidée par le gain [AGR93]. Nous croyons cependant que le design actuel du SOA est beaucoup plus évolué et également plus complexe. À défaut d'en savoir les particularités, nous avons préféré simplifier l'illustration.

³La zone d'amplification est le terme désignant la combinaison de la zone de pompage et de la zone active. La terminologie zone active fut réservée à la région des puits quantiques où se produit réellement l'émission stimulée.

stimulée) ou non cohérente (émission spontanée). La nature guidante de la zone d'amplification favorise le chevauchement entre les champs électromagnétiques, en propagation $\pm z$, et les porteurs de la zone active. Voilà donc résumés les principes de l'amplification laser. Mentionnons toutefois que les champs électriques aux fréquences optiques qui se propagent dans le semi-conducteur n'interagissent pas directement avec les porteurs de la zone de pompage, mais seulement avec ceux contenus dans les puits quantiques. Ceci est directement relié à la structure des niveaux d'énergie qui montre une différence importante entre l'énergie de bande interdite pour les puits quantiques et l'énergie de transition rattachée aux porteurs de la zone de pompage. Selon [TES93] et [SHI95], une énergie équivalente à une longueur d'onde de $1.3 \mu\text{m}$ sépare les porteurs dans la zone de pompage alors qu'elle est de $1.5 \mu\text{m}$ pour les puits quantiques. La transition entre la zone de pompage de la bande de valence et la zone de pompage de la bande de conduction est donc transparente pour les champs électromagnétiques amplifiés par les puits quantiques.

La seconde partie de la figure 3.1 montre un agrandissement autour de la zone d'amplification qui nous permet de conceptualiser les mécanismes de transport des charges. Comme mentionné ci-haut, la diffusion et la dérive des charges assurent l'apport des électrons et des trous dans leur zone de pompage respective (zones dites non-confinées) [TES93]. Il existe donc une zone de pompage pour la bande de conduction (électrons) et une pour la bande de valence (trous). Ces zones de pompage servent de réservoir de charges pour les puits quantiques (zone dite confinée). L'accumulation et la perte des porteurs dans les puits sont régies par les processus de **capture** et de **fuite** des porteurs, respectivement. Ces processus s'observent par l'intermédiaire d'un phonon ou tout simplement par une interaction collisionnelle entre porteurs.

Dans plusieurs références bibliographiques (par exemple, [TES93], [GRU98] et [CHA99]), les auteurs considèrent l'inhomogénéité (longitudinale ou transversale) qui existe entre la densité des porteurs dans l'ensemble des puits quantiques. Notre modèle ne tient pas compte de cet effet.

Selon Avrutin ([AVR00, équation (4a)]), l'introduction des effets de transport de charge entre la zone de pompage et la zone active n'est pas nécessaire afin de modéliser la dynamique laser. Il mentionne toutefois l'importance d'inclure ces effets de transport dans le cas des lasers en régime de synchronisation modale active. Nous n'avons pas trouvé de référence qui expose clairement l'influence primordiale des effets de transport sur la dynamique laser d'un laser multimode. La référence [OBR04] suggère toutefois que pour un laser à points quantiques, le taux d'amortissement des oscillations de

relaxation est influencé par le processus de capture des charges dans les points.

Comme nous le verrons à la section 3.3.2, les mécanismes de capture et de fuite sont considérés dans les équations d'évolution couplant les champs électriques et les porteurs. Ces mécanismes sont modélisés de manière macroscopique par l'introduction de constantes de temps simulant les échanges de porteurs entre les deux zones.

3.2 Susceptibilité électrique

La susceptibilité électrique, à laquelle nous référerons simplement en tant que susceptibilité⁴ (χ^\dagger), est la réponse du matériau à une excitation optique. La partie imaginaire de χ^\dagger représente l'échange d'énergie par absorption ou émission stimulée. La partie réelle de la susceptibilité caractérise l'aspect dispersif du matériau par son changement d'indice de réfraction.

Dans l'article de Balle [BAL98], tous les paramètres du modèle sont déterminés à partir de la structure de bande à l'exception près de la renormalisation de la bande interdite. La susceptibilité obtenue permet de modéliser les comportements classiques des semi-conducteurs. Un de ces comportements est la dépendance du gain et de l'indice de réfraction en fonction de la densité des porteurs. La forme hautement asymétrique du gain est bien représentée par la susceptibilité, de même que le maximum de gain qui augmente et qui affiche une saturation avec la densité des porteurs. Le déplacement vers les courtes longueurs d'onde du maximum de gain en fonction de la densité des porteurs est également modélisé dans l'expression de χ^\dagger .

Une mention importante doit être amenée dans l'utilisation du modèle de Balle. Pour obtenir l'expression analytique de la susceptibilité, l'auteur suppose une très faible température du réseau cristallin. Autrement, la distribution Fermi-Dirac des porteurs électrons-trous ne pourrait se simplifier à une fonction échelon. L'approximation de la distribution des porteurs par une fonction échelon, tout comme l'approximation d'une distribution en état de quasi-équilibre, mène aux simplifications nécessaires à l'obtention d'une expression analytique de χ^\dagger . Toutefois, rappelons que la théorie suggérée par l'auteur est applicable pour des dynamiques laser plus lentes que 1 ps, comme c'est le cas dans notre système laser où les impulsions les plus courtes avaient une durée de 30 ps.

⁴La présence de la mention \dagger va permettre d'introduire une distinction dans une seconde expression pour la susceptibilité.

L'expression analytique de la susceptibilité électrique affichant sa dépendance en fonction de la pulsation du champ électrique optique ($\omega = 2\pi\nu$) et de la densité des porteurs dans la zone active (N_a) est la suivante :

$$\chi^\dagger(\omega, N_a) = -\chi_0 \left[2 \ln \left(1 - \frac{D_a}{u+i} \right) - \ln \left(1 - \frac{b}{u+i} \right) \right], \quad (3.1)$$

où χ_0 représente le coefficient de gain du matériau⁵. Le paramètre b permet de représenter la valeur constante de l'indice de réfraction. La constante i est simplement le nombre imaginaire $i = \sqrt{-1}$. La dépendance de χ^\dagger sur la densité des porteurs est introduite via le paramètre D_a qui est défini par Balle comme étant :

$$D_a = \frac{N_a}{N_t}, \quad (3.2)$$

avec N_t défini comme la densité des porteurs qui permet d'atteindre la transparence. La dépendance en fréquence de la susceptibilité est comprise dans le terme u , qui est défini comme suit :

$$u = \frac{\omega - \omega_0}{\gamma} + \sigma D_a^{1/3}, \quad (3.3)$$

où ω_0 représente la fréquence nominale de la transition. Le paramètre γ représente l'inverse du temps de déphasage de la polarisation, tenant compte de la largeur de la raie menant au gain laser. Le dernier terme de l'équation (3.3), par l'entremise du paramètre σ , permet de représenter de manière phénoménologique la renormalisation de la bande interdite due au écrantage par effet Coulomb⁶.

La figure 3.2 montre la dépendance en fréquence [$\Delta\nu = (\omega - \omega_0)/2\pi$] de la susceptibilité. La figure 3.2 a) affiche la partie imaginaire, normalisée par χ_0 , tandis que le graphique b) montre la partie réelle également normalisée. Rappelons que la partie imaginaire est reliée au gain/absorption tandis que la partie réelle est reliée à l'indice du matériau. Chaque courbe est calculée avec une valeur spécifique du paramètre D_a , témoignant de la densité des porteurs dans la zone active. Les courbes avec la mention * sont obtenues avec une valeur du paramètre σ 10 fois plus élevée. L'ajustement de σ permet de positionner le maximum de gain en fréquence, mais n'affecte en rien sa valeur absolue. Cette affirmation est également valable pour la partie réelle de χ^\dagger .

⁵Le coefficient de gain du matériau est sans unité. Il intervient, par l'entremise de la susceptibilité, dans la définition du gain par unité de longueur [voir l'équation (3.4)].

⁶« Screened Coulomb Interaction ».

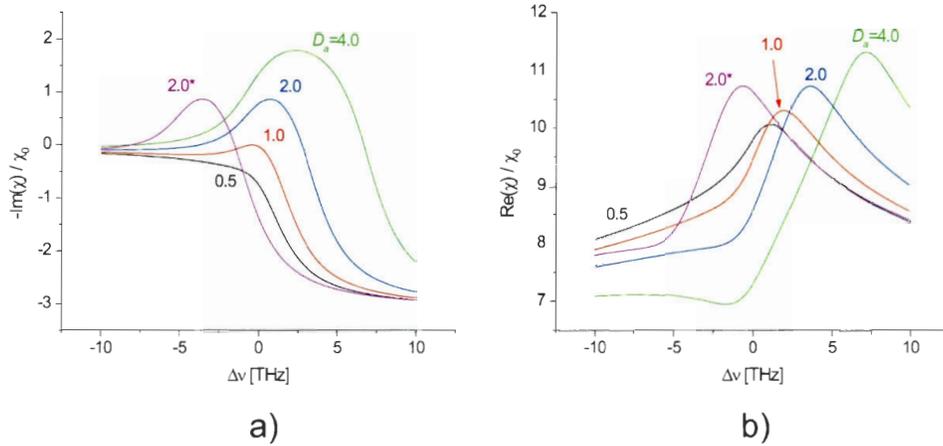


Figure 3.2 – Partie imaginaire a) et partie réelle b) de la susceptibilité normalisée montrant sa dépendance en fréquence. Les différentes courbes affichent l'influence de la densité des porteurs (D_a). Les valeurs numériques utilisées sont : $\gamma = 1.9 \times 10^{13}$ Hz, $\sigma = 0.2$ et $b = 2 \times 10^4$. La mention « * » indique une valeur de σ 10 fois plus élevée.

La figure 3.2 a) nous indique que l'accroissement de la densité des porteurs, au-delà de la transparence $D_a > 1$, déplace le maximum de gain vers les hautes fréquences (courtes longueurs d'onde) tout en élargissant la courbe de gain. La décroissance rapide de la courbe de gain pour les hautes fréquences est une conséquence de l'approximation de la faible température de réseau cristallin. Selon Balle, l'effet d'une température plus élevée aurait comme conséquence de diminuer l'absorption pour les hautes fréquences.

Un accroissement de la densité des porteurs tend à augmenter l'indice de réfraction pour les hautes fréquences et diminuer ce dernier aux basses fréquences comme l'indique l'allure générale de la figure 3.2 b).

3.2.1 Gain asymétrique

Cette section cherche à introduire la notion de gain associée à la susceptibilité complexe définie précédemment. Puisque la susceptibilité montre une signature spectrale asymétrique, nous parlerons d'un gain asymétrique en distinction du gain introduit à la section 3.2.4 pour lequel le profil spectral est uniforme.

Le gain par unité de longueur offert par le matériau semi-conducteur se définit à partir de la partie imaginaire de la susceptibilité. Son expression est la suivante

[BAL98] :

$$G_{\text{asym}}(\omega, N_a) = -\Gamma \frac{\omega_0}{cn} \text{Im} [\chi^\dagger(\omega, N_a)] = \text{Re} \left[i \Gamma \frac{\omega_0}{cn} \chi^\dagger(\omega, N_a) \right], \quad (3.4)$$

où $\text{Im}[s]$ et $\text{Re}[s]$ signifient la partie imaginaire et la partie réelle du nombre complexe s . La dernière partie de l'équation (3.4), qui fait intervenir la partie réelle, est introduite comme une aide éventuelle au lecteur dans le cadre d'une expression mathématique à venir. Le paramètre ω_0 a toujours comme signification la fréquence nominale de la transition entre la bande de conduction et la bande de valence. n est l'indice de réfraction nominal dans le matériau et c est la vitesse de la lumière dans le vide. Le paramètre Γ , qui est abordé plus en détail à la section 3.3, est un facteur supplémentaire par rapport à l'équation présentée dans [BAL98]. Il sert à quantifier le recouvrement spatial entre le mode transversal du champ électrique et les porteurs de la zone active du matériau semi-conducteur. Le paramètre Γ est introduit immédiatement afin d'obtenir directement l'expression utile du gain qui intervient dans l'équation laser. Pour les matériaux faits de puits quantiques, une valeur typique de Γ vaut 0.02.

Comme le suggère Balle dans [BAL98], une série de simplifications permettent d'obtenir une expression approximative pour le gain. Ces simplifications proviennent du fait que $b \gg 1$ et que $b \gg u$ pour les fréquences d'intérêt dans un contexte d'amplification laser. Utilisant ces approximations, l'expression simplifiée du gain asymétrique est :

$$g_{\text{asym}}(\omega, N_a) \simeq g_0 [\arctan(u) - 2 \arctan(u - D_a) - \pi/2], \quad (3.5)$$

avec g_0 , le coefficient de gain du matériau, défini comme :

$$g_0 = \chi_0 \frac{\omega_0}{cn}, \quad (3.6)$$

où χ_0 , u et D_a ont été définis aux équations (3.1) à (3.3). Notons que l'expression de g_0 ne fait pas intervenir le paramètre Γ . L'absence du paramètre Γ est la distinction entre l'expression de g_{asym} et de G_{asym} .

Balle définit la valeur du maximum de gain en fonction de la densité des porteurs de la zone active comme étant :

$$g_p = g_0 \left[\arctan \left(-D_a + \sqrt{2D_a^2 - 1} \right) - 2 \arctan \left(-2D_a + \sqrt{2D_a^2 - 1} \right) - \pi/2 \right], \quad (3.7)$$

ce qui permet de déduire le gain différentiel⁷, un paramètre très utilisé dans l'expression

⁷Le gain différentiel est le gain par unité de densité de porteurs.

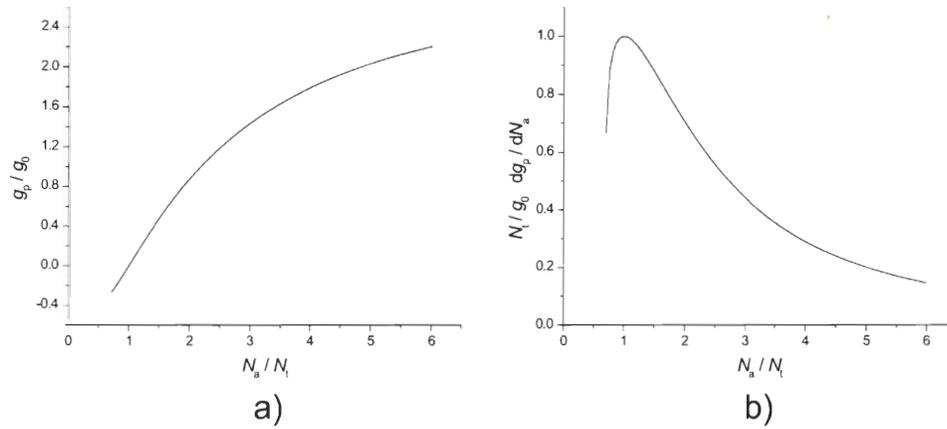


Figure 3.3 – Le maximum de gain normalisé a) et le gain différentiel normalisé b) en fonction de la densité des porteurs de la zone active normalisée par la densité à transparence.

du gain laser à profil spectral uniforme. L'expression pour le gain différentiel est la suivante :

$$\frac{\partial g_p}{\partial N_a} = \frac{g_0}{N_t D_a (3D_a - 2\sqrt{2D_a^2 - 1})}. \quad (3.8)$$

La figure 3.3 affiche le comportement des équations (3.7) et (3.8) pour une variation de $D_a = N_a/N_t$. La valeur minimale que peut prendre D_a est $\sqrt{1/2}$ pour que les expressions demeurent réelles.

Le maximum de gain [figure 3.3 a)] affiche une croissance qui sature en fonction de l'accroissement des porteurs de la zone active et sa valeur asymptotique est de $\pi g_0 \approx 9000/\text{cm}$. Le gain différentiel [figure 3.3 b)] est maximal lorsque $D_a = 1$. Sa valeur maximale est $g_0/N_t \approx 1.3 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$. Ces comportements résultent du fait que la théorie ne considère qu'une seule bande pour les électrons et les trous.

L'auteur Balle prétend que l'allure des courbes présentées à la figure 3.3 est très comparable à certaines mesures expérimentales déjà publiées (voir les références de [BAL98]). Cet auteur mentionne également que les paramètres N_t et g_0 peuvent être ajustés afin de lisser les résultats expérimentaux, approche que nous préconiserons dans le cadre des simulations numériques présentées au chapitre 4.

3.2.2 Couplage phase-amplitude : facteur d'élargissement de la raie

Le couplage phase-amplitude, très important dans les matériaux semi-conducteurs, se traduit par un changement de l'indice de réfraction causé par une variation de la densité des porteurs. Pour caractériser cet effet, Charles H. Henry introduisit le facteur d'élargissement de la raie laser [HEN82] que nous reprenons avec le paramètre α_H . Dans la majorité des théories laser, α_H prend une valeur constante et ne dépend donc pas de la fréquence ni de la densité des porteurs. Évidemment, pour les matériaux semi-conducteurs, ceci est une grossière approximation. L'article de Balle [BAL98] retient la dépendance du facteur d'élargissement de la raie avec la densité des porteurs et avec la fréquence.

Le facteur de couplage phase-amplitude se déduit de la susceptibilité et de sa dépendance sur la densité des porteurs. On obtient la définition générale du facteur d'élargissement de la raie (α) en prenant le ratio entre la variation de l'indice de réfraction par rapport à la densité des porteurs et la variation du gain par rapport à cette même densité de porteurs. Mathématiquement, α prend la forme :

$$\alpha(\omega, N_a) = \frac{\text{Re}[\partial\chi^\dagger(\omega, N_a)/\partial N_a]}{\text{Im}[\partial\chi^\dagger(\omega, N_a)/\partial N_a]}, \quad (3.9)$$

où clairement, la dépendance en fréquence et la dépendance avec la densité de porteurs sont affichées.

En utilisant la même approche de simplification que pour le gain (g_p), Balle introduit le paramètre d'élargissement de la raie pour le maximum de gain (α_p) qui prend la forme suivante :

$$\alpha_p = 2D_a - \sqrt{2D_a^2 - 1} - \frac{\sigma}{3}D_a^{1/3}, \quad (3.10)$$

où D_a reflète toujours la densité de porteurs par rapport à la valeur à transparence et σ est encore le paramètre de renormalisation de la bande interdite.

La figure 3.4 a) montre la dépendance de α avec l'écart de fréquence relative à la fréquence de la transition $[\Delta\nu = (\omega - \omega_0)/2\pi]$. Les différentes courbes comparent l'effet de la densité des porteurs. La courbe avec la mention * est obtenue avec une valeur de $\sigma = 2.0$, soit une valeur 10 fois plus élevée que la courbe avec $D_a = 2.0$. On remarque que la valeur de α diminue avec un accroissement de la fréquence. L'allure générale est celle d'une fonction linéaire qui s'écarte d'une droite pour de grandes valeurs de N_a ou

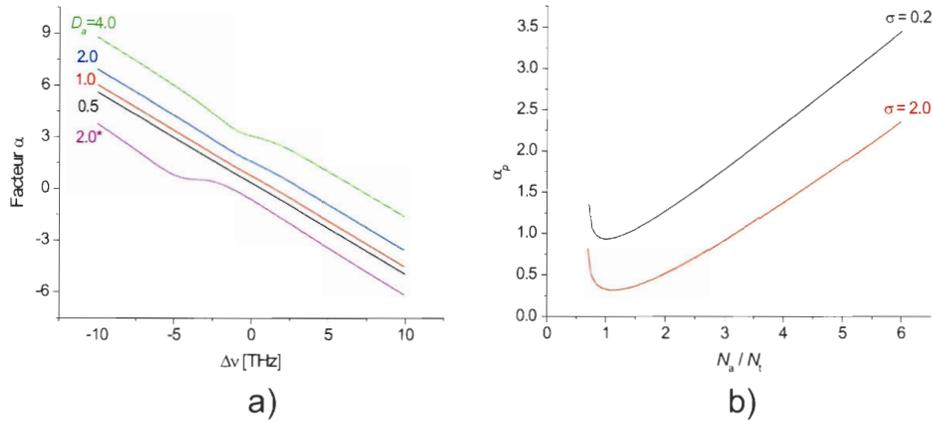


Figure 3.4 – Facteur d’élargissement de la raie (α) et sa dépendance en fréquence a) ainsi que le facteur d’élargissement de la raie pour le maximum de gain (α_p) et sa dépendance avec la densité des porteurs de la zone active b). Pour la figure a), les différentes courbes affichent l’influence de la densité des porteurs (D_a). La mention « * » indique une valeur de σ 10 fois plus élevée. Pour la figure b), les deux courbes comparent l’influence du paramètre de renormalisation de la bande interdite (σ).

pour de grandes valeurs de σ . Ce dernier paramètre, comme nous l’avons mentionné, n’a pas d’impact sur la valeur du gain maximal, mais joue un grand rôle sur la valeur du paramètre α . Remarquons également que le paramètre α peut prendre des valeurs négatives.

La figure 3.4 b) montre la dépendance de α_p en fonction de la densité des porteurs de la zone active normalisée par la densité à transparence. La valeur minimale que peut prendre $D_a = N_a/N_t$ est $\sqrt{1/2}$ pour que l’expression de α_p demeure réelle. Les deux courbes comparent l’effet du paramètre de renormalisation de la bande interdite (σ). La tendance de α_p vs N_a est une croissance quasi-linéaire pour de grandes valeurs de N_a . L’influence d’une augmentation de σ tend à réduire la valeur de α_p significativement.

3.2.3 Susceptibilité avec terme de compression

Afin de tenir compte de la compression non linéaire du gain due aux effets associés à la saturation spectrale inhomogène⁸ et au chauffage des porteurs⁹ (pour un bon résumé

⁸« Spectral Hole Burning » (SHB).

⁹« Carrier Heating » (CH).

des effets, voir [VAS95, p. 28]), l'expression (3.1) pour la susceptibilité électrique doit être légèrement modifiée. L'approche utilisée est celle de M. G. Cara *et. al* [CAR03] qui utilise le modèle de la susceptibilité de Balle. C'est cette même référence qui nous offre le modèle pour les équations différentielles présentées à la section 3.3.

Nous profitons de la présente discussion pour souligner le fait que la saturation spatiale inhomogène¹⁰ est intrinsèquement introduite dans le modèle de par la nature spatio-temporelle des équations différentielles qui seront présentées. La saturation spatiale inhomogène origine de l'intense recombinaison radiative des porteurs qui s'observe localement et qui est causée par l'ensemble des modes longitudinaux qui participent à l'émission stimulée. Étant donnée sa présence implicite dans le modèle, il est normal que la saturation spatiale inhomogène ne soit pas incluse dans le terme de compression que nous voyons à l'instant.

L'expression de la nouvelle susceptibilité avec compression non linéaire du gain prend la forme :

$$\chi(\omega, N_a) = \chi_0 \left[\frac{\Lambda + 1}{2\Lambda} F(\omega, N_a) + \frac{\Lambda - 1}{2\Lambda} F^*(\omega, N_a) \right], \quad (3.11)$$

avec

$$F(\omega, N_a) = -2 \ln \left(1 - \frac{D_a}{u + i\Lambda} \right) + \ln \left(1 - \frac{b}{u + i\Lambda} \right), \quad (3.12)$$

et

$$\Lambda = \sqrt{1 + \varepsilon|A|^2}. \quad (3.13)$$

Le paramètre ε fait le lien entre la compression non linéaire et l'intensité des champs électriques présents dans la région active. Comme nous le verrons à la section 3.3, la normalisation des champs électriques est telle que $|A|^2$ est une mesure de la densité de photons. Il est facile de démontrer que lorsque ε tend vers zéro, l'expression de χ est identique à celle de χ^\dagger .

Dans son ouvrage, Vasil'ev [VAS95] rapporte un certain nombre de définitions recueillies dans la littérature et qui permettent de représenter le terme de compression. Ces définitions se résument à l'expression générale : $\Lambda = (1 + \varepsilon|A|^2)^m$ où $m = -1, 1/2, 1$. L'auteur mentionne que l'approche la mieux appropriée pour décrire les phénomènes n'est toujours pas déterminée. Nous avons choisi la valeur de $m = 1/2$ tel que suggéré par la référence [CAR03]. Il est toutefois aisé de modifier la valeur de m dans le simulateur (présenté au prochain chapitre) afin d'en étudier son impact. Peter Vasil'ev souligne la prépondérance des effets de la compression du gain dans les lasers à puits

¹⁰« Longitudinal Spatial Hole Burning » (LSHB).

quantiques. Ce phénomène serait dû au confinement des électrons et serait plus important dans les lasers à puits quantiques étroits. Afin de compenser pour les incertitudes qui entourent la valeur du paramètre ε , nous avons fait varier sa valeur dans le cadre des simulations à venir.

Finalement, il est possible de définir une puissance de compression/saturation associée au facteur ε en passant par l'approche de G. P. Agrawal [AGR89]. Dans cet article, l'auteur introduit l'énergie de saturation comme étant

$$E_{\text{sat}} = \hbar\omega_0 \frac{\sigma_A/\Gamma}{\partial g_p/\partial N_a}, \quad (3.14)$$

où σ_A est l'aire effective du mode transversal¹¹. L'expression du gain différentiel est exposée à l'équation (3.8). La puissance de saturation est obtenue de E_{sat} en divisant par le temps de vie caractéristique des porteurs de la zone active. Ce temps de vie est décrit dans le cadre de la section 3.3 par le terme $\gamma_{sp}(N_a)$. L'expression analytique pour la puissance de saturation dans le SOA est la suivante :

$$P_{\text{sat}} = E_{\text{sat}}\gamma_{sp}(N_a). \quad (3.15)$$

Typiquement, la puissance de compression calculée est autour de 12 mW.

Afin d'exprimer la puissance de saturation en fonction du paramètre ε , nous comparons le terme $\varepsilon|A|^2$ de l'équation (3.13) au terme P/P_{sat} . Ce dernier terme est régulièrement introduit en remplacement de $\varepsilon|A|^2$. Quelques manipulations algébriques nous mènent à l'expression suivante :

$$P_{\text{sat}} = \hbar\omega_0 \frac{\sigma_A c/n}{\varepsilon}. \quad (3.16)$$

Il nous faut utiliser la valeur numérique de $\varepsilon = 4.5 \times 10^{-17} \text{ cm}^3$ pour obtenir une puissance de saturation de 12 mW. Comme le confirme [HUA93], la valeur numérique du paramètre ε est très variable selon la nature du semi-conducteur et des processus responsables de la saturation. Au chapitre traitant des simulations numériques, la page d'intérêt pour la valeur numérique de ε sera discutée.

¹¹Dans certains cas [KAS03], l'aire effective est tout simplement obtenue du produit de la largeur (W) et de l'épaisseur (T_a) de la zone active.

3.2.4 Gain uniforme

La définition d'un gain spectralement uniforme est certainement la plus répandue dans l'ensemble des modèles publiés. Malgré son incapacité à représenter correctement le spectre complet du milieu de gain, le gain spectralement uniforme est adéquat pour modéliser les lasers opérant sur un nombre très restreint de modes longitudinaux. Dans les expériences relatées au chapitre 2, les spectres laser affichaient une FWHM typique de 0.4 nm ou 5 nm, dépendamment de l'utilisation, ou non, du miroir réseau comme miroir M2. Dans les deux cas, un gain uniforme perçu par les modes longitudinaux constituerait une approximation inappropriée. Néanmoins, le gain uniforme, présenté à l'équation (3.17), s'avère utile afin de comparer les performances de notre simulateur avec les travaux déjà publiés (par exemple, [AGR89], [MAS97], et [VAN90]) :

$$G_{\text{unif}}(N_a) = \Gamma a \frac{N_a - N_t}{\Lambda} (1 + i\alpha_H). \quad (3.17)$$

Dans cette équation, le paramètre a représente le coefficient de gain différentiel qui peut prendre une valeur constante ou bien $a = dg_p/dN_a$. Le paramètre Λ représente toujours la compression du gain telle que définie à la section précédente. Le paramètre α_H modélise le changement de l'indice de réfraction introduit par les variations de porteurs (voir section 3.2.2). La valeur fixe de α_H représente une faiblesse du gain uniforme par rapport au gain asymétrique. Notons que dans plusieurs références, les paramètres Γ , Λ et α_H ne sont pas toujours considérés dans la même équation, voire même négligés complètement.

Le gain spectralement uniforme nous a permis de valider le bon fonctionnement de notre simulateur. Nous avons repris en partie l'étude de [AGR89] et avons pu obtenir les mêmes résultats que l'auteur.

3.3 Quatre équations différentielles couplées

Les équations différentielles qui régissent l'opération laser sont réunies dans cette section. La théorie est tirée de l'article de Mariano G. Cara *et al.* [CAR03] qui présente la modélisation d'un amplificateur fait de semi-conducteurs. La réponse du SOA est basée sur la théorie de Balle, valable pour des matériaux faits de puits quantiques, qui fut présentée aux sections précédentes. La modification majeure fait intervenir un

terme de saturation dans la susceptibilité afin de considérer l'effet de l'intensité du champ électrique.

Bien que les équations tirées de [CAR03] furent présentées pour décrire l'amplification d'un signal CW dans un SOA, leur utilisation dans un modèle laser complet ne demande qu'un ajustement des conditions aux frontières en plus d'éliminer le gain/absorption pour une propagation à l'extérieur du SOA. Ces détails seront présentés au chapitre suivant qui porte sur l'intégration des équations différentielles dans un modèle numérique.

3.3.1 Champs électriques

Les quatre équations différentielles de Cara permettent de décrire l'interaction entre les champs électriques en propagation bidirectionnelle et les porteurs de charge. Les porteurs de charge sont introduits sous forme d'une densité de porteurs [porteurs/m³]. Les équations de Cara tiennent compte de la densité des porteurs dans les puits quantiques (N_a) ainsi que celle dans la région de pompage (N_b). La région active est restreinte aux puits quantiques. Le volume de la région active est calculé à partir de son épaisseur (T_a), de la longueur du SOA (L_{SOA}) et de la largeur de la ligne d'injection de courant (W) de telle sorte que $V_a = L_{\text{SOA}}WT_a$. De manière équivalente, on trouve le volume de la zone de pompage $V_b = L_{\text{SOA}}WT_b$. Les dimensions du guide ainsi créé doivent respecter les conditions d'opération d'un seul mode transversal, une considération du modèle de Cara.

Les auteurs utilisent le formalisme des taux d'échange pour les porteurs entre les deux zones considérées¹². Ce formalisme introduit un temps caractéristique pour la capture (τ_{capt}) et la fuite (τ_{esc}) des porteurs de charge dans les puits quantiques. Les détails concernant les processus régissant les taux d'échange ont été introduits à la section 3.1.

L'évolution spatio-temporelle de l'amplitude du champ électrique dans le SOA est décrite par l'équation (3.18). Cette équation, qui décrit l'évolution de la composante TE du champ électrique, est dérivée en utilisant l'approximation des enveloppes lentement variables¹³ des champs en propagation positive (A^+) et négative (A^-). La signification

¹²« Carrier-Dependent Escape Time ».

¹³« Slowly Varying Envelope Approximation » (SVEA). Comme l'explique A. E. Siegman [SIE86], la SVEA, malgré son appellation parfois confuse, permet de représenter des phénomènes rapides pour autant qu'ils soient lents par rapport à l'oscillation de la fréquence optique de la porteuse (ω_0). Les

de la direction de propagation est complètement arbitraire. Il est cependant d'usage fréquent de considérer l'axe z comme étant l'axe de propagation de sorte que $A^\pm = A^\pm(z, t)$. La normalisation des champs est telle que l'évaluation de leur module au carré renseigne directement sur la densité de photons ($|A^\pm|^2 \mapsto [\text{photons/m}^3]$). L'évolution spatio-temporelle, pour les amplitudes A^\pm oscillant à la fréquence radiale ω prend la forme :

$$\partial_t A^\pm(z, t) \pm v_g \partial_z A^\pm(z, t) = \frac{v_g}{2} \left[\underbrace{i\Gamma \frac{\omega}{cn} \chi \left(\omega + i \frac{\dot{A}^\pm}{A^\pm}, N_a \right)}_G - \alpha_i \right] A^\pm(z, t) + F_A^\pm, \quad (3.18)$$

où les expressions $\partial_t A^\pm$ et $\partial_z A^\pm$ dénotent respectivement la dérivée partielle temporelle et la dérivée partielle longitudinale des champs contradirectionnels. Les paramètres qui n'ont pas été définis jusqu'à présent sont la vitesse de groupe v_g et les pertes internes α_i . La susceptibilité électrique $\chi(\omega, N_a)$ affiche sa dépendance en fréquence et sa dépendance en densité de porteurs. Notez que nous avons utilisé la définition de la susceptibilité qui fait intervenir le terme de saturation [réf. équation (3.11)] qui implique l'intensité totale du champ électrique local. Au chapitre suivant et particulièrement à la section 4.1.3, nous élaborons sur l'absence des considérations des ondes stationnaires dans ce modèle. De plus, l'évaluation de $\chi(\omega, N_a)$ se fait à la fréquence instantanée¹⁴ ($\omega + i \frac{\dot{A}^\pm}{A^\pm}$) des champs contradirectionnels. Cette correction, d'autant plus importante pour les phénomènes rapides ($<$ quelques picosecondes), permet de considérer à la fois la courbure du spectre de gain, mais également celle de la dispersion dans le processus d'amplification. Le dernier terme de l'équation (3.18), F_A^\pm , un ajout par rapport à la référence [CAR03], est le terme source de l'équation représentant l'émission spontanée, soient les processus granulaires de création et d'annihilation des photons. On y réfère en tant que force de Langevin pour l'amplitude des champs. La section 3.3.3 est dédiée aux explications de cette force.

impulsions considérées dans cette thèse sont plus lentes par 4 ordres de grandeur que le temps caractéristique d'un cycle de la porteuse. La même considération s'applique pour la composante spatiale.

¹⁴La correction par la fréquence instantanée apparaît dans plusieurs publications où S. Balle est coauteur ([CAR03], [YAC04], [MUL02]), mais également dans la référence [VAN90]. Cette correction est simple de conception physique, mais regorge de défis numériques qui seront abordés au chapitre 4, section 4.1.5.

3.3.2 Porteurs

Intimement reliée à l'équation (3.18) est l'évolution spatio-temporelle de la densité des porteurs de charge dans la zone active (N_a) ainsi que l'évolution des porteurs dans la zone de pompage (N_b). Les équations différentielles qui régissent ces évolutions sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \partial_t N_a(z, t) = & \frac{V_b N_b}{V_a \tau_{\text{capt}}} - \frac{N_a}{\tau_{\text{esc}}} - \gamma_{sp}(N_a) N_a + D \partial_z^2 N_a \\ & + \frac{v_g \omega}{cn} \left\{ |A^+|^2 \text{Im} \left[\chi \left(\omega + i \frac{A^+}{A^+}, N_a \right) \right] + |A^-|^2 \text{Im} \left[\chi \left(\omega + i \frac{A^-}{A^-}, N_a \right) \right] \right\} \\ & + F_{N_a}, \end{aligned} \quad (3.19)$$

et

$$\partial_t N_b(z, t) = \frac{I}{q V_b} + \frac{V_a N_a}{V_b \tau_{\text{esc}}} - \frac{N_b}{\tau_{\text{capt}}} - \gamma_{sp}(N_b) N_b + D \partial_z^2 N_b + F_{N_b}. \quad (3.20)$$

Dans les équations (3.19) et (3.20), chaque terme contribue à augmenter ou diminuer le nombre de porteurs par élément de volume. Notez que le signe devant chaque terme est parfois trompeur. Par exemple, le cinquième terme pour les porteurs N_a , qui traduit l'émission stimulée, possède un signe qui dépend de N_a . L'émission stimulée n'agit que sur les porteurs de la zone active¹⁵. Le cinquième terme fait intervenir l'évaluation de la partie imaginaire de la susceptibilité complexe $\text{Im}[\chi]$. Le paramètre I désigne le courant d'injection dans la région de pompage, q , la charge de l'électron et D , le coefficient ambipolaire¹⁶, représente la force de diffusion des porteurs dans le réseau cristallin. Ce comportement de nature tridimensionnelle est modélisé par une diffusion longitudinale (selon l'axe z) étant donné l'absence des considérations spatiales transversales (axes x et y) dans le présent modèle.

La déplétion spontanée des porteurs, par un processus non radiatif ou non stimulé, est régie par les termes $\gamma_{sp}(N_{a,b})$. Ils représentent l'inverse du temps de vie des porteurs. Ces termes, qui dépendent de la densité des porteurs de leur zone respective, s'expriment comme :

$$\gamma_{sp}(N_{a,b}) = A + B N_{a,b} + C N_{a,b}^2, \quad (3.21)$$

¹⁵À la section 3.1, nous avons traité des raisons justifiant l'interaction du champ électrique uniquement avec les porteurs N_a . Ceci explique l'absence d'un terme d'émission stimulée pour l'équation des porteurs N_b .

¹⁶« Ambipolar Carrier Diffusion Coefficient ».

où les coefficients A , B et C sont les coefficients répanus [AGR93] pour désigner respectivement le taux de recombinaisons non radiatives, les recombinaisons radiatives et les recombinaisons Auger. Les auteurs de [CAR03] considèrent l'utilisation des mêmes valeurs pour ces coefficients afin de représenter la déplétion spontanée dans les deux zones.

La densité des porteurs dans la zone de pompage est relativement faible comparativement à celle dans la zone active. Par conséquent, le temps de vie pour les porteurs N_b est principalement dicté par le taux de recombinaisons non radiatives ce qui implique un temps de vie de l'ordre de 1.5 ns. Pour ce qui est des porteurs dans la zone active, leur temps de vie peut varier passablement en raison des variations du courant d'injection ou par une déplétion stimulée prononcée des porteurs N_a . La figure 3.5 montre la dépendance du temps de vie des porteurs de la zone active en fonction de leur densité normalisée, et ce, pour deux types de matériau qui forment les puits quantiques. Les valeurs numériques utilisées pour la courbe étiquetée « InGaAsP » sont issues de la référence [ZHU97] qui traite de la modélisation d'un laser à multiples puits quantiques fait d'InGaAsP. Les valeurs numériques sont regroupées dans la légende. Pour la courbe étiquetée « InGaAs », les valeurs numériques utilisées sont celles obtenues de l'article [CAR03] qui porte sur un modèle numérique pour un SOA fait d'InGaAs. Les valeurs numériques sont réunies au tableau B.1 situé en annexe. Bien que le SOA de notre système soit composé de puits quantiques faits d'InGaAsP, des raisons historiques, détaillées à la section 4.1.8 du chapitre sur les simulations numériques, font que les valeurs pour l'InGaAs doivent aussi être présentées.

Les résultats de la figure 3.5, pour la courbe « InGaAs », affichent un temps de vie de 1.4 ns pour un ratio $N_a/N_t = 0.5$ tandis qu'il chute à 475 ps lorsque $N_a/N_t = 3.0$. Dans le cas de la courbe étiquetée « InGaAsP », le temps de vie vaut 3.2 ns pour un ratio $N_a/N_t = 0.5$ alors qu'il atteint une valeur de 546 ps lorsque $N_a/N_t = 3.0$.

Les termes qui n'ont pas été abordés dans les équations (3.19) et (3.20) concernent les taux d'échange des porteurs entre les deux zones. Tandis que le taux de capture (τ_{capt}) des porteurs dans les puits quantiques est considéré constant, le taux de fuite (τ_{esc}) de ces mêmes porteurs vers la zone de pompage affiche une dépendance sur la densité des porteurs N_a . L'équation qui traduit cette dépendance prend la forme suivante [CAR03] :

$$\tau_{\text{esc}} = \frac{\tau_{\text{esc}}^0}{1 + \exp[p(N_a - N_0)]}, \quad (3.22)$$

avec N_0 , une densité de porteurs pour laquelle le confinement des électrons possède un

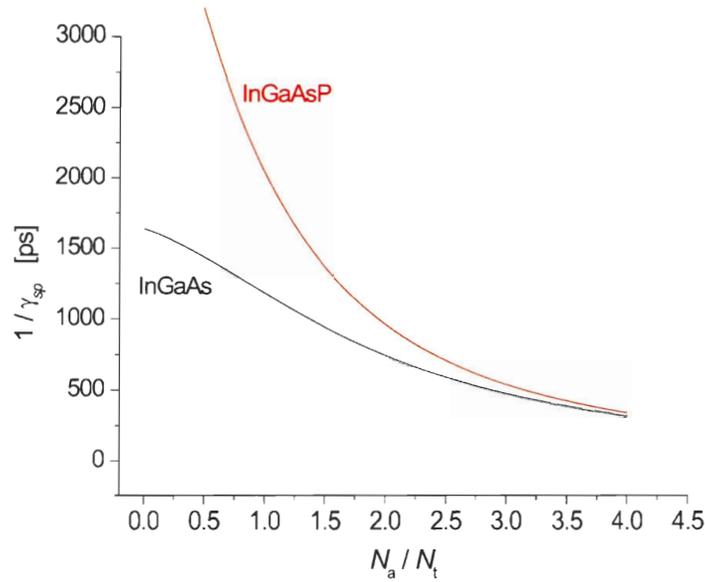


Figure 3.5 – Temps de vie des porteurs de la zone active en fonction de leur densité relative à la densité à transparence. Pour la courbe étiquetée « InGaAsP », les valeurs utilisées sont $A = 2 \times 10^8$ 1/s, $B = 1 \times 10^{-10}$ cm³/s, $C = 5 \times 10^{-29}$ cm⁶/s et $N_t = 1.6 \times 10^{18}$ porteurs/cm³. Pour la courbe étiquetée « InGaAs », les valeurs sont celles du tableau B.1.

niveau de Fermi caractéristique. Le paramètre τ_{esc}^0 est le taux de fuite pour de faibles valeurs de N_a . Le paramètre p contrôle la décroissance de τ_{esc} en fonction de N_a . La figure 3.6 montre le comportement de τ_{esc} normalisé en fonction d'un accroissement de la densité des porteurs dans les puits quantiques. Pour de faibles valeurs de N_a , la valeur de τ_{esc} tend vers τ_{esc}^0 . Lorsque N_a approche la valeur caractéristique N_0 , la valeur de τ_{esc} chute plus ou moins rapidement vers zéro pour des valeurs plus ou moins élevées du paramètre p .

Les derniers termes respectifs des équations (3.19) et (3.20), F_{N_a} et F_{N_b} , sont les autres termes source de ces équations. Tout comme pour le terme source dans la relation spatio-temporelle du champ électrique, les termes source F_{N_a} et F_{N_b} sont des ajouts en comparaison aux équations introduites dans [CAR03]. Nous consacrons la prochaine section à introduire les termes source de Langevin.

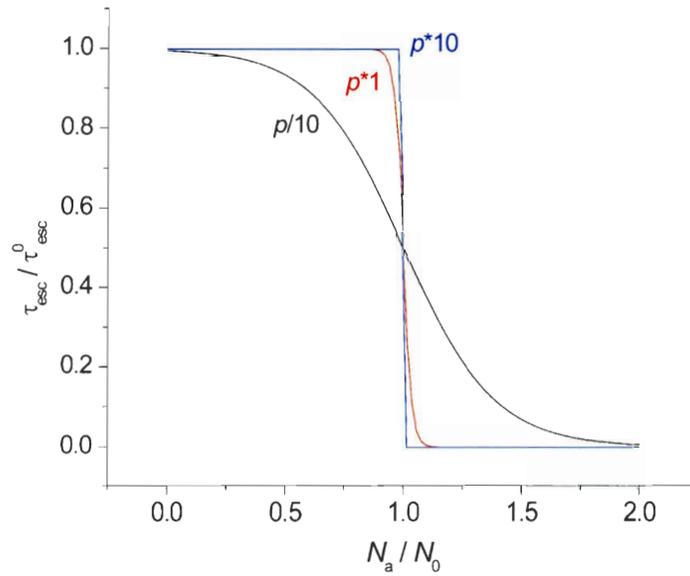


Figure 3.6 – Taux de fuite normalisé des porteurs dans les puits quantiques vers la zone de pompage. Les courbes sont obtenues en variant la valeur du paramètre p dont la valeur nominale, tout comme la valeur N_0 , est extraite du tableau B.1.

3.3.3 Forces de Langevin

Cette section commente très brièvement sur les forces de Langevin (F_{A^+} , F_{A^-} , F_{N_a} et F_{N_b}). Les explications plus exhaustives sont regroupées à l'annexe A. Les forces de Langevin introduites dans les équations différentielles [équations (3.18), (3.19) et (3.20)] servent à décrire les processus aléatoires qui régissent la création et/ou l'annihilation des photons et des porteurs de charges.

La présence des forces de Langevin dans les équations différentielles nous permet de modéliser le processus laser à partir des tous premiers instants de l'injection de courant dans la zone de pompage (zone des porteurs N_b). Elles permettent d'obtenir, entre autres, la puissance et le spectre de l'émission spontanée amplifiée. Ceci est un avantage plus qu'intéressant puisque notre système laser est basé sur un SOA pour lequel nous pouvons aisément mesurer ces paramètres.

Les défis numériques qui entourent l'utilisation des forces de Langevin seront traités à la section 4.1.6 ainsi que dans l'annexe A.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la théorie nécessaire pour comprendre les mécanismes d'interactions entre les champs électromagnétiques aux fréquences optiques et les porteurs qui s'observent lors de la propagation des champs dans un milieu guidant fait de semi-conducteurs à puits quantiques.

Un bref rappel est d'abord introduit sur la dynamique des échanges entre les porteurs de la zone de pompage et ceux de la zone active qui composent les puits quantiques du semi-conducteur.

Ensuite, nous abordons la théorie qui porte sur la susceptibilité électrique, celle qui décrit l'amplification ou l'absorption ainsi que le déphasage de l'onde optique lors de son passage dans le matériau semi-conducteur. La théorie utilisée est celle de Balle [BAL98] qui permet de décrire le caractère asymétrique du gain et de l'indice de réfraction qui est caractéristique des matériaux semi-conducteurs. Nous présentons de manière graphique le spectre du gain par unité de longueur et son déplacement vers les courtes longueurs d'onde pour un accroissement de la densité des porteurs de la zone active. Un comportement similaire pour l'indice de réfraction est également présenté. Par la suite, une expression simple est obtenue pour représenter le paramètre classique et important chez les semi-conducteurs, soit le paramètre d'élargissement de la raie (α_H). Nous montrons la dépendance du paramètre α_H en fonction de la fréquence optique, mais également en fonction de la densité des porteurs de la zone active.

La compression du gain, un phénomène incontournable chez les lasers, est ensuite abordée. Le terme de compression Λ permet de modéliser la diminution du gain associée aux phénomènes tels la saturation spectrale inhomogène, la saturation spatiale inhomogène et le chauffage des porteurs. Une puissance de saturation découle du terme de compression. Celle-ci fut évaluée à 12 mW.

Finalement, les étapes précédentes vont permettre de dresser les équations différentielles qui modélisent l'amplification du champ électrique le long du semi-conducteur. Les équations différentielles couplées, qui sont de type spatio-temporel, lient l'amplitude des champs en propagation bidirectionnelle avec les densités de porteurs pour les deux zones caractéristiques des puits quantiques. Chacune des équations différentielles est bonifiée par un terme source qui modélise le caractère aléatoire associé à la création et/ou l'annihilation des photons et des porteurs de charges.

Les équations différentielles obtenues serviront dans la modélisation numérique du laser basé sur un SOA qui est présentée au prochain chapitre.

Chapitre 4

Modélisation et simulations numériques

Ce chapitre porte sur la description d'un modèle numérique spatio-temporel ayant pour objectif de représenter le système laser qui fait l'objet de nos travaux. Étant donné la configuration de notre laser qui fait intervenir un amplificateur comme milieu de gain, le modèle offre la possibilité de simuler l'amplification d'un signal CW ou pulsé, mais surtout de simuler un laser monolithique ou en cavité externe lorsque des miroirs sont ajoutés au système.

Le chapitre présente en premier lieu la structure du simulateur (section 4.1). En second lieu, la section 4.2 se consacre aux généralités des simulations. En troisième lieu, les résultats des simulations modélisant l'amplificateur sont réunis à la section 4.3. Finalement, la section 4.4 résume les résultats des simulations qui concernent le dispositif laser.

4.1 Structure du simulateur

Le simulateur qui est décrit dans cette section permet de résoudre numériquement les équations spatio-temporelles du chapitre précédent qui régissent la propagation du champ électrique dans un milieu semi-conducteur, soit un SOA dans le cas présent. La dimension spatiale des équations est unidimensionnelle selon l'axe longitudinal du SOA. Comme nous le verrons, le simulateur permet de modéliser l'amplification d'un signal injecté dans le SOA. Avec l'introduction de parois semi-réfléchissantes dans le

système, nous pouvons transformer le dispositif en un laser. Dans tous les cas, l'émission spontanée amplifiée dans le SOA est considérée.

4.1.1 Généralités

Les équations différentielles spatio-temporelles [équations (3.18) à (3.20)], introduites au chapitre précédent, affichent une interdépendance entre la valeur des amplitudes contradirectionnelles du champ électrique (A^+ , A^-) et la densité des porteurs dans la zone active (N_a) ainsi que la densité des porteurs de la zone de pompage (N_b). Étant donné l'interdépendance qui existe entre ces paramètres, les équations des taux qui régissent leur évolution ne peuvent être résolues que par une approche numérique. Pour ce faire, nous utilisons une approche spatio-temporelle dite « Split-Step » en discrétisant le dispositif¹ en une série de k segments tel que schématisé à la figure 4.1. Pour faciliter les explications à venir, nous introduisons également les j segments qui ne concernent que le SOA. De manière générale $j \leq k$. L'inégalité ne s'observe que pour la modélisation d'un laser en cavité externe.

Dans un modèle de type propagatif, comme celui présenté, la longueur de chaque segment est dictée par l'incrément temporel (Δt) et par la vitesse de propagation dans le milieu (c/n), de sorte que $\Delta z_{\text{air}} = c \Delta t = n \Delta z_{\text{SOA}}$ où c et n sont respectivement la vitesse de la lumière dans le vide² et l'indice de réfraction nominal³ du SOA. Le choix d'une valeur pour Δt impose une valeur pour les discrétisations spatiales dans la cavité externe (Δz_{air}) ainsi que dans le SOA (Δz_{SOA}). La discrétisation impose une valeur uniforme pour les variables (A^\pm , N_a , N_b) dans chacun des segments. Une discrétisation assez fine⁴ ($\Delta z_{\text{SOA}} \leq 2.6 \mu\text{m}$) est nécessaire pour assurer l'adéquation des simulations.

La figure 4.1 schématise la discrétisation du dispositif étudié, un laser en cavité externe le cas présent, possédant quatre interfaces qui réfléchissent et transmettent partiellement le champ électrique. Chaque interface est considérée comme ayant une épaisseur infinitésimale. La première interface, située à la division 0 (pour les k segments), représente le coupleur de sortie du laser dont le coefficient de réflexion est r_1 .

¹Le terme dispositif désigne l'éventualité d'un amplificateur seul, d'un laser monolithique ou d'un laser en cavité externe.

²On considère la dispersion dans l'air comme étant négligeable.

³Les variations spatio-temporelles de l'indice de réfraction sont introduites par l'intermédiaire de la partie réelle de la susceptibilité électrique.

⁴Le critère d'acceptation sur la finesse du pas spatial, ou temporel, est simplement basé sur la convergence des résultats lorsque la résolution augmente.

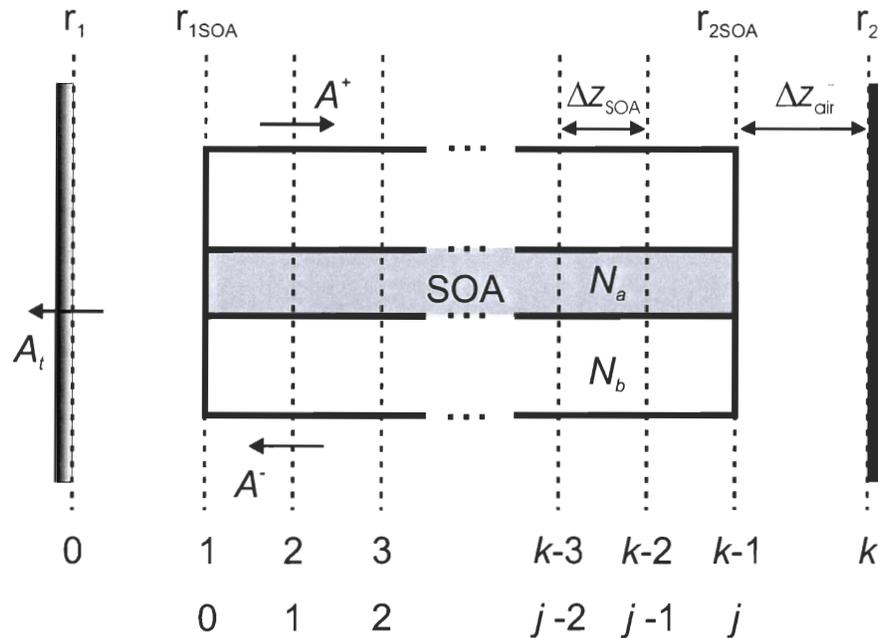


Figure 4.1 – Schématisation de la méthode de discrétisation d'un laser en cavité externe pour la résolution numérique des équations différentielles couplées. Le dispositif est segmenté en k divisions incluant les j sections qui ne concernent que le SOA. A^\pm : champs contradirectionnels. A_t : champ transmis par coupleur. $N_{a,b}$ porteurs dans la zone active (a) et zone de pompage (b). Δz_{air} et Δz_{SOA} : incréments spatiaux dans l'air et dans le SOA. La représentation actuelle montre un seul incrément entre le SOA et les miroirs externes. En réalité, les cavités considérées peuvent excéder 10^5 incréments.

La puissance du champ transmis ($\propto |A_t|^2$) sera une préoccupation tout au long de ce chapitre. La dernière interface, située à la k ème division, représente le miroir métallique de réflectance $R_2 = r_2^2$. Les interfaces intermédiaires représentent les frontières entre le SOA et l'air. Dans l'exemple proposé à la figure 4.1, où chacun des bras de la cavité externe est composé d'une seule division, les interfaces intermédiaires sont situées aux divisions 1 et $k - 1$ (0 et j pour les segments du SOA seul). Leur coefficient de réflexion, $r_{1\text{SOA}}$ et $r_{2\text{SOA}}$, représentent la réflexion résiduelle de chacune des facettes du SOA dont la valeur fut estimée à partir de mesures expérimentales comme étant $r_{1\text{SOA}} = r_{2\text{SOA}} = \sqrt{2 \times 10^{-4}}$. La modélisation tient compte du déphasage de π radians pour le passage des A^\pm d'un indice faible à élevé.

La méthode « Split-Step », qui est bien résumée dans l'article de B. S. Kim [KIM00], consiste à estimer l'évolution spatio-temporelle des variables $(A^\pm, N_{a,b})$. L'évolution spatio-temporelle peut être perçue comme la construction ou le remplissage d'une matrice. Pour les champs contradirectionnels, la dimension spatiale est formée par les k segments du dispositif. Pour les porteurs de charges, la dimension spatiale est restreinte aux j segments du SOA. La dimension temporelle des variables $(A^\pm, N_{a,b})$ est régie par la variable $t_i \in \mathbb{N}$. La variable t_i représente le i ème incrément temporel de sorte que le temps de simulation, représentant le temps physiquement mesurable dans le cadre d'une expérience, est donné par $t_{\text{labo}} = t_i \Delta t$. Chaque incrément temporel Δt ajoute une i ème ligne à la matrice de dimension $[(k + 1) \times t_i]$ pour A^\pm et $[(j + 1) \times t_i]$ pour $N_{a,b}$ jusqu'à ce que la simulation ait atteint le temps maximal désiré, typiquement quelques nanosecondes. De plus amples détails concernant la méthode « Split-Step » sont regroupés dans le cadre de la section 4.1.2.

La figure 4.2 présente la structure du simulateur sous forme d'un schéma fonctionnel. La structure du simulateur, explicitée du haut vers le bas, est telle qu'elle permet de simuler trois catégories de dispositif. La première catégorie est celle qui représente un amplificateur fait de semi-conducteurs, soit le SOA qui fut rapporté au chapitre précédent. Cette catégorie permet de simuler l'émission spontanée amplifiée, mais également l'amplification d'un signal CW ou pulsé. La catégorie amplificateur est obtenue principalement en imposant une réflectivité nulle pour les miroirs de la figure 4.1 ($r_1 = r_2 = 0$). Lorsqu'il y a injection d'un signal externe, celui-ci est injecté du côté $r_{2\text{SOA}}$. Les résultats de simulation concernant l'amplificateur seul sont présentés à la section 4.3.

La deuxième catégorie est celle qui représente le laser monolithique. Cette catégorie permet de simuler un laser de longueur équivalente au SOA. Accessoirement, cette

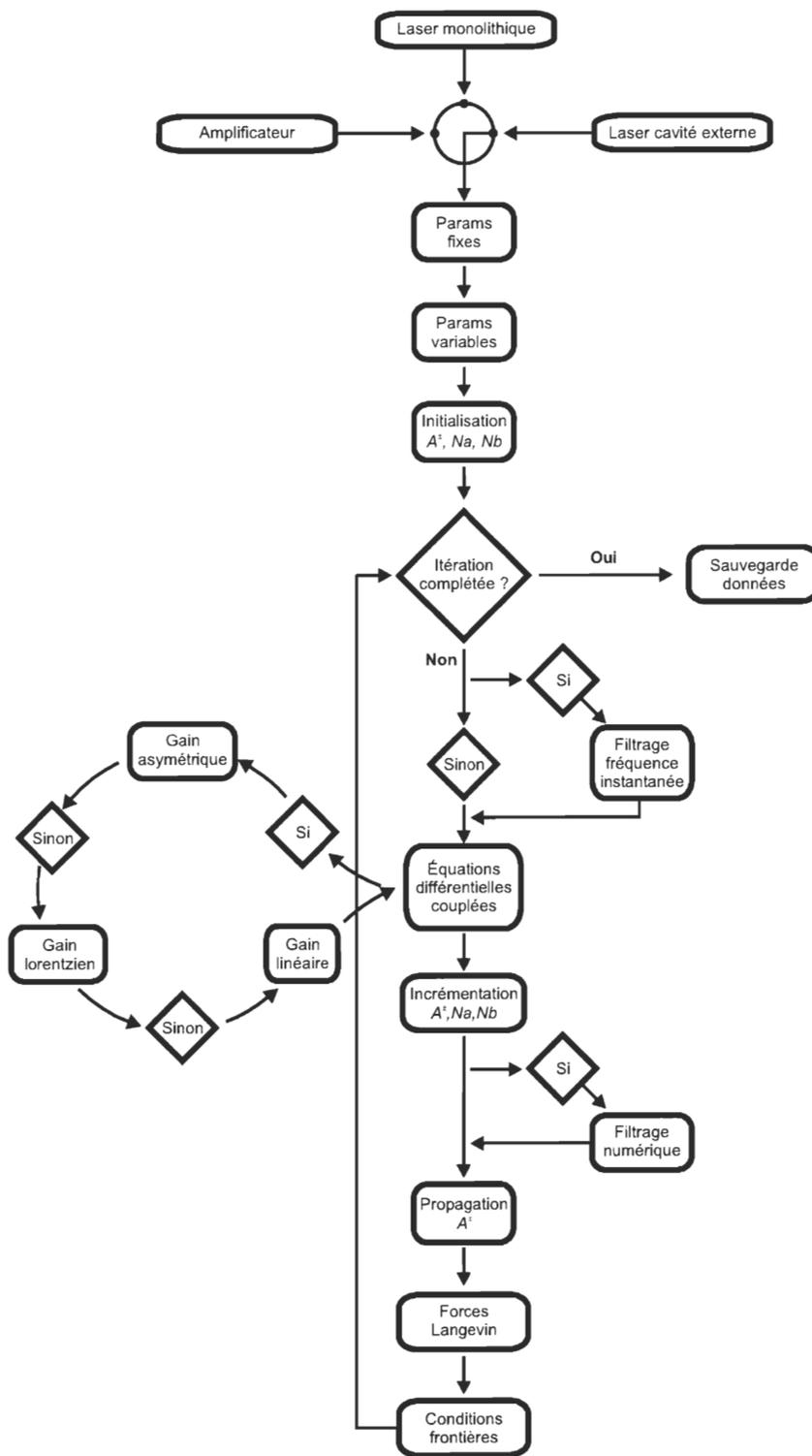


Figure 4.2 – Schématisation de la structure du simulateur.

topologie possède un court temps de transit (typiquement quelques allers-retours de la lumière dans la cavité). Par conséquent, la durée et l'espace mémoire des simulations se voient réduits considérablement. Pour simuler un laser monolithique, il suffit d'éliminer les miroirs externes de la figure 4.1 et de remplacer les valeurs de $r_{1\text{SOA}}$ et $r_{2\text{SOA}}$ par celles de r_1 et r_2 . Les résultats de simulation concernant le laser monolithique sont regroupés à la section 4.4.1.

La dernière catégorie que le simulateur peut modéliser est celle qui est affichée à la figure 4.1, soit un laser en cavité externe dont le milieu de gain est un SOA. Notre intérêt concerne particulièrement ce type de dispositif, car il représente le système laser étudié expérimentalement. Soulignons une fois de plus la problématique quant à la dimension totale de la cavité laser simulée. Plus la cavité laser est longue, plus le temps de simulation requis sera long. Les résultats de simulations concernant le laser en cavité externe sont regroupés à la section 4.4.2.

Lorsque le choix du dispositif à être modélisé est fait, le simulateur charge les paramètres fixes. Ceux-ci sont principalement reliés aux caractéristiques du SOA, par exemple, les dimensions de la zone active, son indice de réfraction nominal ainsi que la longueur d'onde centrale du spectre d'émission spontanée. Les paramètres du SOA ont été regroupés au tableau 4.1 de la page 123.

Par la suite, le simulateur charge la valeur des paramètres généralement variables du dispositif. La longueur de la cavité laser, le temps de simulation, la forme du gain du SOA et la méthode de filtrage du gain sont quelques exemples de paramètres dont la flexibilité est fort utile dans la validation des résultats de simulation.

Une fois la valeur des paramètres fixes et des paramètres variables chargée en mémoire, l'initialisation des variables A^\pm , N_a et N_b est réalisée. Cette initialisation comprend trois options. La première option est celle où les champs A^\pm prennent des valeurs nulles pour tous les k segments de la cavité laser. Dans cette même option, les densités de porteurs N_a et N_b prennent des valeurs de 1 porteur/cm³ pour tous les j segments du SOA. La deuxième option permet de charger des valeurs non nulles pour les champs et les densités de porteurs. Les valeurs chargées proviennent généralement de simulations antérieures pour lesquelles le régime stable du dispositif fut atteint. La troisième et dernière option permet d'uniformiser les valeurs chargées de la deuxième option. L'option 3, tout comme l'option 2, permet de s'affranchir d'une partie du régime transitoire en plus d'éliminer toute modulation possible selon l'axe de propagation. L'élimination de telles modulations est souhaitable lorsque les données initiales chargées possèdent

un caractère oscillatoire qui pourrait influencer le comportement de la simulation. Par exemple, en présence de données initiales provenant d'une simulation antérieure où le laser était en régime d'auto-pulsation, la distribution longitudinale des porteurs peut montrer un comportement de saturation spatiale inhomogène⁵ qui viendrait favoriser une émission impulsionnelle⁶.

Dès l'instant où les valeurs initiales sont chargées, l'itération sur les $t_i = [1, t_{imax}]$ est enclenchée engendrant le calcul de l'évolution temporelle des champs et des porteurs. Lorsque l'itération est complétée, la sauvegarde des données est exécutée. Les principales données sauvegardées sont les valeurs du champ transmis par le coupleur $[A_t(\forall t_i)]$ ainsi que les valeurs des porteurs au centre et aux extrémités du SOA $[N_{a,b}(z_j = 0, j/2, j, \forall t_i)]$.

Pour chaque valeur de t_i , la première étape consiste à évaluer, s'il y a lieu⁷, la fréquence instantanée (f_{inst}) des champs A^\pm . L'évaluation de f_{inst} , lorsqu'introduite dans le calcul de la susceptibilité du SOA, permet de reproduire la forme spectrale du milieu de gain. Le calcul de la fréquence instantanée est une alternative au filtrage numérique. Toutefois, nos simulations éprouvent certaines difficultés avec l'utilisation de la fréquence instantanée, difficultés que certains auteurs semblent avoir surmontées ([CAR03], [YAC04], [MUL02]) et [VAN90]). Les détails du calcul de la fréquence instantanée sont exposés à la section 4.1.5.

La résolution numérique des équations différentielles spatio-temporelles couplées est basée sur la méthode *Runge-Kutta* (à pas fixe). Cette méthode calcule la valeur des incréments qui sont ajoutés aux champs et aux porteurs à la manière décrite dans le cadre des équations (4.1), (4.2) et (4.3) et guidée par l'approche numérique discutée à la section 4.1.4. Dans le calcul des incréments, la forme spectrale⁸ du gain complexe intervient. Les deux options pour le gain complexe développées dans le cadre du simulateur actuel sont :

- Gain spectralement ASYMÉTRIQUE décrit dans le cadre de l'équation (3.4).

⁵« Spatial hole burning ».

⁶La saturation spatiale inhomogène, c'est-à-dire par segment du SOA, provient du terme de saturation (Γ) qui utilise la somme des puissances optiques pour chaque segment. La saturation spatiale ne découle pas des ondes stationnaires, absentes du modèle, car elles ne peuvent être échantillonnées adéquatement par le pas d'échantillonnage, typiquement 31 fs, soit 6 fois la longueur d'onde nominale du laser.

⁷L'alternative est considérée par le filtrage numérique.

⁸Il est important de souligner que la terminologie liée à la forme spectrale du gain n'est valide que lors de l'utilisation de la fréquence instantanée. Dans le cas contraire où le filtrage numérique est sélectionné, la forme spectrale du gain est dictée par la forme du filtre numérique qui est comparable à un cosinus.

Ce gain représente mieux le comportement du SOA, car il offre non seulement la dépendance en fonction de l'inversion de population (à la fois sur le gain/absorption et sur la phase), mais également l'asymétrie dans le spectre observé lorsque le calcul de la fréquence instantanée est sélectionné.

- Gain spectralement UNIFORME décrit dans le cadre de l'équation (3.17). Ce gain est plus simple à implémenter et surtout il permet de valider les performances de notre simulateur avec plusieurs publications (par exemple, [AGR89], [MAS97], et [VAN90]) qui font usage de cette simplification.

Une fois la sélection du gain validée, la valeur des incréments $(\Delta A^\pm, \Delta N_{a,b})$ est obtenue par la méthode *Runge-Kutta*, pour lesquelles le détail du calcul est réuni à la section 4.1.4. Les valeurs de ΔA^\pm et $\Delta N_{a,b}$ sont ajoutées de manière respective aux champs A^\pm ainsi qu'aux porteurs $N_{a,b}$ avant la propagation des champs.

Toujours en cheminant dans les étapes de la figure 4.2, lorsque les champs et porteurs sont incrémentés, la prochaine décision du simulateur concerne le filtrage numérique. Dans l'éventualité où le filtrage numérique est l'option choisie plutôt que l'utilisation de la fréquence instantanée pour représenter la forme du gain, celui-ci intervient avant la propagation des champs. Les détails du filtrage numérique sont réunis à la section *filtrage numérique* en page 118.

L'ajout des forces de Langevin qui représentent la composante aléatoire des processus spontanés se fait autant pour les champs que pour les porteurs. Les résultats de simulation prouvent cependant que l'émission stimulée associée aux champs prédomine lorsque le dispositif modélisé est un laser au-delà du seuil. Le détail des calculs est réservé à la section 4.1.6.

Finalement, tel qu'affiché à la figure 4.2, la dernière étape de chaque itération temporelle consiste à évaluer les conditions aux frontières qui satisfont la continuité des champs électriques. Les frontières ou interfaces, dans le cas d'un laser en cavité externe, ont été introduites à la figure 4.1.

4.1.2 Équations différentielles

Notre système d'équations différentielles couplées (EDC) en est un aux conditions initiales connues. Autrement dit, au temps $t_i = 1$, les variables $(A^\pm, N_{a,b})$ sont initialisées selon l'option choisie.

Dans cette section, nous revoyons les équations différentielles qui régissent la propagation des champs contradirectionnels à l'intérieur d'un guide d'onde fait de semi-conducteurs aux propriétés amplificatrices. Les équations différentielles couplées ont été introduites au chapitre traitant de la théorie, plus précisément dans le cadre des équations (3.18) à (3.20). L'approche présentée ici, vise à soulever les particularités de ces EDC dans le cadre du simulateur.

Une particularité importante imposée par le simulateur est rattachée à la discrétisation du dispositif. Pour des besoins de généralité, nous utiliserons le dispositif qui représente un laser en cavité externe tel que schématisé à la figure 4.1. Dans un tel dispositif, les amplitudes complexes des champs contradirectionnels, à l'instant t_i dans la simulation, sont définies en tout segment k . L'équivalence mathématique de ces propos est la suivante : $A^\pm(\forall z_k, t_i) \in \mathbb{Z}$ avec \mathbb{Z} représentant l'ensemble des nombres complexes. Toutefois, ce n'est pas le cas pour les porteurs de charges qui ne sont définis que pour les j segments qui ne concernent que le SOA, de sorte que $N_{a,b}(\forall z_j, t_i) \in \mathbb{R}$. L'insistance sur cette particularité prendra toute son importance lorsque nous introduirons le gain dans les EDC.

Les EDC dans le simulateur permettent de calculer l'incrément respectif à être ajouté aux variables $(A^\pm, N_{a,b})$. Dans le cas des champs, le calcul de l'incrément s'obtient de l'équation différentielle (3.18) pour laquelle nous laissons tomber temporairement la force de Langevin :

$$\Delta A^\pm(z_m, t_i) = \begin{cases} \Delta z_{\text{SOA}} \left\{ \frac{1}{2} [G(z_m, t_i) - \alpha_i] A^\pm(z_m, t_i) \right\}, & m \in j, \\ \exp(j\beta\Delta z_{\text{air}}), & m \notin j, \end{cases} \quad (4.1)$$

où $\beta = 2\pi/\lambda_0$ est la constante de propagation à la longueur nominale de la transition dans le matériau fait de semi-conducteurs. Le terme de propagation à l'extérieur du SOA n'est en fait qu'un déphasage linéaire⁹.

L'équation (4.1) est obtenue de l'équation différentielle (3.18) par un changement de variable qui permet de combiner les dérivées partielles $\partial_t \pm v_g \partial_z$ en une seule (voir par exemple [AGR89] et [CHI01]). Le changement de variable qui permet cette simplification découle du caractère propageant de la lumière à une vitesse de groupe $v_g = c/n$. En d'autres mots, le nouveau référentiel qui résulte de ce changement de variable correspond à celui d'une impulsion se propageant le long de l'axe optique.

⁹Une erreur s'est glissée dans les simulations qui sont présentées dans ce chapitre. Nous avons utilisé $\beta = 0$. Des simulations réalisées a posteriori ont permis de confirmer des résultats équivalents pour des simulations utilisant $\beta \neq 0$.

L'équation (4.1) soulève la particularité associée à la discrétisation puisque le gain, $G(z_j, t_i)$, affiche une dépendance en z non nulle seulement dans le SOA par l'entremise des porteurs $N_a(z_j, t_i)$ ¹⁰. Nous continuerons d'alléger l'écriture en adoptant directement la dépendance en z du gain sans passer par l'intermédiaire des porteurs. La définition du gain sera revue à la section appropriée de ce chapitre. Les autres paramètres furent décrits précédemment.

L'incrément pour les porteurs de la zone active s'obtient de l'équation (3.19) :

$$\Delta N_a(z_j, t_i) = \Delta t \left\{ \frac{V_b N_b}{V_a \tau_{\text{capt}}} - \frac{N_a}{\tau_{\text{esc}}} - \gamma_{sp}(N_a) N_a + D \partial_z^2 N_a + \frac{v_g \omega}{cn} \left\{ |A^+|^2 \text{Im} [\chi^+] + |A^-|^2 \text{Im} [\chi^-] \right\} \right\}, \quad (4.2)$$

et l'incrément pour les porteurs de la zone de pompage s'obtient de l'équation (3.20) :

$$\Delta N_b(z_j, t_i) = \Delta t \left\{ \frac{I}{qV_b} + \frac{V_a N_a}{V_b \tau_{\text{esc}}} - \frac{N_b}{\tau_{\text{capt}}} - \gamma_{sp}(N_b) N_b + D \partial_z^2 N_b \right\}, \quad (4.3)$$

où nous avons omis, dans ces deux équations, la dépendance (z_j, t_i) pour les variables A^\pm , $N_{a,b}$, τ_{esc} et χ afin de réduire la taille des équations. Dans les équations (4.2) et (4.3), les termes $\partial_z^2 N_{a,b}$ représentent la dérivée seconde de la densité des porteurs selon l'axe z . Numériquement, on obtient la dérivée seconde par une différentiation d'ordre deux entre les valeurs adjacentes des densités de porteurs, le tout divisé par Δz_{SOA}^2 .

4.1.3 Gain

Comme nous l'avons introduit au chapitre précédent, un choix parmi deux approches pour le calcul du gain est offert dans le simulateur. Le premier choix repose sur l'évaluation de la susceptibilité selon le modèle de Balle qui résulte en un gain au profil spectral asymétrique (voir la section 3.2.1). Le second choix représente un gain spectralement uniforme qui constitue une simplification utile pour valider le simulateur (voir la section 3.2.4).

¹⁰Nous considérons la propagation dans l'air comme étant sans perte et non dispersive.

Gain asymétrique

Le gain asymétrique découle directement de l'équation (3.4). En considérant le caractère complexe de la susceptibilité, la représentation associée à la discrétisation du SOA est la suivante :

$$G_{\text{asym}}(z_j, t_i) = i\Gamma \frac{\omega_0 \chi^\dagger(z_j, t_i)}{cn \Lambda(z_j, t_i)}, \quad (4.4)$$

où les paramètres furent définis dans le cadre des équations (3.18) et (3.11) à (3.13). Soulignons à nouveau l'utilisation de la susceptibilité électrique avec le terme de compression/saturation ($\Lambda \neq 1$). Rappelons également que pour χ , la dépendance sur la fréquence ω ainsi que sur la densité des porteurs N_a est implicite. Il en va de même pour le terme de compression Λ qui utilise l'intensité des champs contradirectionnels. Pour les résultats de simulation qui sont présentés dans cette thèse, le terme de saturation est obtenu de la somme des **puissances** en propagation contradirectionnelle de sorte que :

$$\Lambda(z_j, t_i) = \sqrt{1 + \varepsilon(|A^+(z_j, t_i)|^2 + |A^-(z_j, t_i)|^2)}. \quad (4.5)$$

La sommation des champs est donc faite de manière incohérente. Le terme cohérent qui est négligé dans cette équation permettrait de modéliser l'effet des ondes stationnaires. Ces ondes stationnaires sont connues pour imposer au gain un réseau longitudinalement distribué. La période d'un tel réseau est de $\lambda_0/2$. Elle ne peut être échantillonnée correctement avec la fréquence spatiale d'échantillonnage utilisée, typiquement $(6\lambda_0)$. Néanmoins, le terme de compression considère la saturation locale (pour chaque segment du SOA) au niveau de la puissance optique totale.

La dépendance en ω sur χ fait appel au calcul de la fréquence instantanée sans quoi le profil spectral du gain asymétrique est dicté par la seconde approche, soit le filtrage numérique, qui impose un profil spectral symétrique. Nous reviendrons sur ces détails à la section 4.1.5.

Gain uniforme

Le gain spectralement uniforme découle directement de l'équation (3.17). Sa représentation aux fins du simulateur est la suivante :

$$G_{\text{unif}}(z_j, t_i) = \Gamma a \frac{N_a(z_j, t_i) - N_t}{\Lambda(z_j, t_i)} (1 + i\alpha_H). \quad (4.6)$$

Ce gain uniforme est également linéaire en N_a dans la mesure où la valeur de a est une constante et non prise comme étant $a = dg_p/dN_a$ (voir section 3.2.4). Soulignons la présence du terme de saturation au dénominateur.

4.1.4 Méthode de Runge-Kutta

La méthode de Runge-Kutta est très répandue pour la résolution numérique d'équations différentielles couplées. La mise en application de cette méthode est celle présentée dans `NUMERICAL RECIPES IN C`, chapitre 16, p. 710 [NRC92]. Nous ne reprendrons que les grandes lignes des explications concernant la méthode de Runge-Kutta savamment introduites dans cet ouvrage non moins célèbre.

La méthode de Runge-Kutta est basée sur la pseudo-intégration de plusieurs étapes de la méthode d'Euler. La formule décrivant la méthode d'Euler prend la forme :

$$y_{i+1} = y_i + \Delta t f'(x_i, y_i), \quad (4.7)$$

où la variable $x_i = t_i \Delta t$ simplifie l'écriture pour la variable temporelle¹¹. La variable y au temps ultérieur x_{i+1} est déterminée par la valeur au temps précédent y_i à laquelle est ajoutée une valeur proportionnelle à la dérivée (f') calculée au point coïncidant avec le début de l'intervalle. La constante de proportionnalité est la valeur de l'incrément temporel Δt . La méthode d'Euler n'est pas réputée être une méthode pratique due aux instabilités qu'elle peut engendrer [NRC92].

Toutefois, elle est le point de départ pour la méthode de Runge-Kutta. Dans son implémentation la plus simple, la méthode de Runge-Kutta dite d'ordre 2 fait intervenir un calcul intermédiaire pour évaluer la valeur de y_{i+1} . En termes mathématiques, l'incrément intermédiaire K_1 , évalué au point central de l'intervalle, est introduit dans le calcul de l'incrément final K_2 servant à évaluer y_{i+1} . L'équation régissant la méthode Runge-Kutta d'ordre 2 est la suivante :

$$\begin{aligned} K_1 &= \Delta t f'(x_i, y_i), \\ K_2 &= \Delta t f' \left(x_i + \frac{\Delta t}{2}, y_i + \frac{K_1}{2} \right), \\ y_{i+1} &= y_i + K_2. \end{aligned} \quad (4.8)$$

¹¹Nous rappelons ici que le paramètre t_i ($\in \mathbb{N}$) représente le i ème temps dans la simulation. La multiplication $t_i \Delta t$ renvoie au temps sur une échelle en seconde.

C'est donc la dérivée évaluée au centre de l'intervalle qui dicte la valeur de l'incrément. Cette méthode est vouée à une erreur d'ordre 3 en Δt .

La méthode Runge-Kutta d'ordre 2 est simple d'utilisation, mais ne confère pas la robustesse à l'erreur souvent désirée. Toutefois, une gymnastique similaire peut être appliquée pour obtenir les ordres supérieurs de la méthode. La méthode de Runge-Kutta d'ordre 4, très souvent rencontrée, nécessite l'évaluation de la dérivée en 4 points intermédiaires de l'intervalle. La fonction mathématique décrivant la méthode Runge-Kutta d'ordre 4 est donnée par :

$$\begin{aligned}
 K_1 &= \Delta t f'(x_i, y_i), \\
 K_2 &= \Delta t f' \left(x_i + \frac{\Delta t}{2}, y_i + \frac{K_1}{2} \right), \\
 K_3 &= \Delta t f' \left(x_i + \frac{\Delta t}{2}, y_i + \frac{K_2}{2} \right), \\
 K_4 &= \Delta t f'(x_i + \Delta t, y_i + K_3), \\
 y_{i+1} &= y_i + \frac{K_1}{6} + \frac{K_2}{3} + \frac{K_3}{3} + \frac{K_4}{6}.
 \end{aligned} \tag{4.9}$$

Mentionnons toutefois que les auteurs du chapitre concerné de [NRC92] sont ambigus quant aux impacts réels de l'utilisation de la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 par rapport à l'ordre 2 où l'incrément serait réduit d'un facteur 1/2. Néanmoins, nous avons codé les deux approches dans l'éventualité de comparer les résultats obtenus.

Des méthodes numériques beaucoup plus avancées font déjà partie du répertoire du petit codeur. Par exemple, l'intégration d'un pas adaptatif permet dans bien des cas d'augmenter la convergence vers l'erreur tolérée. Malheureusement, notre application fait intervenir des termes source aléatoires dans les équations différentielles qui sont à l'origine du processus d'émission spontanée. Par définition, ces termes de bruit limitent sévèrement l'application d'un pas adaptatif ou du moins, ajoutent une part de difficulté qui ne pouvait s'harmoniser avec nos objectifs.

4.1.5 Propagation et filtrage du gain

Cette section décrit en premier lieu l'approche numérique pour la propagation des champs électriques avec amplification ou absorption. En second lieu, nous y décrivons la méthode qui permet de représenter la forme spectrale du gain, soit une amplification favorisée pour les fréquences optiques coïncidant avec le centre du milieu de gain. Afin

de représenter la forme spectrale du gain, deux approches ont été étudiées. La première approche est celle du calcul de la fréquence instantanée tandis que la seconde approche est celle du filtrage numérique.

Introduisons d'abord le concept de propagation des champs avec potentiellement une amplification ou une absorption pour les champs électriques se propageant uniquement dans le milieu semi-conducteur. En nous référant à la figure 4.1, qui schématise le dispositif laser en cavité externe, on remarque que le semi-conducteur est borné entre z_1 et z_{k-1} . La propagation des champs A^\pm permet de déduire la valeur des amplitudes au temps subséquent (t_{i+1}) à partir des valeurs des amplitudes connues au temps présent (t_i), et ce, en respectant la propagation à la vitesse de la lumière dans le milieu. Numériquement, la formulation pour les champs contradictirectionnels s'écrit :

$$A^-(z_{0:k-1}, t_{i+1}) = A^-(z_{1:k}, t_i) + \Delta A^-(z_{1:k}, t_i), \quad (4.10)$$

$$A^+(z_{1:k}, t_{i+1}) = A^+(z_{0:k-1}, t_i) + \Delta A^+(z_{0:k-1}, t_i), \quad (4.11)$$

où les incréments complexes ΔA^\pm contribuent à l'amplification ou à l'absorption des A^\pm pour les z_m , $m \in [1 : k - 1]$. La propagation dans l'air (z_0 et z_k pour le présent exemple) est caractérisée par $\Delta A^\pm = 0$. Cependant, des résultats similaires ont été obtenus avec l'équation (4.1) où $\beta \neq 0$ (voir le commentaire lié à l'équation ici référée).

Fréquence instantanée

Cette section introduit les bases numériques du calcul de la fréquence instantanée ($f_{inst} = \omega_{inst}/2\pi$). Bien que cette technique soit mathématiquement simple et surtout représentative de la réalité¹², son implémentation numérique est parsemée de difficultés qui n'ont pas toutes été surmontées au moment d'écrire ces quelques lignes. Pour ces raisons, aucun résultat n'est présenté qui découle de l'utilisation de l'approche de la fréquence instantanée. Nous désirons tout de même introduire le concept derrière cette technique, car elle offre plusieurs avantages par rapport à la méthode de filtrage numérique.

En lien avec la relation introduite dans le cadre de l'équation (3.18), l'approche numérique pour le calcul de ω_{inst} est représentée à l'équation (4.12). Elle est issue, pour

¹²Bien que la définition d'une fréquence instantanée puisse relever de la philosophie, la fréquence instantanée prend un sens physique lorsqu'elle quantifie la rapidité des fluctuations du champ électrique. Lorsque ces quantités sont introduites dans la susceptibilité, seules les fluctuations aux fréquences instantanées modérées par rapport à ω_0 seront amplifiées. Ce processus d'amplification favorise les fluctuations des champs électriques qui coïncident avec le temps de réponse du semi-conducteur.

un champ complexe générique $A = A_0 \exp[i\omega_{inst}t]$, de la dérivée temporelle normalisée.

$$\omega_{inst} \equiv i \frac{\dot{A}^\pm(z_k, t_i)}{A^\pm(z_k, t_i)} = \frac{\angle A^\pm(z_k, t_i) - \angle A^\pm(z_k, t_{i-1})}{\Delta t}, \quad (4.12)$$

où \dot{A} représente la dérivée temporelle du champ A et le symbole \angle dénote l'angle du champ électrique complexe en représentation phaseur (coordonnée polaire).

L'implémentation de l'équation est parsemée de pièges reliés aux discontinuités dans l'évaluation de la phase à l'aide de la fonction « angle » de *Matlab*. Pour contourner cette problématique, nous évaluons trois fois la différence de phase de chaque champ électrique. Chacune des évaluations fait intervenir le champ décalé sur le cercle polaire ($0, \pm 2\pi/3$ mais avec une amplitude inchangée). De ces trois évaluations, nous ne gardons que la valeur des deux résultats identiques éliminant de ce fait les discontinuités engendrées de manière numérique.

Malgré ces efforts, des discontinuités s'observent aux interfaces de réflectance non nulle¹³. Ces discontinuités ne s'estompent pas avec le temps de simulation et provoquent un régime laser qui est pratiquement toujours auto-pulsé (on réfère ici à un régime d'auto-pulsation qui est différent de celui qui est discuté dans la suite de ce chapitre). Bien qu'elle ne soit pas présentée la méthode du calcul de f_{inst} est avantageuse car elle représente la forme asymétrique du gain et le décalage de son centre en fonction de N_a .

Mentionnons finalement qu'aucun détail numérique n'est offert dans les références qui utilisent l'approche de la fréquence instantanée ([CAR03], [YAC04], [MUL02] et [VAN90]).

Filtrage numérique

Le filtrage numérique est une alternative pour représenter approximativement la forme spectrale du gain. Nous utilisons l'approche présentée dans la référence [JON95]. Cette approche consiste à reproduire uniquement la région centrale du gain à l'aide d'un filtre de premier ordre. En présence d'un effet laser, seuls les modes avec le maximum de gain sont sujets à dominer la dynamique, ce qui minimise l'erreur introduite par une mauvaise représentation de la courbure du gain pour les fréquences optiques s'éloignant de ω_0 , la fréquence centrale du milieu de gain.

¹³Il serait envisageable d'éliminer les problèmes associés aux discontinuités en ne calculant pas la fréquence instantanée aux endroits critiques, soit en z_0 pour le champ A^+ et en z_j pour le champ A^- . Pour ces incréments spatiaux situés aux extrémités internes du SOA, la bande passante d'amplification serait totale, soit proportionnelle à $1/\Delta t$. Cette possibilité ne fut malheureusement pas mise à l'épreuve.

L'approche du filtrage numérique constitue un filtre de forme symétrique pour les fréquences s'éloignant de la fréquence porteuse. En utilisant cette approche conjointement avec le gain asymétrique, la dépendance du gain et de la dispersion en fonction N_a est toujours respectée (voir explications dans le cadre de la figure 3.2). Toutefois, la dépendance en fréquence sur la valeur du gain/absorption et sur la valeur de la dispersion correspond à celle de $\Delta\nu = 0$ sur laquelle la fonction de transfert de l'équation (4.13) est appliquée. La dépendance en fréquence du gain/absorption et de la dispersion est donc différente de celle introduite avec la fréquence instantanée. Néanmoins, le filtrage numérique permet de bien représenter la forme du spectre d'ASE, comme nous l'exposerons à la section 4.3 .

Dans [JON95], le filtre numérique est de type « infinite impulse response » dont le module carré de sa fonction de transfert est donné par l'équation suivante :

$$|H(\omega)|^2 = \frac{(1 - \eta)^2}{1 + \eta^2 - 2\eta \cos[(\omega - \omega_0)\Delta t]}, \quad (4.13)$$

avec le paramètre $0 < \eta < 1$ qui permet d'ajuster la courbure de la fonction périodique et ω_0 permet d'ajuster le centre du milieu de gain. La fonction de transfert du filtre dépend donc du paramètre de simulation Δt . Cette dépendance a un impact dans le cadre des simulations représentant l'ASE de l'amplificateur, mais s'estompe pour les simulations qui sont réalisées au-delà du seuil laser. À ce titre, nous avons remarqué que la largeur du spectre d'ASE simulé dépend de la valeur de Δt . La puissance totale d'ASE est également influencée. Toutefois, les résultats de simulations pour un dispositif laser n'affichent pas de dépendance significative avec des variations raisonnables du paramètre Δt . Ceci est principalement dû au fait que le dispositif laser est beaucoup plus sélectif en longueur d'onde limitant de ce fait la plage des fréquences optiques.

La représentation discrète de ce filtre numérique pour les champs contradirectionnels prend la forme :

$$\begin{aligned} A^-(z_{0:k-1}, t_{i+1}) &= \Theta A^-(z_{0:k-1}, t_i) + (1 - \eta)A^-(z_{1:k}, t_i) \\ &\quad + \Delta A^-(z_{1:k}, t_i), \end{aligned} \quad (4.14)$$

$$\begin{aligned} A^+(z_{1:k}, t_{i+1}) &= \Theta A^+(z_{1:k}, t_i) + (1 - \eta)A^+(z_{0:k-1}, t_i) \\ &\quad + \Delta A^+(z_{0:k-1}, t_i), \end{aligned} \quad (4.15)$$

où nous avons inclus les incréments ΔA^\pm associés à l'amplification/absorption. Le paramètre $\Theta = \eta \exp(i\omega_0 \Delta t)$ est composé d'une exponentielle complexe qui permet de

recentrer la courbe de filtrage pour représenter un déplacement de la courbe de gain. Dans nos simulations, nous n'avons pas étudié l'influence d'un déplacement du centre de la courbe de gain de sorte que $\Theta = \eta$. Nos simulations montrent qu'une valeur de $\eta = 0.003$ permet de bien modéliser la courbure centrale du gain offert par le SOA. Mentionnons que la formule présentée dans [JON95] affiche une erreur dans le second terme. Plutôt que d'utiliser le facteur $(1 - \eta)$, ces auteurs présentent leur équation avec un facteur $(1 - \Theta)$. Cette erreur engendre un gain supplémentaire qui se manifeste par une divergence de la puissance intra-cavité dans le cadre des simulations avec dispositif laser.

L'implémentation discrète des filtres numériques pour des applications avec propagation spatio-temporelle est relativement complexe, particulièrement pour des filtres d'ordre supérieur. Nous nous sommes limités à l'utilisation d'un filtre de premier ordre afin de limiter nos efforts dans cette section du simulateur.

Un aspect décevant de cette approche numérique est qu'elle vient contraindre l'adaptabilité de la fonction de gain complexe [voir équation (3.4)] à positionner, en fréquence, à la fois le maximum de gain et l'indice de réfraction en fonction de la densité des porteurs dans la zone active. Étant donné que nous souhaitons représenter une dynamique laser avec impulsions, il est probable que cette dynamique introduise d'appréciables changements dans la densité des porteurs entre impulsions subséquentes. L'approche du calcul de la fréquence instantanée permet de résoudre cette problématique.

4.1.6 Forces de Langevin

Les forces de Langevin, qui sont les termes source stochastique des équations différentielles, sont responsables de modéliser les fluctuations intrinsèques pour les champs électriques ainsi que celles des porteurs des deux zones. Ces fluctuations intrinsèques permettent de modéliser l'ASE de l'amplificateur qui est à l'origine du processus laser.

Les forces de Langevin sont des incréments qui s'ajoutent aux valeurs des champs complexes et aux valeurs des porteurs en tout point le long du dispositif semi-conducteur. Il n'y a donc pas de fluctuations des champs associées à la propagation dans l'air. Les incréments associés aux forces de Langevin s'obtiennent des équations (A.20) et (A.21). On peut résumer ces équations comme étant une combinaison de variables aléatoires indépendantes, ayant une distribution gaussienne et une moyenne nulle, et où la pondération de la contribution est déterminée par un coefficient de diffusion.

Le lecteur est référé à l'annexe A pour le détail du cheminement mathématique qui aboutit aux équations mentionnées ci-haut.

4.1.7 Conditions aux frontières

Cette section présente la méthode suivie pour évaluer les amplitudes des champs électromagnétiques aux interfaces avec un changement d'indice. La théorie de la continuité des champs [PED93, chapitre 20, p. 407] s'applique pour déduire les relations qui suivent. Le cas considéré fait intervenir des champs électriques à incidence normale, et ce, pour toutes les surfaces interceptées.

Pour mieux comprendre les relations suivantes, il faut nous référer à la figure 4.1 de la page 106 qui schématise le dispositif laser en cavité externe. Dans un tel dispositif, quatre interfaces sont présentes. Les deux extrêmes représentent les miroirs de la cavité laser tandis que les deux autres interfaces sont celles reliées au SOA. En ne considérant que ces quatre interfaces, nous négligeons l'influence des réflexions parasites sur les lentilles de collimation qui sont munies de couches antireflet.

Considérons d'abord les interfaces entre l'air et le semi-conducteur d'indice n . D'après la figure 4.1, la première facette du SOA, située à z_1 , possède un coefficient de réflexion r_{SOA} . À cette interface, l'énergie se partage selon quatre amplitudes, soit les champs A^\pm dans l'air et ceux dans le SOA. Pour les distinguer, nous utilisons la terminologie suivante : le champ, au temps t_i , en propagation vers la gauche dans l'air s'écrit $A^-(z_{1\rightarrow 0}, t_i)$ où le terme $z_{1\rightarrow 0}$ désigne en premier lieu la position de l'interface située en (z_1). En second lieu, le terme $z_{1\rightarrow 0}$ nous informe sur le côté de l'interface où se situe le champ de par la directionnalité de la flèche et le jeu des indices. Le cas présent, le champ A^- se dirige de la position z_1 vers la position z_0 , circonscrivant le champ dans l'air et non dans le semi-conducteur.

En appliquant cette terminologie aux équations de conservation de l'énergie, la valeur des champs s'éloignant de la première interface du SOA est donnée par :

$$A^-(z_{1\rightarrow 0}, t_i) = \frac{t_{\text{SOA}}}{\sqrt{n}} A^-(z_{1\leftarrow 2}, t_i) + r_{\text{SOA}}^* A^+(z_{1\leftarrow 0}, t_i), \quad (4.16)$$

$$A^+(z_{1\leftarrow 2}, t_i) = \sqrt{n} t_{\text{SOA}} A^+(z_{1\leftarrow 0}, t_i) + r_{\text{SOA}} A^-(z_{1\leftarrow 2}, t_i), \quad (4.17)$$

où t_{SOA} représente le coefficient de transmission du champ électrique. Il s'obtient du coefficient de réflexion en appliquant la formule : $t_{\text{SOA}} = \sqrt{1 - r_{\text{SOA}}^2}$. Cette dernière

relation sous-entend que la réflectance des interfaces du SOA sont considérées identiques de sorte que $t_{1\text{SOA}} = t_{2\text{SOA}} = t_{\text{SOA}}$. Dans l'équation précédente et celles à venir, le symbole « * » joint au coefficient de réflexion dénote une réflexion dure caractérisée par un changement de phase additionnel de π radians, soit $r_q^* = -r_q$ pour la q ème interface. La phase du coefficient de transmission t_{SOA} est la même dans les deux sens de la propagation étant donné qu'elle s'obtient à partir du carré du coefficient r_{SOA}^2 .

De manière équivalente à l'équation (4.16), la valeur des champs s'éloignant de la deuxième interface du SOA, située à z_{k-1} , s'écrit comme :

$$A^-(z_{k-1 \rightarrow k-2}, t_i) = \sqrt{n} t_{\text{SOA}} A^-(z_{k-1 \leftarrow k}, t_i) + r_{2\text{SOA}} A^+(z_{k-1 \leftarrow k-2}, t_i), \quad (4.18)$$

$$A^+(z_{k-1 \rightarrow k}, t_i) = \frac{t_{\text{SOA}}}{\sqrt{n}} A^+(z_{k-1 \leftarrow k-2}, t_i) + r_{2\text{SOA}}^* A^-(z_{k-1 \leftarrow k}, t_i). \quad (4.19)$$

À l'interface correspondant au miroir métallique, située à z_k , puisqu'aucune puissance n'est transmise par ce miroir, seul le champ réfléchi est d'intérêt. Sa valeur est simplement donnée par :

$$A^-(z_k, t_i) = r_2^* A^+(z_k, t_i). \quad (4.20)$$

À la frontière entre l'air et le coupleur de sortie, située à k_0 , le champ réfléchi prend comme valeur :

$$A^+(z_0, t_i) = r_1^* A^-(z_0, t_i). \quad (4.21)$$

Le champ transmis par le coupleur, considéré comme ayant une épaisseur infinitésimale, s'obtient du champ incident et du coefficient de transmission du coupleur t_1 :

$$A_t(t_i) = t_1 A^-(z_0, t_i). \quad (4.22)$$

Notez que la valeur du champ transmis ne dépend pas de l'indice du matériau du coupleur, car nous le considérons sans perte et que la puissance utile doit être reconvertie dans l'air avant la mesure.

Le terme t_1 , qui désigne le coefficient de transmission du coupleur¹⁴, s'obtient du

¹⁴Ne pas confondre le coefficient de transmission du coupleur, ici présent, avec le premier échantillon de temps dans la simulation ($t_1 = 1$).

coefficient de réflexion en appliquant la formule : $t_1 = \sqrt{1 - r_1^2}$.

4.1.8 Valeurs nominales pour les paramètres du simulateur

Cette section élabore la liste des paramètres intervenant dans les simulations. Ils sont regroupés en 3 tableaux distincts. Le premier tableau concerne les paramètres reliés au SOA, le second tableau regroupe les paramètres qui ne concernent que le laser tandis que le troisième tableau réunit les paramètres qui permettent de choisir le type de simulation réalisée. Notons que l'utilisation de certains paramètres est exclusive. Par exemple, le paramètre α_H n'intervient que pour certaines formes de représentation du gain.

Les valeurs numériques nominales qui sont présentées proviennent en grande partie de la référence [CAR03] qui modélise un SOA fait d'InGaAs à multiples puits quantiques. Des raisons historiques font que nous avons gardé comme valeurs nominales celles de [CAR03] sachant bien que le SOA utilisé dans notre système est formé de puits quantiques faits d'InGaAsP. La raison initiale vient du fait que le modèle numérique a été développé à partir de l'approche proposée par [CAR03]. La justification principale de présenter ces valeurs comme nominales est basée sur nos intentions de faire varier la valeur de l'ensemble des paramètres.

Nos intentions ont été mises en pratique, car la presque totalité des paramètres a fait l'objet d'une étude quant à leur incidence sur le phénomène d'auto-pulsation. Nous discuterons des paramètres les plus critiques dans le cadre des simulations portant sur le dispositif laser.

Tableau 4.1: Paramètres du simulateur reliés au SOA.

<i>Symbole</i>	<i>Description</i>	<i>Valeur typique</i>	<i>Unité</i>
L_{SOA}	Longueur du SOA	1×10^{-3}	m
T_a	Épaisseur de la zone active	20	nm
T_b	Épaisseur de la zone de pompage	150	nm
W	Largeur de la bande de courant d'injection	2.5	μm
I	Courant injecté dans le SOA	0 – 500	mA
χ_0	Coefficient de gain du matériau semi-conducteur	0.254	-
λ_0	Fréquence nominale de la transition entre la bande de conduction et la bande de valence	1550	nm
σ	Coefficient de renormalisation de la bande interdite	0.2	-
γ	Inverse du temps de déphasage de la polarisation	1.9×10^{13}	1/s

<i>Symbole</i>	<i>Description</i>	<i>Valeur typique</i>	<i>Unité</i>
b	Coefficient du niveau constant de l'indice de réfraction	2×10^4	-
ε	Paramètre non linéaire de compression du gain	10^{-17}	cm^3
A	Coefficient pour les recombinaisons non radiatives	6.1×10^8	1/s
B	Coefficient pour les recombinaisons radiatives	4.8×10^{-11}	cm^3/s
C	Coefficient des recombinaisons Auger	2.7×10^{-29}	cm^6/s
D	Coefficient ambipolaire	5×10^{-4}	m^2/s
N_t	Densité des porteurs à transparence	2.2×10^{18}	porteurs/ cm^3
α_i	Pertes internes de propagation dans le SOA	10	1/cm
τ_{capt}	Taux de capture des porteurs dans les puits quantiques	2	ps
τ_{esc}^0	Taux de fuite des porteurs pour de faibles valeurs de N_a	500	ps
N_0	Densité de porteurs dans l'expression pour τ_{esc}	1.01×10^{19}	porteurs/ cm^3
p	Paramètre de la courbure de l'expression pour τ_{esc}	5.18×10^{-18}	cm^3
$R_{1\text{SOA}}$	Réflectance de la première facette du SOA	2×10^{-4}	-
$R_{2\text{SOA}}$	Réflectance de la deuxième facette du SOA	2×10^{-4}	-
Γ	Facteur de confinement du mode transversal à la région active	0.025	-
β	Coefficient de couplage de l'émission spontanée dans le mode transversal	1×10^{-4}	-
n	Indice de réfraction nominal dans le SOA	3.5	-
α_H	Facteur d'élargissement de la raie à valeur constante	à définir	-

Tableau 4.2: Paramètres du simulateur reliés à la cavité laser.

<i>Symbole</i>	<i>Description</i>	<i>Valeur typique</i>	<i>Unité</i>
r_1	Coefficient de réflexion du coupleur de sortie du laser	$0 - \sqrt{0.5}$	-
r_2	Coefficient de réflexion du miroir métallique	0 – 1	-
L_1	Distance de positionnement du miroir (coupleur) à la droite du SOA	0 – 5	cm
L_2	Distance de positionnement du miroir (métallique ou réseau de diffraction) à la gauche du SOA	0 – 10	cm

Tableau 4.3: Paramètres du simulateur reliés aux choix de simulation.

<i>Symbole</i>	<i>Description</i>	<i>Valeur typique</i>	<i>Unité</i>
Flag.ModeFctment	Choix du dispositif, 1 : Amplificateur, 2 : Laser monolithique, 3 : Laser cavité externe	1, 2 ou 3	-
Flag.RungeKutta	Ordre utilisé pour la méthode de Runge-Kutta	2 ou 4	-
Flag.TypeGain	Choix de la forme du gain, 1 : Gain asymétrique, 2 : Gain uniforme	1 ou 2	-
Flag.TypeFiltr	Choix de l'approche pour représenter la forme spectrale, 1 : Fréquence instantanée, 2 : Filtrage numérique	1 ou 2	-
Flag.ValeurInitial	Choix pour introduire des valeurs initiales de A^\pm , $N_{a,b}$ non nulles	0 ou 1	-
Flag.ChampUniform	Choix pour uniformiser ou non les valeurs initiales de A^\pm	0 ou 1	-
Flag.PporteurUniform			
j	Nombre de segments dans le SOA	256 – 1280	-
$t_{i\max}$	Temps maximal pour la simulation	0 – 75	ns
η	Facteur du filtrage numérique	0.003	-

4.2 Généralités du simulateur

Le simulateur fut développé en langage *Matlab*. La version principalement utilisée est v.6.0.0.88 release 12. Néanmoins, plusieurs simulations ont été réalisées avec la version 6.1.0.450 release 12.

Le nombre de divisions dans le SOA est le paramètre qui impose la valeur de l'incrément temporel. Règle générale, une valeur de $j = 384$ constitue un bon compromis entre la rapidité de simulation et la convergence des résultats simulés. Rappelons que 384 divisions pour segmenter le SOA de longueur 1 mm se traduit par un échantillonnage temporel de 30.4 fs. À cette valeur d'échantillonnage temporel correspond une résolution spatiale qui vaut $\Delta z_{\text{SOA}} = 2.6 \mu\text{m}$ dans le SOA et $\Delta z_{\text{air}} = 9.1 \mu\text{m}$ dans l'air ($\simeq 6\lambda_0$).

À titre d'exemple, en utilisant un ordinateur personnel (Pentium(R) 4, CPU 3.00 GHz, 0.98 Goctet de RAM), une simulation réalisée sur 10 ns prend approximativement 13 minutes pour être achevée.

Nous utiliserons l'abréviation VN, qui signifie valeur nominale se retrouvant dans les tableaux 4.1 à 4.3, pour factoriser la valeur nominale d'un paramètre modifié dans une simulation. Par exemple, une variation par un facteur 2.2 de la valeur nominale du paramètre N_t sera notée $N_t = 2.2VN$.

Pour l'ensemble des résultats de simulation qui sont présentés (modélisation du dispositif amplificateur ou dispositif laser), le choix du gain correspond au gain asymétrique. L'utilisation du gain spectralement uniforme a servi dans la validation du simulateur qui n'est pas présentée afin de ne pas alourdir le contenu du chapitre.

4.3 Résultats pour le dispositif amplificateur

Les résultats qui concernent la simulation du dispositif amplificateur optique sont réunis dans la présente section. Ces simulations sont utiles afin de valider les performances fondamentales du simulateur avant d'introduire la rétroaction optique nécessaire à l'oscillation laser. Les simulations ont également permis de circonscrire les valeurs numériques pour plusieurs paramètres. Les résultats de simulations sont comparés avec les mesures expérimentales lorsque ces dernières existent.

Comme le lecteur pourra l'apprécier, la superposition des résultats de simulations avec les résultats expérimentaux n'est pas parfaite. Nous avons choisi de présenter les résultats de simulations obtenus avec le jeu de paramètres qui optimise les résultats du dispositif laser plutôt que ceux du dispositif amplificateur. Cette consistance envers la valeur des paramètres, tant pour les simulations d'un amplificateur que pour celles d'un laser, permet de mieux corréler l'implication du SOA dans la dynamique laser.

En premier plan, la simulation de l'émission spontanée amplifiée est présentée à la section 4.3.1. En second plan, les simulations concernant l'amplification d'un signal continu sont réunies à la section 4.3.2. Finalement, les résultats de simulation de l'amplification d'un train d'impulsions sont regroupés à la section 4.3.3.

4.3.1 Émission spontanée amplifiée

L'émission spontanée amplifiée est un processus fondamental dans les amplificateurs optiques et les lasers. Elle est associée au phénomène naturel des recombinaisons radiatives chez les porteurs de la zone active qui sont distribués entre la bande de valence et la

bande de conduction. Ces recombinaisons radiatives, décrites dans le cadre des forces de Langevin, sont alors amplifiées au prorata de leur propagation dans le semi-conducteur.

L'ASE se caractérise aisément en ce qui concerne son spectre optique et sa puissance optique, tous deux mesurés à la sortie du SOA. Ces deux mesures furent expérimentalement obtenues et permettent de valider notre simulateur en plus d'ajuster certains paramètres. Nous profiterons de l'occasion pour remémorer les processus physiques fondamentaux qui régissent le SOA.

La figure 4.3 montre l'évolution temporelle de l'ASE lorsque le courant d'injection est de 200 mA. La figure 4.3 est composée de 4 graphiques. Le premier graphique (encadré supérieur), montre la puissance normalisée ($\propto |A_t|^2$) qui est transmise par la facette du SOA située à $z_{j=0}$. Le second graphique montre la puissance en mW telle que filtrée par un filtre numérique passe-bande de type Butterworth. Le filtre numérique est un filtre de deuxième ordre et sa fréquence de coupure est spécifiée comme étant 60 GHz. L'objectif de ce filtrage est de représenter grossièrement la réponse du photodétecteur inclus dans l'oscilloscope à échantillonnage INF53GHz. Les caractéristiques de cet oscilloscope furent introduites à la section 2.2.1. Le troisième et le quatrième graphique de la figure 4.3 montrent l'évolution temporelle des deux types de porteurs. Le troisième graphique concerne les porteurs de la zone active (N_a) tandis que le quatrième graphique reflète les porteurs de la zone de pompage (N_b). Chaque courbe, qui représente la densité des porteurs normalisée par la densité à transparence (N_t)¹⁵, montre l'évolution des porteurs en trois endroits distincts du SOA, soit $z_{0,j/2,j}$.

La simulation est réalisée sur une plage temporelle de 1 ns. L'échantillonnage temporel est de $\Delta t = 30.4$ fs ($\Delta z_{\text{SOA}} = 2.6$ μm), soit avec $k = j = 384$ divisions dans le SOA. Les conditions initiales sont celles obtenues avec la première option (voir section 4.1), soit une densité pratiquement nulle pour les porteurs et les champs dans le SOA. Rappelons la valeur du temps caractéristique d'un aller-retour dans SOA qui est de 23.5 ps.

La comparaison entre le troisième et le quatrième graphique nous indique une croissance beaucoup plus rapide pour la densité des porteurs N_b que celle de N_a . Non perceptible sur le graphique, la densité normalisée des porteurs N_b atteint 25 % de sa valeur maximale en 2 ps. Il faut par contre attendre 85 ps pour que le ratio N_a/N_t atteigne 25 % de sa valeur maximale (la valeur maximale est celle observée en $z_{j/2}$). Pour que la

¹⁵La normalisation des porteurs N_b par une densité N_t , qui est propre aux porteurs de la zone des puits quantiques, n'est utile que pour des fins de représentation graphique.

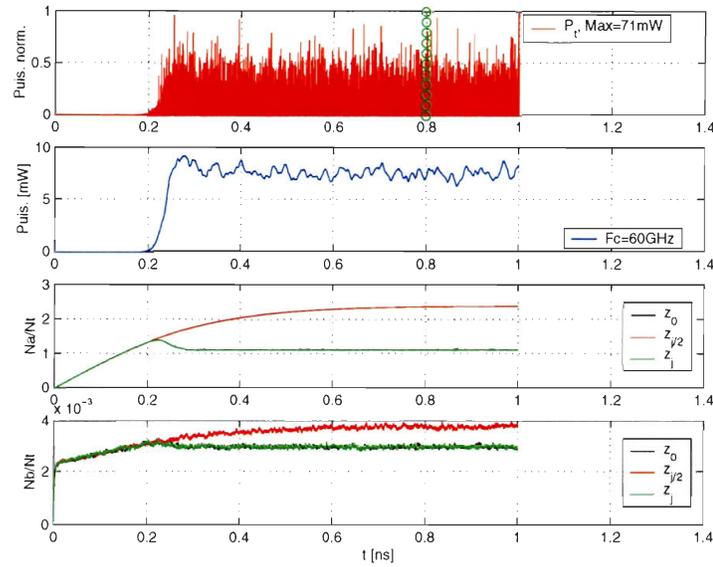


Figure 4.3 – Évolution temporelle de la puissance d'ASE en sortie du laser et des porteurs de charges dans le SOA. Les paramètres suivants ont servi pour la simulation : $I = 200$ mA, $\chi_0 = 3$ vN, $N_t = 1.5$ vN, $\alpha_i = 8/\text{cm}$, $R_{1,2\text{SOA}} = 1 \times 10^{-6}$.

densité des porteurs N_a parvienne à la transparence, un temps caractéristique de 144 ps doit être atteint. La densité des porteurs dans chacune des zones continue de croître jusqu'à environ 0.22 ns. Cet instant correspond au moment où la puissance d'ASE devient significative à en juger par les deux premiers graphiques. Au-delà de 0.22 ns, une séparation s'observe entre la densité des porteurs au centre du SOA et celle aux extrémités. Ce phénomène est également dû à une augmentation de la puissance intracavité, comme il en est question à la figure 4.4.

Revenons d'abord sur les graphiques montrant la puissance d'ASE. Le premier graphique nous indique que l'ASE possède des fluctuations aux hautes fréquences qui ne sont pas perceptibles lorsque filtrées par un photodétecteur rapide de bande passante de 60 GHz. La puissance moyenne, telle que mesurée après la fin du régime transitoire indiqué par les cercles verticaux du premier graphique, est de 7.6 mW.

Les graphiques de la figure 4.4 montrent la distribution, le long du SOA, de la puissance normalisée (1er graphique) et les ratios N_a/N_t et N_b/N_t (respectivement pour le 2e et le 3e graphique). Ces quantités sont obtenues au terme (au temps $t = 1$ ns) de la simulation associée à la figure 4.3. Elles deviennent donc des valeurs initiales potentielles pour une prochaine simulation. Ces trois graphiques permettent de mieux comprendre les résultats de la figure 4.3. Les champs, situés aux extrémités du SOA, ont subi une

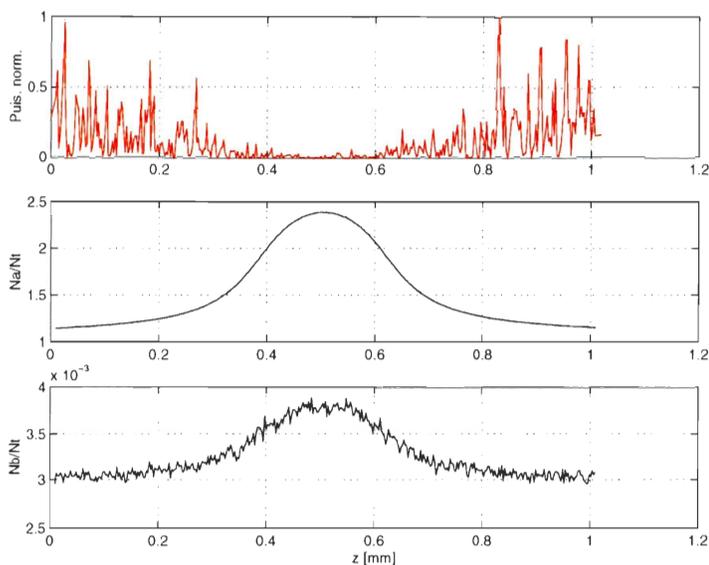


Figure 4.4 – Distribution le long du SOA, en régime permanent, des champs et porteurs pour une simulation d’ASE. Données obtenues au terme de la simulation associée à la figure 4.3.

amplification prononcée de par la distance parcourue dans le semi-conducteur au-delà du seuil d’amplification. Les champs plus intenses dépeuplent davantage les porteurs N_a comme l’indique le dernier terme de l’équation (4.2), soit le terme d’émission stimulée. Une quantité moindre de porteurs N_a se répercute également sur les porteurs N_b dont la croissance dépend du courant d’injection [premier terme de l’équation (4.3)], mais également du second terme qui est proportionnel à N_a .

Les courbes pour chacune des figures 4.3 et 4.4 affichent un signal bruité où l’origine du bruit provient des forces de Langevin. Pour cette simulation qui utilise 384 divisions dans le SOA, la bande passante pour la génération du bruit est approximativement 31 THz ($1/\Delta t$). Le filtrage numérique, qui permet de représenter la forme du gain (à ne pas confondre avec le filtrage numérique simulant la bande passante de 60 GHz du photodétecteur), vient atténuer les signaux qui s’éloignent de la fréquence de la porteuse (pour la simulation, le centre du milieu de gain fut imposé arbitrairement à 1545 nm). Nous verrons l’effet du filtrage dans le cadre de la figure 4.5.

La figure 4.5 compare le spectre optique obtenu de la simulation précédente avec les résultats expérimentaux. Le spectre optique simulé est calculé à partir du champ A_t , lorsque le transitoire est atteint, en utilisant la fonction **pwelch** de *Matlab* qui estime la densité spectrale de puissance. L’axe des fréquences/longueurs d’onde optiques est

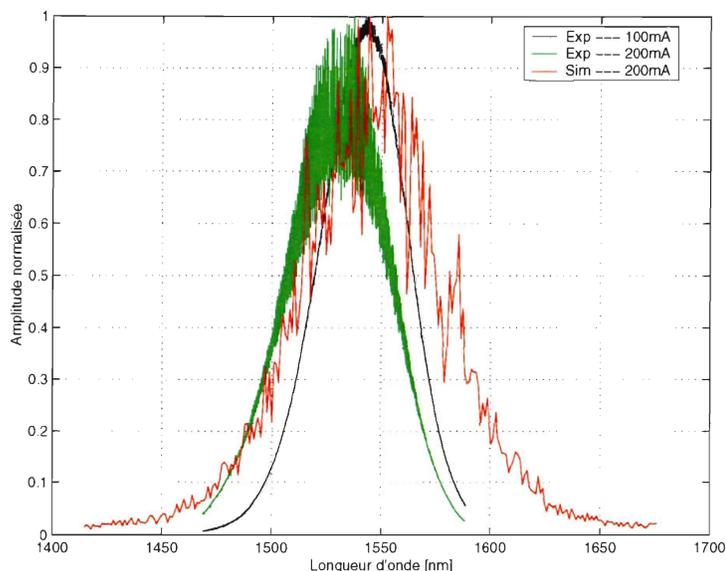


Figure 4.5 – Spectre optique de l’ASE calculé en utilisant les données, en régime permanent, obtenues au terme de la simulation associée à la figure 4.3. Les courbes expérimentales servent de comparaison.

obtenu en utilisant la fréquence centrale ω_0 et le vecteur de fréquences retourné par la fonction **pwelch**. La comparaison avec les résultats expérimentaux est relativement bonne. Le spectre simulé de l’ASE possède une FWHM de l’ordre de 68 nm ¹⁶. Une valeur de $\eta = 0.003$ représente assez bien la courbe d’ASE. Rappelons que le paramètre η modifie sur la courbure du filtre numérique qui fut introduit dans le cadre de l’équation (4.13).

Toutefois, la méthode de filtrage numérique ne peut reproduire le déplacement du centre de la courbe de gain avec une variation des porteurs, comme c’est le cas expérimentalement (voir figure 2.4). La méthode utilisant le calcul de la fréquence instantanée a démontré sa capacité à représenter le déplacement de la courbe de gain vers les courtes longueurs d’onde (hautes fréquences) en fonction de l’accroissement de N_a (la figure 3.2 montre le déplacement théorique de la courbe de gain). Les résultats de simulations montrant cet avantage de l’approche du calcul de f_{inst} ne sont cependant pas présentés. Ceci est dû aux problèmes non résolus associés au calcul de f_{inst} .

Nous avons également simulé l’ASE en fonction du courant d’injection afin de reproduire la courbe de puissance expérimentale. La figure 4.6 montre les résultats obtenus.

¹⁶Rappelons que pour un courant d’injection de 200 mA , le spectre d’ASE mesuré expérimentalement affiche une FWHM de 56 nm (voir section 2.1.1).

Ces simulations ont permis de valider que le jeu de paramètres, bien qu'optimisé pour le dispositif laser, représente relativement bien le comportement en puissance de l'ASE. Parmi les paramètres critiques reliés à la puissance d'ASE, on compte les paramètres χ_0 , N_t , α_i et $R_{1,2\text{SOA}}$. À la section 3.2.1, nous avons discuté de la nécessité d'ajuster les paramètres χ_0 et N_t pour bien représenter le gain du semi-conducteur à puits quantiques. Les paramètres optimisés sont parfois très différents des valeurs nominales. Par exemple, le paramètre χ_0 doit être multiplié par un facteur 3 pour que la puissance en sortie du SOA soit comparable à la mesure expérimentale. La valeur du facteur multiplicatif pourrait suggérer un nombre de puits quantiques 3 fois plus élevé que le matériau utilisé dans les simulations qui sont à l'origine de la valeur nominale du paramètre χ_0 [CAR03]. Il nous est cependant impossible de confirmer cette hypothèse.

La figure 4.6 montre au graphique supérieur que la puissance moyenne d'ASE simulée est légèrement supérieure à celle mesurée expérimentalement. Il est bon de mentionner que la simulation de la puissance en sortie du SOA ne tient pas compte des pertes associées au couplage avec la lentille de collimation qui est présente expérimentalement. Il est plutôt difficile d'estimer ces pertes sur une plage spectrale aussi étendue. Cette lacune n'est pas lourde de conséquences puisque ces pertes sont considérées en mode laser par une réduction de la réflectivité des miroirs.

Pour les simulations, nous nous sommes limités à un courant d'injection de 200 mA car la majorité des résultats expérimentaux qui concernent le laser en régime auto-pulsé se limitait à un courant inférieur ou égal à 200 mA. Comme nous l'avons souligné dans le contexte de la section 2.1.1, au-delà d'un certain courant d'injection (~ 240 mA), la courbe $L - I$ devient sous-linéaire, c'est-à-dire qu'elle affiche une saturation. La compression du gain s'observe dû à une puissance comparative à la puissance de saturation (celle-ci fut estimée à 12 mW dans le cadre de la section 3.2.3). Une raison supplémentaire pour restreindre la simulation à des courants d'injection inférieurs à 350 mA, vient du fait que la saturation, au-delà de ces courants, ne peut être calquée par notre simulateur, car celui-ci ne considère pas les pertes excédentaires à forts courants (voir également la discussion à la section 2.1.1).

La figure 4.6 montre aux graphiques inférieurs, le comportement moyen des variables N_a et N_b normalisée. La moyenne est calculée après le régime transitoire. On remarque que la densité des porteurs de la zone active, en fonction d'une augmentation de I , plafonne aux extrémités du SOA (la valeur à 200 mA est $N_a/N_t = 1.15$) tandis qu'elle continue de s'accroître au centre. Ceci est également dû aux effets de compression du gain qui sont moindres à $z_{j/2}$ puisque, à cette position, l'amplification de l'ASE est

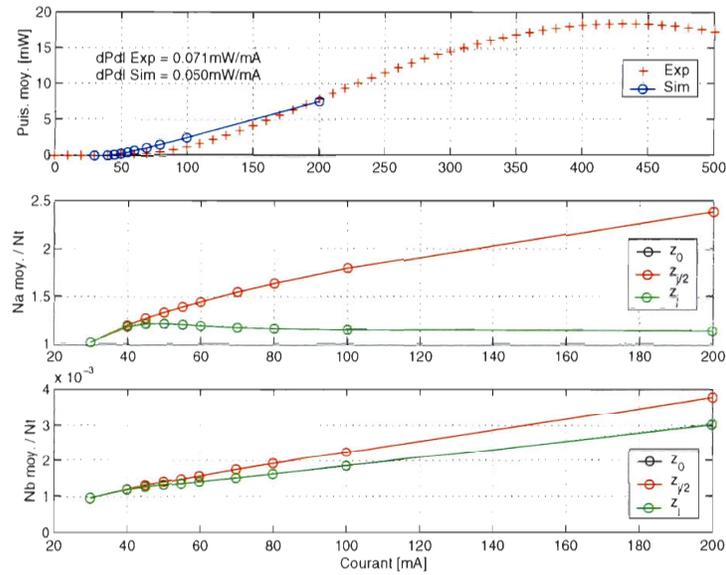


Figure 4.6 – Courbe $L - I$ et densité des porteurs pour une simulation d’ASE. Sauf pour le courant d’injection qui fut varié, les conditions de la figure 4.3 prévalent.

moins élevée par rapport aux extrémités. Le phénomène de compression n’est pas aussi prononcé pour les porteurs de la zone de pompage. Ceci s’explique bien à l’aide de l’équation (3.20) où les porteurs N_b ne subissent pas l’influence directe des champs A^\pm . La compression des porteurs N_b est indirecte et provient d’une diminution de la valeur de N_a par le 2ième terme de l’équation (3.20).

Pour le jeu de paramètres équivalents à ceux de la figure 4.3, nos simulations ont démontré que l’amplificateur devient un laser lorsque les réflectances des facettes du SOA sont modifiées pour des valeurs entre $10^{-5} < R_{1,2\text{SOA}} < 10^{-4}$. Le courant d’injection pour cette étude fut fixé à $I = 200$ mA. Cette plage de valeurs suggère¹⁷ de faibles réflectances par rapport à notre estimé expérimental qui déduisait une valeur de $R_{1,2\text{SOA}} \sim 2 \times 10^{-4}$. Rappelons que l’effet laser n’est expérimentalement observé qu’en présence des deux miroirs externes. Ces affirmations suggèrent que la valeur du gain serait surestimée en utilisant le jeu de paramètres actuel. Néanmoins, nous avons gardé pour les simulations à venir la valeur des réflectances pour les facettes du SOA telle qu’il n’y ait pas d’effet laser sans la présence de miroirs externes.

De manière équivalente, nous avons recherché la valeur du paramètre χ_0 , directement

¹⁷Le simulateur ne tient pas compte de la contribution potentielle des lentilles de collimation. À la section 2.1.1, nous avons abordé cette possibilité. Bien que la contribution des lentilles soit jugée faible, leur absence dans la simulation pourrait expliquer une partie de l’écart observé.

relié au gain du SOA, qui force le dispositif amplificateur vers un régime laser. Le courant d'injection de cette étude est demeuré fixe à 200 mA. Pour une réflectance $R_{1,2\text{SOA}} = 10^{-5}$, la valeur maximale de $\chi_0 = 3.5\text{VN}$ n'a pas permis l'observation du régime laser. En augmentant la valeur des réflectances des facettes du SOA à $R_{1,2\text{SOA}} = 10^{-4}$, le dispositif SOA devient un laser pour une valeur de χ_0 située dans la plage $2 < \chi_0/\text{VN} < 3$.

De manière générale, la simulation de l'ASE par le simulateur est bien représentée par le jeu de paramètre $\chi_0 = 3\text{VN}$, $N_t = 1.5\text{VN}$, $\alpha_i = 8/\text{cm}$, $R_{1,2\text{SOA}} = 1 \times 10^{-6}$. Les autres paramètres ayant comme valeur celles des tableaux de la section 4.1.8. Mentionnons à titre d'exemple que le jeu de paramètres $\chi_0 = 4.1\text{VN}$, $N_t = 2.2\text{VN}$ permet de mieux lisser la courbe $L - I$ expérimentale. Ces valeurs ne sont cependant pas adaptées pour la dynamique laser.

Il n'est toutefois pas essentiel d'obtenir du simulateur une représentation fidèle à la fois pour l'amplificateur et pour le laser, et ce, avec le même jeu de paramètres. Nos préoccupations visent d'abord et avant tout une représentation adéquate de la dynamique laser.

4.3.2 Amplification d'un signal CW

Cette section présente les résultats de simulation pour l'amplification d'un signal CW à l'entrée de la facette de réflectance $R_{2\text{SOA}}$, soit en z_j . Ces simulations ont pour objectif de valider un autre aspect du simulateur.

La figure 4.7 montre l'évolution temporelle de l'amplification par le SOA d'un signal CW. Les conditions initiales non nulles ont permis de s'affranchir d'une partie du comportement transitoire (nous avons choisi arbitrairement $N_a/N_t \approx 0.9$). Les termes d'émission spontanée sont toujours présents dans la simulation. Le courant d'injection fourni au SOA est de 200 mA. Le signal injecté possède une fréquence ω_0 correspondant au centre du milieu de gain. La puissance du signal injecté est de $10 \mu\text{W}$ et aucune perte n'est introduite par la réflectance non nulle de la facette du SOA. Tout comme à la figure 4.3, les 4 graphiques de la figure 4.7 renseignent sur la puissance optique en sortie du SOA ainsi que la densité normalisée des porteurs pour chacune des zones. La puissance optique est observée à la sortie de la facette qui est opposée à l'injection du signal CW. Les comportements généraux sont similaires à ceux observés pour l'ASE. Cependant, les particularités suivantes sont observées : la puissance optique est supérieure en sortie dû à l'émission stimulée qui est favorisée. Le facteur de gain, pour l'amplification

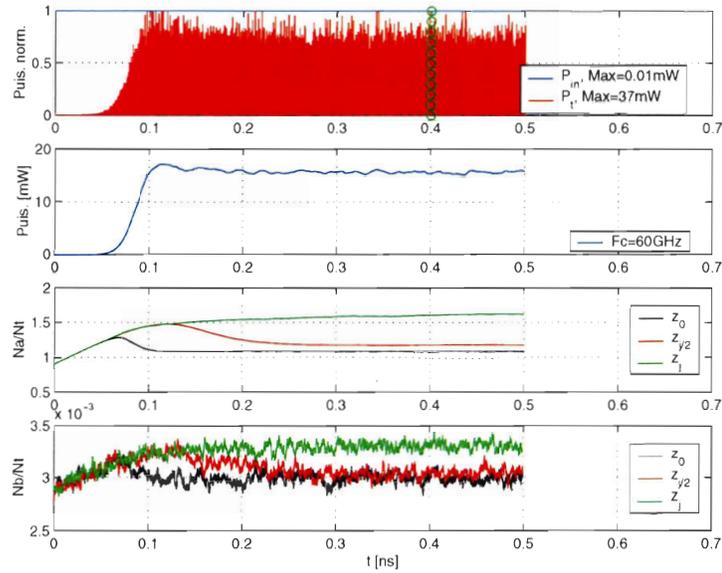


Figure 4.7 – Amplification à passage simple pour un signal CW injecté dans le SOA. Le signal injecté est centré à la fréquence ω_0 et de puissance égale à $10 \mu\text{W}$. Les paramètres suivants ont servi pour la simulation : $I = 200 \text{ mA}$, $\chi_0 = 3\text{VN}$, $N_t = 1.5\text{VN}$, $\alpha_i = 8/\text{cm}$, $R_{1,2\text{SOA}} = 1 \times 10^{-6}$.

du signal dont la fréquence coïncide avec la fréquence de la transition, est de 32.0 dB ¹⁸. Le spectre optique, qui n'est pas présenté, est pratiquement mono-fréquence et donc beaucoup plus étroit que celui de l'ASE.

La distribution des porteurs le long du SOA, au-delà du seuil d'amplification, est asymétrique contrairement à l'ASE. La figure 4.8 présente, au terme d'une simulation comparable à celle de la figure 4.7, la distribution de la puissance le long du SOA ainsi que la distribution de la densité des porteurs. Une telle distribution longitudinale est simplement due au caractère asymétrique de l'injection du signal (la distribution de la puissance totale est responsable du profil observé chez les porteurs). Une injection distribuée des deux côtés du SOA corrigerait l'asymétrie.

De retour à la figure 4.7, nous pouvons noter la présence du bruit sur l'ensemble des courbes, particulièrement plus visible pour les graphiques supérieur et inférieur. Le bruit provient toujours de l'introduction des forces de Langevin dans les équations de propagation. Le filtrage (2e graphique), qui simule la détection par le photodétecteur

¹⁸Cette valeur élevée doit être révisée, car la puissance de sortie du SOA ne tient pas compte des pertes importantes associées au couplage entre le guide d'onde et la lentille de collimation. Dans le cadre de la figure 4.9, nous considérons ces pertes et le facteur de gain est plus représentatif de la réalité.

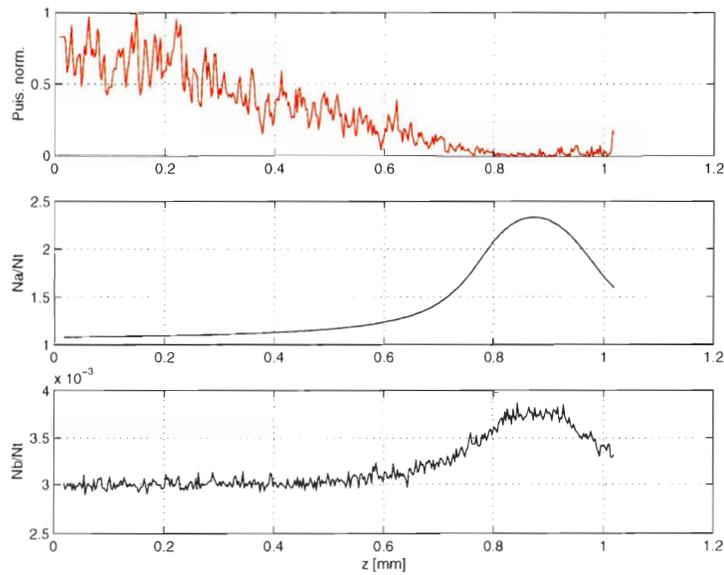


Figure 4.8 – Distribution le long du SOA, en régime permanent, de la puissance et des porteurs lors de l’amplification d’un signal CW. Données obtenues au terme d’une simulation comparable à celle de la figure 4.7.

de bande passante égale à 60 GHz, permet d’éliminer la majeure partie du bruit provenant de l’ASE. Rappelons que ce filtrage est appliqué sur la puissance optique et non directement sur le champ électrique.

Nous avons répété l’étude de l’amplification d’un signal CW en modifiant la fréquence de la porteuse du signal incident. La figure 4.9 montre la dépendance du gain fourni par le SOA pour une variation relative de la fréquence de la porteuse entre ± 10 THz (± 80 nm). La puissance moyenne injectée fut modifiée à $89 \mu\text{W}$ afin de mieux comparer avec les mesures expérimentales. Les résultats de simulation sont comparés avec les résultats expérimentaux obtenus pour le même courant d’injection que la simulation, soit $I = 200$ mA. La puissance injectée dans le cadre des mesures expérimentales fut évaluée à $89 \mu\text{W}$. Rappelons que les mesures expérimentales demeurent partiellement inexplicables pour ce qui est de l’asymétrie inversée par rapport à la théorie (voir la discussion en page 41).

Les résultats de la simulation montrent que la largeur totale du spectre (à -3 dB) du facteur de gain est de 14 THz (112 nm). Rappelons que la largeur totale du spectre d’ASE simulé est 68 nm. La largeur expérimentale du spectre de gain est difficile à évaluer, car les données s’arrêtent trop rapidement aux basses fréquences.

L’explication physique pour éclaircir le fait que le spectre d’ASE est beaucoup

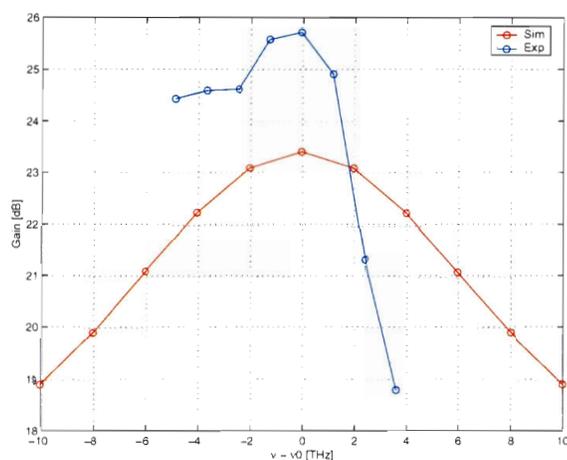


Figure 4.9 – Facteur de gain pour l’amplification d’un signal CW en fonction de la fréquence de la porteuse optique. Les conditions sont celles de la figure 4.7 sauf pour la puissance injectée qui vaut $89 \mu\text{W}$, tout comme pour les conditions expérimentales.

plus étroit que le spectre de gain nous est encore incertaine. Cependant, les résultats expérimentaux de [MAT04] montrent une largeur totale du spectre de gain d’environ 100 nm. Cette valeur est comparable à nos résultats. Notons également que dans [MAT04], la largeur du spectre d’ASE présenté est également plus étroite que le spectre du facteur de gain. On peut estimer la valeur de la largeur totale du spectre d’ASE à partir du graphique (approximativement 40 nm). Il y a donc une confirmation des résultats de simulations que nous présentons avec les résultats expérimentaux de [MAT04].

Il est important de rappeler ici que la modélisation du SOA fait intervenir un filtrage numérique pour représenter la forme du spectre (l’ajustement du filtre se fait par le biais du paramètre η). Ce type de filtrage ne peut représenter le déplacement du centre de la courbe de gain en fonction de N_a/N_t , comme le veut la réalité expérimentale. Or, nous avons montré, dans le cadre de la figure 4.8, que la distribution longitudinale des porteurs N_a affiche une asymétrie assez marquée (variation de la densité des porteurs sur $\sim 50\%$). Cette distribution des porteurs le long du SOA devrait, dans une simulation parfaite, introduire un gain qui n’est syntonisé en fréquence que pour une courte section du SOA¹⁹. La désyntonisation du gain aurait comme conséquence d’offrir un gain global plus étroit. Voilà donc une limitation du présent modèle qui ne peut reproduire cette réalité.

¹⁹Ceci n’est vrai que pour une plage de fréquences restreinte du signal injecté car au-delà de cette plage de fréquences, le gain n’est jamais syntonisé.

4.3.3 Amplification d'un signal pulsé

La simulation de l'amplification d'un signal pulsé peut s'avérer fort instructive puisque la dynamique laser ultimement recherchée est composée d'impulsions. Nous n'avons toutefois pas de résultats expérimentaux pour confronter les résultats de simulation de cette section. Expérimentalement, il nous aurait été possible d'injecter le signal d'un laser à fibre aux impulsions femtoseconde (600 fs). Ces impulsions, largement plus courtes que celles générées par le laser en régime d'auto-pulsation (durée totale égale à 30 ps dans le meilleur des cas) auraient pu être injectées directement ou bien après avoir subi un élargissement temporel. Ces mesures nous renseigneraient quant à la déformation des impulsions femtosecondes lors de l'amplification dans un matériau dispersif.

La figure 4.10 montre le comportement de l'amplificateur lorsqu'il est soumis à l'injection d'un train d'impulsions gaussiennes de 40 ps de FWHM (~ 2 allers-retours) à un taux de répétition de 2.5 GHz (ces valeurs sont représentatives des impulsions émises par le laser en régime auto-pulsé). La puissance moyenne injectée est de 0.1 mW ce qui se traduit par une puissance crête de 0.94 mW pour chaque impulsion. Cette valeur de la puissance injectée permet d'observer la dynamique sans trop saturer l'amplificateur. Les conditions initiales sont identiques à celles utilisées pour la simulation de l'amplification d'un signal CW. Notons que les conditions initiales utilisées ne sont pas celles où la densités de porteurs $N_{a,b}$ avaient atteint le régime stable. Ceci explique l'accroissement des valeurs de $N_{a,b}$ avant même l'injection d'une puissance significative.

Les quatre graphiques de la figure 4.10 contiennent les mêmes renseignements que ceux de la figure 4.3, soit la puissance optique en sortie du SOA ainsi que la densité normalisée des porteurs pour chacune des zones. Un ajout au 1er graphique constitue la puissance normalisée du signal injecté. En consultant le 1er ou le 2e graphique, on remarque une déformation importante de l'impulsion amplifiée par rapport à l'impulsion injectée. Les impulsions affichent une montée plus rapide et une descente plus lente. Cette déformation origine d'un gain plus prononcé pour la partie avant de l'impulsion que pour la fin de cette dernière [AGR89]. On remarque également une puissance d'ASE qui se régénère entre les impulsions. Cette puissance d'ASE aux fluctuations rapides est vue comme un plateau par un détecteur de bande passante équivalente à 60 GHz. Le niveau du plateau atteint 8 mW, soit la puissance d'ASE obtenue auparavant pour un courant d'injection équivalent et sans puissance injectée. À titre indicatif, nous pouvons considérer un facteur de gain rattaché à la puissance crête des impulsions. Ce facteur

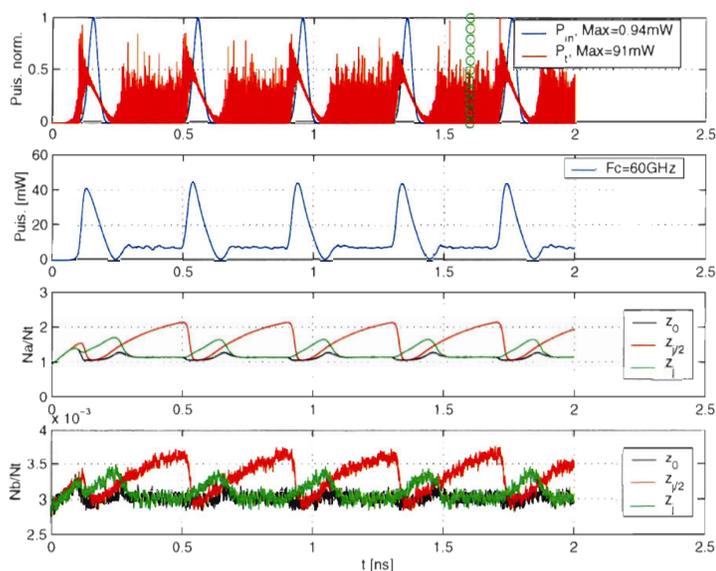


Figure 4.10 – Amplification à passage simple pour un signal pulsé injecté dans le SOA. Le signal injecté est centré à la fréquence ω_0 et la puissance moyenne est égale à 0.1 mW. Le taux de répétition des impulsions est de 2.5 GHz pour des impulsions dont la FWHM est 40 ps. Les conditions d’opération du SOA sont celles de la figure 4.7.

de gain est déduit du ratio entre la puissance crête du signal filtré et la puissance crête du signal injecté. Le facteur de gain vaut alors 16.7 dB.

Pour faciliter la corrélation entre la puissance et la distribution des porteurs N_a , le graphique de la figure 4.11 regroupe les deux courbes de puissance avec les trois courbes pour les porteurs de la zone active. Cette figure limite l’observation à l’amplification d’une seule impulsion, soit celle qui correspond au temps de simulation $t = 1.75$ ns.

En cheminant de $t = 1.6$ ns vers $t = 2.0$ ns, on remarque d’abord que la puissance optique amplifiée (P_t) est composée d’une partie importante d’ASE entre les impulsions. À $t = 1.6$ ns, la densité des porteurs en z_j et z_0 est pratiquement stable. À ce moment, la densité des porteurs en $z_{j/2}$ cherche à atteindre sa valeur maximale. Lorsque la puissance injectée devient significative ($t \approx 1.7$ ns), la valeur de P_t augmente (12 ps plus tard, le temps d’un aller simple dans le SOA). Au même instant, la densité des porteurs en z_0 et $z_{j/2}$ décroît rapidement. Ce phénomène est relié aux recombinaisons radiatives des porteurs par émission stimulée. Les variations plus marquées des porteurs en $z_{j/2}$ par rapport à ceux en z_0 s’expliquent par une densité de porteurs supérieure à cet endroit qui découle d’une puissance d’ASE moindre, comme nous l’avons souligné dans le cadre de la figure 4.4. Mentionnons également qu’il y a compression/saturation

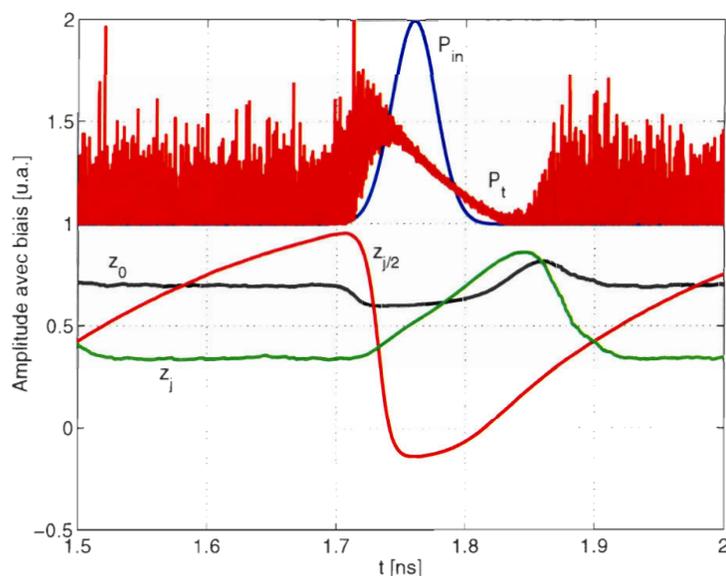


Figure 4.11 – Combinaison sur le même graphique des courbes de puissance et des courbes pour les porteurs N_a , toutes issues de la figure 4.10. Les courbes ont été décalées verticalement pour faciliter la comparaison.

du gain le long du SOA puisque la puissance excède la puissance de saturation estimée autour de 12 mW.

Au temps $t \approx 1.74$ ns (autour du sommet de l'impulsion amplifiée), le bruit du signal P_t diminue, car le gain est utilisé pour l'amplification du signal soumis. Toujours au temps $t \approx 1.74$ ns, la densité des porteurs en z_j affiche une croissance qui est associée à une plus faible puissance d'ASE. Cette plus faible puissance résulte une fois de plus de la saturation du milieu de gain. Les comportements pour les N_a au-delà de $t = 1.75$ ns s'expliquent bien par le fait que la valeur du signal injecté est décroissante.

Soulignons à nouveau la croissance des porteurs après chaque impulsion qui est caractérisée par un plafonnement des porteurs aux extrémités, lequel n'est pas observable au centre. Ceci s'explique, une fois de plus, par le phénomène d'ASE qui sature le gain localement.

Dans le cadre de la figure 4.11, nous avons montré que la forme des impulsions est modifiée par l'amplification saturée dans le SOA. Nos autres simulations permettent de conclure que la forme des impulsions amplifiées dépend grandement du taux de répétition et de la puissance moyenne injectée. Nous n'avons pas fait varier la durée des impulsions, car nous croyons que la dynamique restera essentiellement la même

avec des impulsions d'une durée entre 40 ps et 200 ps, soient les largeurs observées expérimentalement.

Mentionnons finalement que les résultats de simulations avec une fréquence de répétition du signal injecté équivalent à 7.8 GHz affichent une dynamique pour les densités de porteurs qui est très similaire²⁰.

4.4 Résultats pour le dispositif laser

Cette section réunit les résultats de simulations portant sur la modélisation d'un dispositif laser. Nous avons donc introduit les miroirs $M1$ et $M2$, afin d'imposer la rétroaction optique nécessaire pour atteindre le seuil laser.

4.4.1 Laser monolithique

Les simulations qui sont présentées dans cette section ne peuvent être comparées avec des résultats expérimentaux obtenus avec le dispositif laser basé sur un SOA. Néanmoins, ces simulations conduisent vers une meilleure confiance face au simulateur en plus d'informer sur la valeur des paramètres utilisés.

Afin d'obtenir un dispositif laser monolithique, il suffit d'augmenter la valeur des réflectances pour les facettes du SOA tout en maintenant la réflectance des miroirs $M1$ et $M2$ nulles. De manière équivalente, la réflectance des facettes du SOA serait nulle et les miroirs $M1$ et $M2$, de réflectance non nulle, seraient fixés à chacune des facettes du SOA. Pour les simulations présentées, nous avons choisi la première approche. Le dispositif laser monolithique est par conséquent fait d'une zone active à multiples puits quantiques d'une longueur de 1 mm. Le temps d'aller-retour dans le laser monolithique est de 23.5 ps.

Pour réaliser l'étude de la modélisation d'un laser monolithique, nous avons arbitrairement choisi la valeur de la réflectance des miroirs comme étant 1 %. En faisant varier le courant d'injection, nous avons reproduit la courbe $L - I$ du laser. Celle-ci est présentée à la figure 4.13. Mais d'abord, analysons le comportement temporel pour un courant d'injection de 200 mA. L'évolution de la puissance optique et de la densité des

²⁰Cette valeur de f_r , tout comme celle utilisée dans le cadre de la figure 4.11, s'apparente aux taux de répétition observés expérimentalement.

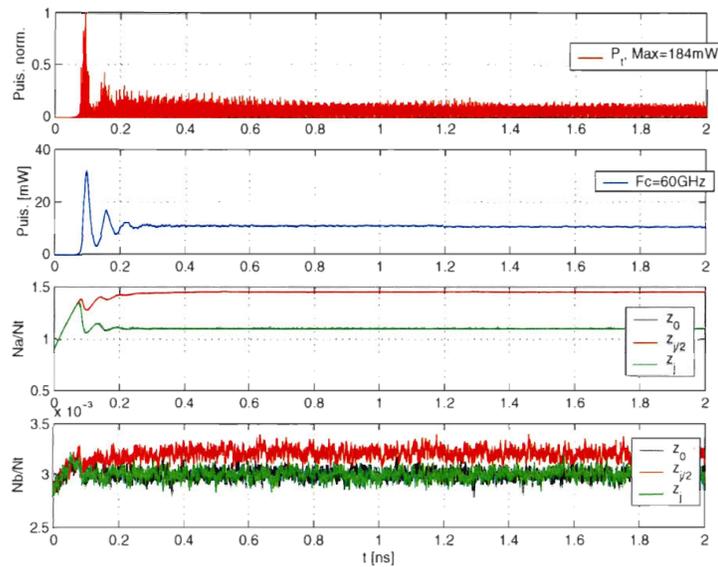


Figure 4.12 – Évolution temporelle d'un dispositif laser monolithique. Les paramètres suivants ont servi pour la simulation : $I = 200$ mA, $\chi_0 = 3$ VN, $N_t = 1.5$ VN, $\alpha_i = 8$ /cm, $R_{1,2\text{SOA}} = 1 \times 10^{-6}$, $R_{1,2} = 1\%$.

porteurs est présentée à la figure 4.12. Soulignons à nouveau le fait que la puissance optique est obtenue de la transmission d'un seul miroir. À l'exception de la réflectance des facettes du SOA, nous avons gardé le même jeu de paramètres que celui qui a permis d'obtenir la puissance d'ASE dans le cadre de la modélisation présentée à la section 4.3.

La simulation qui est réalisée en présence de conditions initiales non nulles pour les porteurs seulement ($N_a/N_t \simeq 0.91$), montre le comportement transitoire du laser qui nécessite approximativement 400 ps pour être achevé. Les oscillations de relaxation quantifiées à l'aide de la puissance optique filtrée (2e graphique) montrent une période d'oscillation autour de 60 ps. On remarque que la puissance optique tend vers une émission CW. La figure 4.13 montre le comportement de la puissance du laser monolithique en fonction du courant d'injection. Le seuil laser est atteint à 41 mA. Au-delà du seuil laser, on peut apprécier la redistribution longitudinale des porteurs de la zone active (2e graphique) en fonction de l'accroissement du courant. La valeur moyenne des porteurs (provenant des trois échantillons en $z_{0,j/2,j}$) demeure pratiquement constante en fonction du courant d'injection, l'excédent des porteurs est utilisé pour amplifier l'émission stimulée.

L'exercice de la comparaison entre la courbe $L - I$ pour le laser monolithique (figure

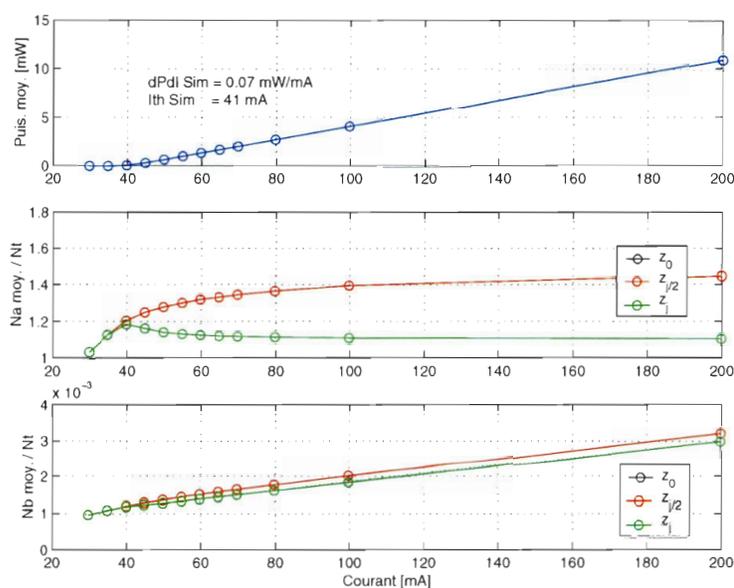


Figure 4.13 – Courbe $L - I$ pour le dispositif laser monolithique. À l’exception du courant d’injection qui est varié, la valeur des paramètres de la figure 4.12 prévaut.

4.13) et l’ASE (figure 4.6), qui affiche une croissance significative de la puissance pour un courant de 50 mA, doit être fait avec prudence. À la section qui traite de la simulation de l’ASE, nous avons soulevé la problématique que le jeu de paramètres utilisés ne soit pas parfaitement adapté pour représenter à la fois la puissance d’ASE expérimentale et la puissance laser, également obtenue de l’expérience. Nous avons montré, par exemple, que la puissance d’ASE est légèrement surévaluée par rapport à l’expérience (voir la figure 4.6). Néanmoins, la comparaison des simulations d’ASE et du laser monolithique montre clairement la transition entre le comportement d’un simple amplificateur et d’un laser.

4.4.2 Laser en cavité externe

Comme nous l’avons introduit à la section 4.1, la modélisation d’un dispositif laser en cavité externe s’obtient simplement en modélisant l’ASE d’un amplificateur optique en y ajoutant deux miroirs externes pour former la cavité laser. La structure de notre simulateur impose que la distance de positionnement de chacun des miroirs soit un multiple entier de l’incrément $\Delta z_{\text{air}} \approx 9 \mu\text{m}$. Comme nous le discuterons plus loin, la convergence des résultats de simulations a été confirmée en augmentant la résolution spatiale. Tout comme pour les simulations qui concernent soit le dispositif amplificateur,

soit le dispositif laser monolithique, une valeur de $j = 384$ divisions dans le SOA permet d'optimiser la rapidité des calculs tout en maintenant la fiabilité des résultats.

Pour les distances considérées, cette quantification ne pose aucune difficulté. Les distances typiques utilisées dans les simulations sont $L_1 = 2$ cm pour le miroir coupleur et $L_2 = 3$ cm pour le miroir métallique. Ces distances sont représentatives de la plus courte longueur de cavité étudiée expérimentalement. Toutefois, pour des raisons liées à la rapidité des simulations ainsi que pour la richesse des résultats obtenus, nous présentons d'abord les résultats de simulations obtenus en présence d'une cavité externe très courte, soit $L_1 = 0.2$ cm pour le miroir coupleur et $L_2 = 0.3$ cm pour le miroir métallique.

C'est avec une telle longueur de cavité que nous avons étudié l'impact de la presque totalité des paramètres du simulateur. Les commentaires de cette étude exhaustive sont réunis à la section qui suit les résultats de simulation obtenus d'une courte cavité laser. Une dernière section porte sur la modélisation d'un laser avec une longue cavité externe.

Courte cavité externe

Les résultats de la modélisation du dispositif laser en cavité externe courte sont présentés dans les trois prochaines figures. Ces résultats sont obtenus avec $L_1 = 0.2$ cm et $L_2 = 0.3$ cm. La cavité laser, incluant, bien sûr, la propagation dans le SOA, a pour valeur de temps d'aller-retour 56.7 ps (FSR = 17.6 GHz). La première figure montre, à la manière des figures déjà présentées, l'évolution temporelle de la puissance en sortie du coupleur 50/50 ainsi que l'évolution temporelle des porteurs $N_{a,b}$ en trois points du SOA. Les conditions d'opération du laser sont décrites dans le texte de la figure 4.14. Les conditions initiales pour les champs et porteurs sont pratiquement nulles.

Les deux premiers graphiques de la figure 4.14 nous montrent une puissance optique oscillatoire, mais la plage temporelle ne nous permet pas d'apprécier aisément la forme du signal. Pour mieux apprécier la puissance optique non filtrée et filtrée, nous présentons à la figure 4.15 une vue sur les 200 dernières picosecondes de la simulation qui rend compte du caractère impulsionnel de la puissance optique. Revenons d'abord à la figure 4.14. Dans les premiers instants de la simulation, on observe le régime transitoire associé à l'introduction du courant dans la zone de pompage (zone des porteurs N_b). Les porteurs de la zone active (N_a) atteignent la densité caractéristique de la transparence (N_t) à 144 ps. Le ratio N_a/N_t atteint sa valeur maximale autour de 215 ps. Un peu

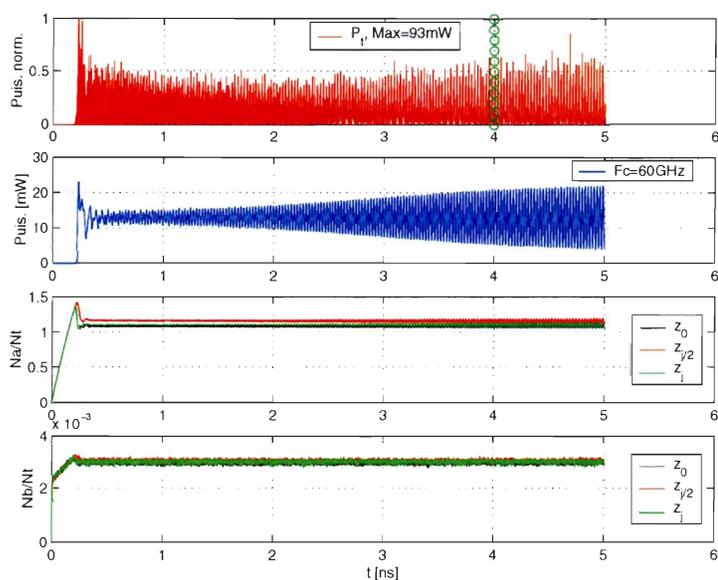


Figure 4.14 – Évolution temporelle d'un dispositif laser en courte cavité et affichant un régime d'auto-pulsation. Les paramètres suivants ont servi pour la simulation : $I = 200$ mA, $\chi_0 = 3$ VN, $N_t = 1.5$ VN, $\alpha_i = 8$ /cm, $\epsilon = 0.1$ VN, $R_{1,2\text{SOA}} = 1 \times 10^{-6}$, $R_1 = 5\%$, $R_2 = 10\%$.

avant cet évènement, la densité des porteurs de la zone active est suffisante pour l'amplification laser. La puissance en sortie du laser se met à croître significativement autour de 200 ps. Les oscillations de relaxation s'observent entre 240 ps et 500 ps. Après quoi, l'oscillation de type battement de fréquence persiste et la profondeur de modulation s'accroît. Fait intéressant, pour un instant donné de la simulation, la distribution longitudinale des porteurs est plus uniforme que celle présentée jusqu'à maintenant dans les autres simulations (voir, par exemple, les figures 4.3 et 4.12). Cette uniformisation des porteurs semble être attribuable au caractère impulsionnel de l'intensité. En effet, les simulations qui montrent une intensité continue ont tendance à afficher une séparation marquée des porteurs à l'image des résultats du 3e graphique de la figure 4.12. Une explication plausible de ce phénomène serait la suivante : en présence d'une intensité impulsionnelle où les impulsions sont intenses et possèdent une longue durée par rapport au temps de parcours dans le SOA, les porteurs N_a subissent un dépeuplement qui est important, et ce, peu importe leur position longitudinale. Le taux de répétition des impulsions ne permet pas aux porteurs de recouvrer à une valeur excédentaire limitant de ce fait l'asymétrie longitudinale.

Le régime stable pour la puissance filtrée (2e graphique) semble être atteint seule-

ment vers la fin de la simulation, soit 5 ns. Une étendue de cette simulation, que nous discuterons dans le contexte de la figure 4.16, nous confirme que le régime permanent est atteint quelques 500 ps après la fin de la présente simulation. Difficilement évaluable sur le 3e graphique, la variation des porteurs N_a suit celle de la puissance optique et les variations sont de l'ordre de 5 %. La puissance non filtrée (1er graphique) affiche des variations irrégulières et importantes à l'intérieur d'une impulsion. La périodicité du train d'impulsions de la puissance non filtrée n'est pas excellente. La durée d'une impulsion se mesure mieux avec le signal filtré. Les impulsions ont une FWHM d'environ 12 ps. La période de pulsation est environ 27 ps. En guise de comparaison, la fréquence de pulsation correspondant à la deuxième harmonique ($2 \times \text{FSR}$) aurait une période de 28.35 ps. Rappelons tout de même que le temps d'aller-retour dans le SOA est de 23.5 ps. Pour expliquer que la fréquence de pulsation ne soit pas exactement celle de la deuxième harmonique du FSR, nous faisons intervenir l'incertitude cumulée entre l'évaluation de la fréquence de pulsation (le bruit sur le signal de la puissance non filtrée) et l'incertitude sur l'indice de réfraction nominal dans le SOA qui possède une distribution longitudinale de ses porteurs.

La figure 4.15, qui se concentre sur les derniers 200 ps de la simulation, montre la superposition de la puissance non filtrée et celle filtrée. Le délai approximatif de 3 ps entre les deux courbes est une conséquence du filtrage. Grâce à ce graphique, on peut apprécier le caractère impulsionnel de l'intensité non filtrée. La puissance filtrée affiche un comportement limite entre oscillatoire et pulsé. Ceci est dû à la bande passante du filtrage (60 GHz) qui est inappropriée pour une dynamique aussi rapide (le temps de réponse du filtre numérique est ~ 3 ps).

Bien que nous soyons concernés en premier lieu par la dynamique laser qui s'observe sur une échelle de temps de l'ordre de la dizaine de picosecondes²¹, l'analyse plus détaillée de la structure des impulsions du signal non filtrée est intéressante. En visualisant une seule impulsion du signal non filtrée, on remarque que chaque impulsion est formée par plusieurs impulsions (ou plutôt des fluctuations aléatoires) très courtes et de puissance crête variable. La durée de cette pulsation est difficile à confirmer étant donné l'amplitude très variable des impulsions. Pour la simulation réalisée avec une meilleure résolution temporelle (15 fs), nous observons des impulsions espacées par moins que 1 ps. À la fin de la prochaine section, nous discuterons plus en détail de la dynamique de la puissance non filtrée.

²¹Basé sur les observations expérimentales où les impulsions les plus courtes possèdent une durée entre 30 ps et 40 ps.

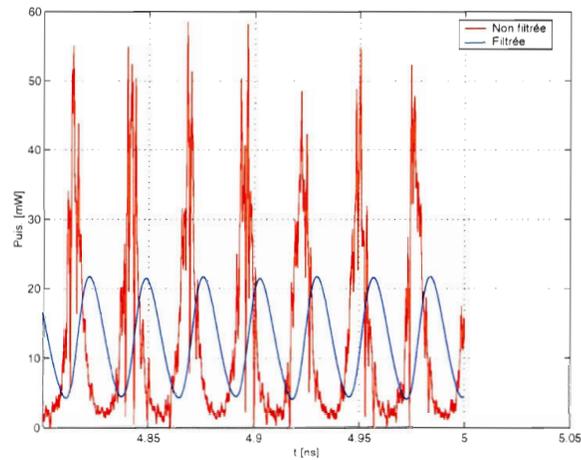


Figure 4.15 – Puissance optique sur 200 ps pour un dispositif laser en régime d’auto-pulsation. Une courte cavité caractérise le laser. Les données proviennent des derniers instants de la simulation présentée à la figure 4.14.

La figure 4.16 montre le spectre optique associé au dispositif laser avec une courte cavité et qui affiche un comportement en régime d’auto-pulsation. Les données utilisées sont issues d’une simulation où nous avons étendu, sur 5 ns supplémentaires, la simulation montrée à la figure 4.14. Pour les quatre dernières nanosecondes utilisées dans le calcul du spectre, le régime permanent est alors bien établi. Le spectre optique est calculé avec la fonction **pwelch** à la manière décrite à la section 4.3.1. Les paramètres de la fonction sont ajustés pour que la résolution soit comparable à celles des mesures expérimentales également présentées (~ 0.06 nm). Les résultats expérimentaux sont ceux qui furent introduits dans le cadre de la figure 2.12 où nous présentons les résultats typiques du régime d’auto-pulsation.

À l’exception de la longueur d’onde centrale, le spectre simulé se compare bien dans sa forme générale avec le spectre expérimental qui fut observé en présence d’une auto-pulsation du laser à 1.88 GHz. Une légère asymétrie dans le spectre simulé s’observe (l’asymétrie est plus visible lorsqu’on analyse le spectre simulé avec une résolution moindre) et favorise, tout comme les spectres expérimentaux, une intensité plus élevée vers les hautes longueurs d’onde. Nous avons évoqué, au chapitre 2, section 2.2.1, le phénomène d’auto-modulation de phase pour expliquer l’asymétrie dans le spectre optique. Par exemple, la figure 7 de [DER92a], affiche un spectre optique très similaire à celui de la mesure expérimentale caractérisée par $f_r = 5.71$ GHz. Les expériences de [DER92a] correspondent à un laser monolithique en régime de synchronisation modale passive originant d’un absorbant saturable longitudinalement positionné le long de la

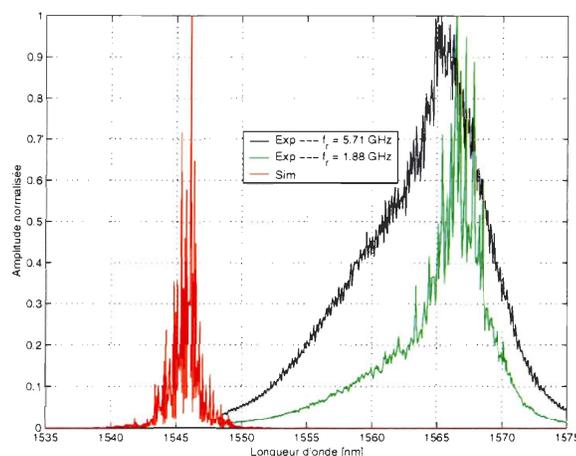


Figure 4.16 – Spectre optique du dispositif laser en régime d'auto-pulsation obtenu d'une courte cavité. Les courbes expérimentales servent de comparaisons. La fréquence de l'auto-pulsation pour les mesures expérimentales est notée dans la légende. La résolution des spectres est approximativement 0.06 nm.

ligne d'injection.

La prochaine figure présente les résultats comparatifs entre la courbe $L - I$ obtenue expérimentalement et celle obtenue des simulations. Nous avons confirmé le régime auto-pulsé pour l'ensemble des courants étudiés au-delà de 50 mA. Pour les courants d'injection au-delà du seuil, mais inférieurs à 50 mA, le laser affiche une intensité modulée autour d'une puissance moyenne.

La figure 4.17 montre également le comportement de la valeur moyenne (moyenne sur les derniers instants de la simulation) de la densité des porteurs de chacune des zones en fonction de l'accroissement du courant d'injection. Tout comme pour les simulations réalisées avec un laser monolithique (voir figure 4.13), on remarque, au-delà du seuil et en fonction du courant d'injection, une redistribution longitudinale²² des porteurs de la zone active (2e graphique). Une fois de plus, la valeur moyenne est conservée pour l'ensemble des 384 segments le long du SOA.

On remarque au premier graphique que la puissance simulée en sortie du laser est comparable à celle mesurée expérimentalement. Il persiste de légères différences à fort et à faible courant. Notamment, le seuil laser obtenu de la simulation est plus faible

²²Ici, la redistribution longitudinale des porteurs s'observe en fonction d'un accroissement du courant. Elle ne doit pas être confondue avec l'uniformisation longitudinale, observée sur une échelle temporelle et à courant fixe, que nous avons discutée dans le cadre de la figure 4.14.

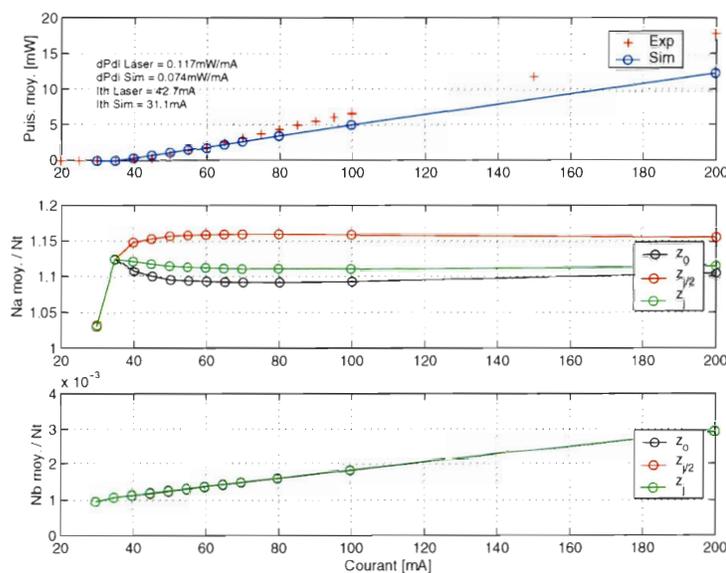


Figure 4.17 – Courbe $L-I$ (1er graphique) du dispositif laser courte cavité. Pour les simulations, le régime d’auto-pulsation s’observe pour l’ensemble des courants d’injection au-delà de 50 mA. Les 2e et 3e graphiques montrent le comportement en fonction du courant de la densité moyenne des porteurs de la zone active et celle de la zone de pompage, respectivement. À l’exception du courant d’injection qui fut varié, la valeur des paramètres est celle identifiée dans la légende de la figure 4.14.

(31 mA) que celui déduit de l’expérience (43 mA). La pente de la courbe $L-I$ simulée est inférieure à celle mesurée expérimentalement (la valeur de la pente dP/dI est affichée sur le graphique). Il serait toutefois facile, mais fastidieux, d’optimiser la superposition des courbes $L-I$ provenant de la réalité expérimentale et des simulations. Nous sommes confiants que le régime auto-pulsé n’en serait pas perturbé étant donné sa robustesse à l’égard de la valeur des paramètres.

Paramètres critiques dans l’obtention de l’auto-pulsation

Dans le cadre de la section précédente, nous avons montré la capacité du simulateur à modéliser un laser avec une courte cavité externe et qui affiche un comportement en régime d’auto-pulsation. Toujours dans l’optique de cibler l’origine du phénomène d’auto-pulsation, nous avons conduit une étude exhaustive sur l’impact de la valeur des paramètres du simulateur. L’étude a été réalisée avec une courte cavité pour limiter le temps de calcul. Nous reportons l’impact de la longueur de la cavité à la prochaine

section qui traite d'un laser en cavité externe où la distance des miroirs par rapport au SOA est plus représentative de la réalité expérimentale. Pour la majorité des paramètres, la valeur fut variée en quatre points sur deux ordres de grandeur²³ par rapport à la valeur qui a permis l'observation du régime auto-pulsé (consultez la légende de la figure 4.14 pour les paramètres qui s'éloignent de leur valeur nominale). Pour la présente étude, nous avons simulé avec un courant d'injection de 200 mA.

Les prochains paragraphes discutent des paramètres (χ_0 , N_t , Γ , ϵ , σ , b , $R_{1,2\text{SOA}}$, $R_{1,2}$) qui ont eu un impact sur le régime d'auto-pulsation. Nous discuterons également de l'impact d'une simulation sans les forces de Langevin (simulation sans bruit additionnel), de l'impact de simuler avec un seul type de porteurs, de l'impact des conditions initiales, etc.

- Les paramètres χ_0 et Γ modifient directement le gain par unité de longueur du SOA tandis que N_t a un impact sur le seuil laser et donc sur la puissance optique pour un courant fixe. Nous avons remarqué que la valeur de χ_0 , variée en quatre points entre 2.5VN et 3.5VN, impose une perte du régime auto-pulsé au-delà de 3.2VN. Pour des valeurs inférieures à 3.0VN, l'auto-pulsation affiche une profondeur de modulation des impulsions plus marquée que celle qui est présentée dans le cadre de la figure 4.14. Pour le paramètre Γ , varié en dix points entre 0.5VN et 1.6VN, les simulations montrent une perte du régime auto-pulsé au-delà de 1.1VN. L'amplitude de modulation des impulsions est également plus prononcée pour des valeurs de Γ inférieures à la valeur nominale. Le paramètre N_t a été varié en quatre points entre 0.8VN et 2VN. Le régime auto-pulsé ne s'observe plus pour des valeurs inférieures ou égales à la valeur nominale.
- La valeur du paramètre ϵ a été variée entre 0.01VN et 2VN. Les simulations montrent un régime d'auto-pulsation clairement défini jusqu'à 0.8VN. Pour les deux dernières valeurs étudiées, 1.5VN et 2VN, on observe plutôt une modulation de l'intensité autour de la puissance moyenne pour laquelle la profondeur de modulation décroît avec une augmentation de la valeur du paramètre.

L'article de Yu *et al.* [YU95], qui rapporte les observations expérimentales et théoriques d'un laser en régime de synchronisation modale passive affichant parfois une dynamique mixte SMP et auto-pulsation, suggère que le paramètre ϵ a une incidence importante sur l'enrayement du phénomène auto-pulsé. La conclusion des auteurs stipule qu'une valeur élevée du paramètre ϵ permet à la fois d'éliminer le régime mixte tout en diminuant la valeur du courant d'injection qui permet

²³Pour certains paramètres, comme χ_0 , il n'était pas nécessaire, ni physiquement plausible, de faire varier sur une telle plage la valeur numérique.

d'observer la dynamique d'une SMP pure. Bien que l'étude porte sur un laser en SMP provenant d'un absorbant saturable, cette conclusion est intéressante dans le sens où elle montre, tout comme pour nos simulations, qu'une valeur plus faible du paramètre ϵ favorise le régime auto-pulsé.

- La valeur du paramètre σ fut variée en trois points autres que la valeur nominale qui a été utilisée dans les résultats de la figure 4.14. Les valeurs 0.1VN et 0.5VN ont permis l'observation du régime auto-pulsé alors que la valeur 2VN montre un régime CW avec une faible modulation autour de la puissance moyenne.

Le paramètre σ , introduit dans le cadre de l'équation (3.3), est responsable du décalage de la courbe de gain provoquée par une renormalisation de la bande interdite due au brouillage par effet Coulomb. Nous avons également mentionné que la valeur du paramètre σ n'influence pas la valeur maximale du gain, mais décale en fréquence le centre de la courbe du gain complexe (voir la figure 3.2). Toutefois, puisque nos simulations font appel au filtrage numérique pour représenter la forme du gain, toutes les sections du SOA ont comme fréquence équivalente ω_0 au sens de la dépendance spectrale du gain. Dans une telle situation, une variation de σ est équivalent à une modification de la valeur du gain (comparer les courbes étiquetées 2.0 et 2.0* sur les graphiques de la figure 3.2 tout en gardant $\Delta\nu = 0$). Pour les mêmes raisons, l'indice de réfraction (partie réelle de la susceptibilité) est également altéré par une variation de la valeur de σ .

- La valeur du paramètre b , située entre 0.1VN et 2VN, permet d'obtenir le régime impulsionnel alors qu'une valeur de 10VN fait tendre la puissance laser vers une puissance continue.

Le paramètre b , introduit dans le cadre de l'équation (3.1), représente la valeur constante de l'indice de réfraction. Une variation de la valeur de b ne modifie que le niveau constant de la partie réelle de la susceptibilité (le graphique de droite de la figure 3.2). La valeur du paramètre b influence donc le délai de propagation dans le milieu.

- La valeur des réflectances des facettes du SOA ($R_{1,2\text{SOA}}$) a été variée en cinq points, soit $[0, 2, 5, 10, 100] \times 10^{-6}$. La seule valeur où il y a perte du régime impulsionnel est 1×10^{-4} . Nous avons discuté, à la section qui traite de la simulation de l'ASE, que cette valeur implique que le SOA est en régime laser pour le courant d'injection de la présente étude.
- La réflectance des miroirs externes a fait l'objet d'une étude également. Pour cette étude, nous avons fait varier la valeur de la réflectance R_1 tout en maintenant le ratio $R_2 = 2R_1$. La perte du régime auto-pulsé s'observe pour une réflectance R_1

quelque part entre 5 % et 7.5 %.

- L'impact des sources de bruit, des conditions initiales ainsi que de la présence des porteurs N_b est discutée ci-après. En réalisant une simulation identique à celle présentée à la figure 4.14, mais sans la présence des porteurs de la zone de pompage (le courant d'injection est directement introduit dans la zone active), les résultats de la simulation montrent également un régime auto-pulsé. Pour le phénomène physique à l'origine de l'auto-pulsation présenté jusqu'à maintenant, la présence d'une dynamique d'échange entre les porteurs de la zone de pompage et celle de la zone active semble non pertinente.

L'utilisation de conditions initiales variées pour les champs et porteurs n'a pas eu d'impact sur les résultats de simulations autre que le régime transitoire. Le régime impulsionnel est toujours atteint, que la puissance dans la cavité soit initialement plus élevée ou plus faible que la valeur moyenne au terme de la simulation de la figure 4.14.

Quelques simulations sans la présence des sources de bruit ont également montré que le laser favorise, une fois de plus, le régime auto-pulsé. Pour réaliser ces simulations, la puissance initiale intra-cavité doit évidemment être non nulle.

- Finalement, nous avons confirmé la convergence des résultats de simulation pour une augmentation de la résolution spatio-temporelle de l'échantillonnage. La résolution temporelle a été augmentée jusqu'à une valeur de 15.2 fs, ce qui correspond à un pas longitudinal dans le SOA de $1.3 \mu\text{m}$. Le nombre de divisions dans le SOA vaut alors $j = 768$.

À la lumière des points discutés dans cette section, les paramètres qui influencent la valeur du facteur d'amplification (χ_0 , Γ , σ , ϵ) du SOA, ceux qui influencent l'indice de réfraction du milieu (ceux du facteur d'amplification en plus de b) et les paramètres qui influent sur la puissance optique intra-cavité (ceux du facteur d'amplification en plus de N_t et $R_{1,2}$) ont une incidence sur la réalisation du régime auto-pulsé.

Ces observations, aux analyses rudimentaires, suggèrent une affinité avec les résultats de la référence [NOM02] présentés à la section 1.3.4. À cette section, nous avons souligné l'importance de la compensation entre la phase linéaire et la phase non linéaire pour l'observation du régime auto-pulsé. Ces deux catégories de phase sont directement influencées par les amplitudes réelle et imaginaire de la susceptibilité complexe. Nos observations vont également dans ce sens. De plus, le résumé de [NOM02] soulignait également l'importance du paramètre Γ dans l'obtention du régime auto-pulsé. Ceci est compatible avec nos observations.

Pour raffermir les arguments de similitudes entre les résultats de [NOM02] et nos simulations, il faudrait pousser l'analyse comparative entre les deux théories. Un point à éclaircir dans la théorie de [NOM02] est l'origine du signe opposé entre la phase linéaire et la phase non linéaire.

Effet de l'élongation de la cavité externe

Cette section résume les résultats de la modélisation d'un laser de type FP, ayant toujours comme milieu de gain un SOA, et où la distance des miroirs par rapport au SOA fut variée. L'objectif est de mieux représenter la cavité laser expérimentale qui possède, dans sa configuration la plus compacte, une longueur approximative de 5 cm.

Les simulations qui sont traitées dans cette section peuvent être divisées en deux catégories. La première catégorie est reliée à l'élongation de la courte cavité laser sur des distances n'excédant pas 100 fois l'incrément spatial. La deuxième catégorie concerne les simulations en présence d'une cavité externe de longueur minimale obtenue avec $L_1 = 2$ cm et $L_2 = 3.5$ cm.

Le but de la première catégorie de simulations était de confirmer les résultats obtenus avec une courte cavité (résultats présentés dans le cadre de la figure 4.14), et ce, malgré une élongation par une valeur très faible (un multiple de Δz_{air}) de la distance L_2 . Dans l'éventualité où les résultats de simulations afficheraient une dépendance micrométrique sur l'élongation, ceci irait à l'encontre de nos mesures expérimentales. La distance L_2 fut donc augmentée successivement de 1 fois, 10 fois et 100 fois la valeur de l'incrément Δz_{air} . Les résultats montrent une perte du régime auto-pulsé pour la dernière élongation seulement, soit 100 fois l'incrément spatial ($100\Delta z_{\text{air}} \sim 0.9$ mm). La figure 4.18 affiche la puissance filtrée et la puissance non filtrée pour les 50 dernières picosecondes de la simulation. On peut apprécier la perte du régime impulsionnel pour la puissance filtrée. La puissance non filtrée possède toutefois des fluctuations rapides et importantes en amplitude. Aucune indication ne laisse sous-entendre une structure répétitive rattachée à la puissance non filtrée.

La perte du régime d'auto-pulsation s'observe donc pour une élongation de la courte cavité laser. La disparition du régime impulsionnel se produit pour une élongation appréciable (entre 0.09 mm et 0.9 mm, soit 1 % et 10 % de la cavité avant élongation). Expérimentalement, nous avons démontré que la longueur de la cavité variée localement est un paramètre significatif sur la dynamique laser (voir figure 2.18). Les valeurs d'élongation rapportées sont plutôt de l'ordre du millimètre pour les mesures

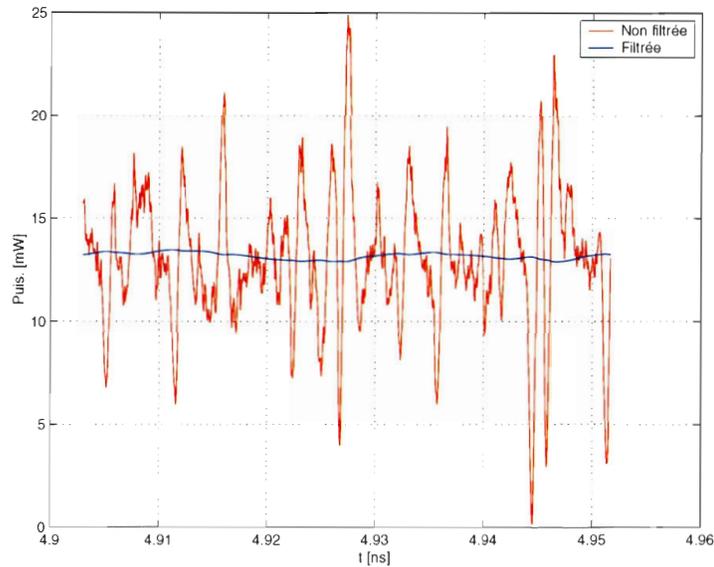


Figure 4.18 – Évolution temporelle montrant la perte du régime d’auto-pulsation obtenue avec $L_1 = 0.2$ cm et $L_2 = 0.39$ cm. Le jeu de paramètres correspond à celui de la figure 4.14.

expérimentales. Pour ces mesures, nous n’avons pas rapporté explicitement la perte complète du régime d’auto-pulsation. Toutefois, l’ajustement des miroirs fut nécessaire pour compenser la perte du régime impulsionnel. À la lumière des résultats de simulation et des résultats expérimentaux, il semble que le délai de parcours dans la cavité laser soit important dans l’obtention du régime d’auto-pulsation. Dans le but de retrouver le régime impulsionnel tout en gardant la longueur de la cavité affichant une puissance continue, il serait intéressant de faire varier la réflectance des miroirs externes. De cette façon, nous pourrions simuler une partie de l’effet associé à l’ajustement des miroirs.

La modélisation d’une cavité laser de longueur comparable à celles étudiées expérimentalement est abordée dans ce qui suit. En premier lieu, nous présentons les résultats pour une cavité laser avec $L_1 = 2$ cm et $L_2 = 3.5$ cm. La cavité laser totale possède un temps d’aller-retour de 390.2 ps (FSR = 2.6 GHz). À l’exception des distances miroirs-SOA, la valeur des paramètres est demeurée la même que celle de la figure 4.14. Les figures 4.19 à 4.21 montre le comportement temporel et le spectre optique associés à la dynamique laser qui affiche, tout comme pour la courte cavité laser, un régime d’auto-pulsation.

La figure 4.19 montre le comportement temporel de la puissance optique et de la densité des porteurs. Les conditions initiales nulles permettent d’apprécier le régime

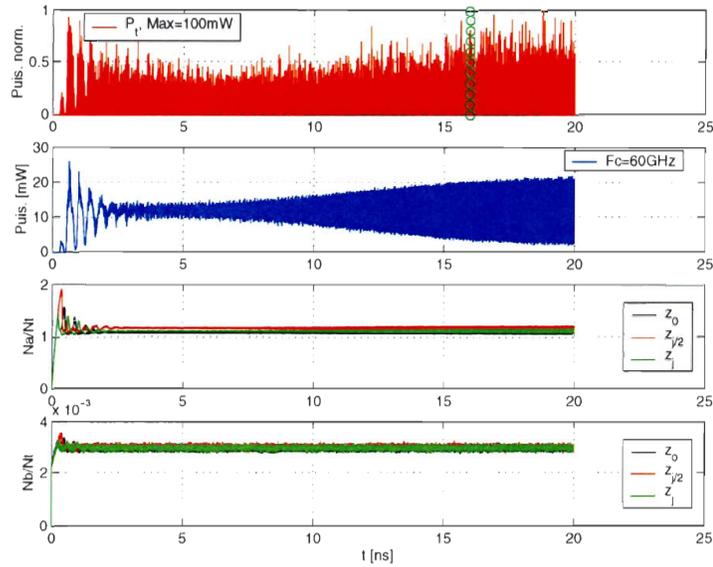


Figure 4.19 – Évolution temporelle d'un dispositif laser en régime d'auto-pulsation obtenu avec $L_1 = 2$ cm et $L_2 = 3.5$ cm. Les paramètres suivants ont servi pour la simulation : $I = 200$ mA, $\chi_0 = 3$ vN, $N_t = 1.5$ vN, $\alpha_i = 8$ /cm, $\epsilon = 0.1$ vN, $R_{1,2SOA} = 1 \times 10^{-6}$, $R_1 = 5\%$, $R_2 = 10\%$.

transitoire qui s'observe en deux phases. La première phase implique la séquence temporelle se terminant un peu avant le temps 5 ns. On peut voir la puissance optique et la densité des porteurs marquée par une oscillation de relaxation de période approximative valant 400 ps. La deuxième phase du régime transitoire est celle qui montre l'accroissement de la profondeur de modulation. Elle s'observe après le comportement transitoire de la première phase, et ce, pratiquement jusqu'à la fin²⁴ de la simulation. Non perceptible sur le troisième graphique, la densité des porteurs de la zone active est modulée au gré des impulsions se propageant le long du SOA. Au centre de ce dernier ($z_{j/2}$), la valeur de N_a/N_t oscille entre 1.13 et 1.21 (6 % de modulation). Une fois de plus, le régime d'auto-pulsation se caractérise par une uniformisation des porteurs le long du SOA par rapport aux simulations montrant une puissance continue.

À la manière de la courte cavité laser, nous présentons à la figure 4.20 un regard sur la puissance optique des dernières 200 ps de la simulation avec une longue cavité laser. La puissance optique non filtrée est composée d'impulsions quelque peu différentes l'une à l'autre. La modulation de l'intensité non filtrée est pratiquement complète. La puissance filtrée, quant à elle, affiche une modulation incomplète puisque la dynamique

²⁴Nous avons confirmé la fin de la deuxième phase du transitoire qui s'observe quelques nanosecondes après la fin de la présente simulation.

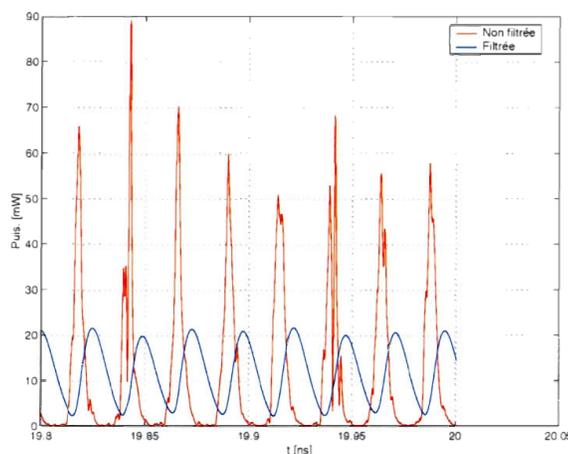


Figure 4.20 – Puissance optique sur 200 ps pour un dispositif laser longue cavité et en régime d’auto-pulsation. Les données proviennent des derniers instants de la simulation présentée à la figure 4.19.

laser est composée d’évènements encore trop rapides pour la bande passante du filtrage numérique, qui vaut toujours 60 GHz. Rappelons également l’origine du décalage temporel entre les deux courbes qui résulte du délai introduit par le filtrage numérique. L’analyse de la puissance filtrée nous indique que la fréquence des impulsions est de 40.7 GHz (période équivalente de 24.6 ps). Cette fréquence des impulsions se situe entre la 15e et la 16e harmonique de la fréquence fondamentale de la cavité laser. La durée d’une impulsion, qui est légèrement asymétrique, vaut approximativement 10 ps. On remarque également, de par l’intensité relative des impulsions qui est inégale, qu’il y a une fluctuation à fréquence lente qui se superpose au signal impulsionnel.

Les résultats concernant la puissance optique sont très similaires à ceux obtenus avec une courte cavité laser où nous avons une fréquence de répétition des impulsions valant $f_r = 37.0$ GHz et une durée d’impulsion de 12 ps.

La figure 4.21 nous présente le spectre optique calculé à partir de la puissance optique non filtrée. Les mêmes commentaires que ceux introduits pour le calcul du spectre optique de la courte cavité s’appliquent (voir figure 4.16). La figure 4.21 jumelle au spectre optique simulé, deux spectres optiques obtenus des mesures expérimentales où la fréquence des impulsions est de 1.88 GHz et 5.71 GHz. Le spectre simulé est plus étroit que celui obtenu avec la courte cavité laser. Il est légèrement asymétrique. En examinant plus attentivement le spectre optique simulé, on confirme que la structure du spectre est dominée par la présence des modes de la longue cavité laser espacés par 20 pm.

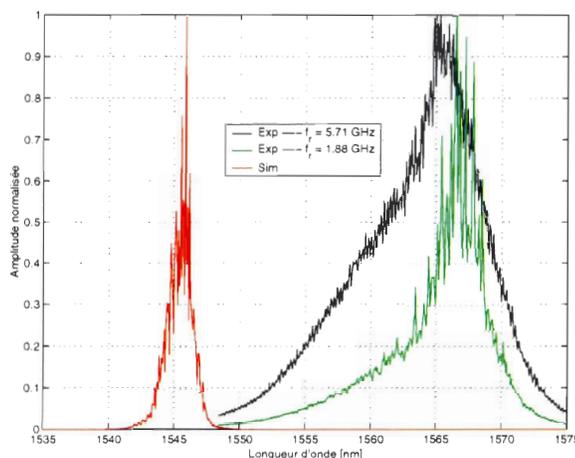


Figure 4.21 – Spectre optique du dispositif laser longue cavité montrant un régime d'auto-pulsation. Les courbes expérimentales servent de comparaison. La fréquence de l'auto-pulsation pour les mesures expérimentales est notée dans la légende.

Commentons sur l'étude de l'effet d'une élongation de la longue cavité laser. Pour cette étude, la valeur de L_1 est demeuré fixée à 2 cm. La valeur de L_2 a été variée jusqu'à 6 cm par incrément de 0.5 cm. Le courant d'injection est demeuré le même, soit $I = 200$ mA. À l'exception de la valeur $L_2 = 4$ cm, toutes les simulations permettent d'observer le régime auto-pulsé. Nous n'avons pas remarqué de modification majeure dans le comportement de la puissance optique en régime permanent. Au terme de la simulation avec $L_2 = 4$ cm, la puissance optique affiche une modulation autour de la puissance moyenne avec une profondeur de modulation de loin inférieure à celle présentée dans la cadre de la figure 4.20.

Finalement, nous discutons de l'influence du courant sur les résultats de simulation. La prochaine figure est le résultat d'une simulation où la longueur de la cavité est demeurée inchangée, mais où le courant d'injection a été réduit à 100 mA. La réflectance des miroirs a également été réduite ($R_1 = 2\%$, $R_2 = 4\%$). Regardons d'abord le comportement temporel pour les 200 dernières picosecondes (graphique supérieur) de la simulation qui est présenté à la figure 4.22. Le graphique inférieur se concentre sur l'impulsion la plus intense. L'intérêt de cette figure est de montrer que dans certaines conditions, la dynamique temporelle n'est pas formée par un train d'impulsions régulièrement espacées. Il existe cependant une quasi-périodicité dans le signal temporel qui ne peut être appréciée sur 200 ps. Dans le signal d'autocorrélation (qui n'est pas présenté), on remarque une prédominance du signal autour de 150 ps ce qui suggère une corrélation

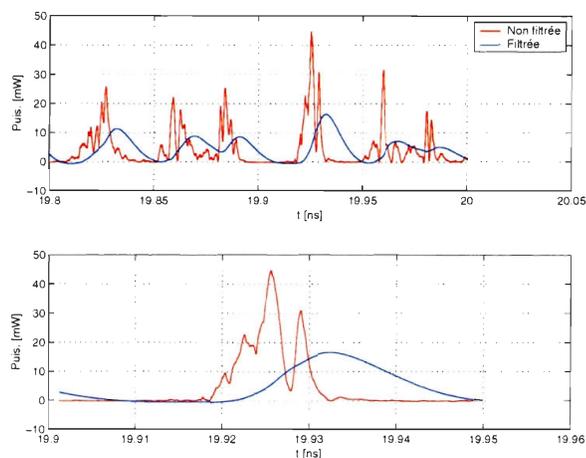


Figure 4.22 – Puissance optique sur 200 ps (graph. supérieur) pour le dispositif laser longue cavité et pour un courant de 100 mA. Le graphique inférieur réduit l'échelle temporelle à 50 ps autour de l'impulsion la plus intense. Le courant d'injection et la réflectivité des miroirs $R_1 = 2\%$, $R_2 = 4\%$ sont les seuls changements par rapport à la simulation dont les résultats sont affichés à la figure 4.19.

plus forte pour ce délai. Soulignons le fait que la dynamique laser affiche une puissance nulle entre les impulsions.

Le graphique inférieur permet d'apprécier la dynamique de la puissance non filtrée jusqu'à présent négligée dans les discussions. Malgré une dynamique temporelle pour le signal filtré qui n'est pas en régime auto-pulsé périodique, la forme générale de la puissance non filtrée permet d'en discuter les bases avec les résultats en régime où les impulsions sont irrégulières.

L'analyse des deux impulsions majeures repérées sur la courbe non filtrée nous indique qu'elles ont une durée approximative de 2 ps et qu'elles sont espacées par 3 ps²⁵. La courbe filtrée affiche toujours une impulsion d'une durée de 10 ps signifiant que l'enveloppe de la puissance non filtrée demeure très semblable aux résultats présentés jusqu'à maintenant.

Les phénomènes rapides (~ 3 ps) formant la sous-structure du signal non filtré s'expliquent par la présence de battements de fréquence entre les multiples modes de la cavité. L'étendue spectrale des modes étant élevée, car le gain est large, la distribution des fréquences de battement est donc étendue et génère les fluctuations rapides que

²⁵Ceci correspond à un FSR de 333 GHz ($\Delta\lambda = 2.7$ nm à 1550 nm) obtenu d'une cavité FP formée d'air et dont la distance inter-miroir est approximativement de 45 μm .

nous observons pour le signal optique non filtré.

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons fait la présentation d'un simulateur qui résout les équations différentielles semi-classiques dictant la propagation des champs électriques dans un matériau guidant fait de semi-conducteur à multiples puits quantiques. La résolution des équations couplées est basée sur la méthode de Runge-Kutta où la valeur des champs et des porteurs est calculée, pour chaque instant de la simulation, en tous points le long du dispositif. Les forces de Langevin, qui introduisent les processus aléatoires dans les équations, sont additionnées aux champs et aux porteurs.

La construction du simulateur fait en sorte que ce dernier est habilité à modéliser soit un dispositif amplificateur, soit un dispositif laser FP monolithique ou bien un dispositif laser FP en cavité externe.

Un seul jeu de paramètres de base a été conservé tout au long des simulations, et ce, pour l'ensemble des dispositifs simulé. Le jeu de paramètres choisi est celui qui permet d'observer le régime auto-pulsé sur une vaste plage de courant d'injection, comme ce fut le cas expérimentalement. La valeur choisie des paramètres se devait de bien représenter les phénomènes physiques associés à chaque dispositif. Un certain niveau de compromis était nécessaire quant à la superposition avec les résultats expérimentaux.

Dans le cadre des simulations qui concernent le dispositif **amplificateur**, nous avons présenté les résultats de la simulation de l'ASE, de l'amplification d'un signal continu ainsi que l'amplification d'un signal pulsé. Nos résultats concernant l'ASE uniquement montrent à la fois une puissance représentative des résultats expérimentaux, mais également une représentation assez fidèle du spectre optique de l'ASE. Les simulations qui traitent de l'amplification d'un signal injecté monochromatique et continu sont qualitativement représentatives des observations expérimentales. De ces simulations, nous déduisons le facteur de gain qui quantifie le processus d'amplification. À ce niveau, le spectre du facteur de gain possède une largeur surestimée. Ceci est dû à la méthode de filtrage numérique utilisée pour représenter la courbure du milieu de gain. Cette méthode de filtrage semble inappropriée pour modéliser l'amplification CW sur une plage spectrale étendue. Néanmoins, au centre du spectre du facteur de gain, la valeur déduite des simulations (23.4 dB) se compare bien avec celle obtenue des résultats

expérimentaux (25.8 dB). Finalement, pour la modélisation d'un dispositif amplificateur, nous avons étudié le comportement du SOA amplifiant un train d'impulsions à une cadence de 2.5 GHz et où la durée des impulsions est de 40 ps. Les résultats, en accord avec les travaux antérieurs, montrent une déformation des impulsions où la montée de chaque impulsion devient plus abrupte que la descente. Ce phénomène est relié à la compression/saturation du gain qui s'observe lorsque l'intensité de l'impulsion amplifiée devient telle que l'émission stimulée consomme en quantité prononcée les porteurs libres de la zone active.

Pour la modélisation d'un dispositif **laser FP monolithique**, les résultats de simulations montrent que le laser tend vers un régime où l'intensité est continue. Nous avons confirmé le comportement usuel d'un tel laser qui affiche un régime transitoire avec des oscillations de relaxation qui s'atténuent. Aucune comparaison avec nos expériences n'est possible vue la nature du dispositif.

La modélisation d'un **laser FP en cavité externe** a été réalisée en deux étapes. Les résultats de la première étape sont obtenus avec une courte cavité laser (typiquement, la longueur de propagation dans l'air était de 0.5 mm) qui permet une rapidité de calcul très appréciable. La deuxième étape traite des simulations en présence d'une longue cavité externe, où la dimension de la cavité se compare aux expériences. Les résultats de simulations, tant pour la courte cavité que pour la longue cavité, montrent un laser en régime auto-pulsé pour une plage de courant très étendue ($1.6 I_{th} - 6.45 I_{th}$). La limite supérieure correspond au courant d'injection maximal que nous avons étudié. Nos observations du régime auto-pulsé ne permettent pas de distinguer, autrement que par le temps du transitoire laser, les résultats obtenus d'une courte cavité de ceux obtenus d'une longue cavité. L'analyse de la puissance optique émise par le laser et filtrée par un filtre de type passe-bas avec une fréquence de coupure de 60 GHz, permet de simuler la détection de l'oscilloscope rapide INF53GHz. Pour l'ensemble des simulations, le train d'impulsions en régime de puissance stabilisée est caractérisé par une fréquence de répétition qui se situe entre 37 GHz et 40 GHz, soit légèrement plus lent que le FSR du SOA (42.8 GHz). Pour les résultats présentés qui concernent la courte cavité laser, la fréquence des impulsions s'approche de la 2e harmonique du FSR de la cavité laser complète (propagation dans l'air et dans le SOA). Pour ce qui est des résultats présentés pour la longue cavité laser, la fréquence des impulsions se situe entre la 15e et la 16e harmonique du FSR de la cavité laser complète. Autrement dit, en augmentant la longueur de la cavité laser, c'est la valeur de l'harmonique du train d'impulsions qui s'ajuste et non la fréquence de répétition des impulsions. L'incertitude cumulée

entre l'évaluation de la fréquence de pulsation et l'incertitude sur l'indice de réfraction nominal dans le SOA est responsable de l'ambiguïté qui persiste sur l'identification de la nième harmonique. La durée des impulsions se situe autour de 10 ps pour les deux types de longueur de cavité simulés. La forme des impulsions est, dans la plupart des cas, légèrement asymétrique.

Nous avons observé, dans le cadre de l'analyse de la puissance optique émise par le laser où le contenu spectral n'est pas modifié, que plusieurs des impulsions du régime auto-pulsé sont en réalité formées par des fluctuations temporelles très rapides dont l'amplitude crête est très variable. La structure temporelle est difficilement quantifiable étant donné le caractère variable des fluctuations qui la compose. Néanmoins, nous avons noté un espacement de 1 ps entre les impulsions courtes qui furent présentées dans le cadre des résultats de la courte cavité laser. Ces fluctuations rapides originent des battements aux fréquences rapides entre les nombreux modes de la cavité laser.

Finalement, notre analyse systématique sur l'effet de la valeur des paramètres a montré que l'obtention du régime auto-pulsé, au détriment d'une puissance continue, dépend à la fois du gain offert par le SOA, de l'indice de réfraction du milieu semi-conducteur, mais également de la puissance intra-cavité. Ces observations semblent être liées aux conclusions de la référence [NOM02] qui suggèrent l'origine de la synchronisation modale passive, pour un laser à semi-conducteurs sans absorbant saturable, comme étant due au mélange à quatre ondes entre les modes voisins de la cavité laser.

Conclusion générale

Cette thèse présente des résultats expérimentaux originaux sur la dynamique temporelle d'un laser de type Fabry-Perot (FP), en cavité externe, fait à partir d'un amplificateur à semi-conducteurs (SOA) formé de multiples puits quantiques. La dynamique temporelle qui fut l'objet de l'attention principale est le comportement auto-pulsé de l'intensité du laser. Le régime auto-pulsé est caractérisé par l'émission d'un train d'impulsions stables, et ce, malgré l'absence de toute forme de modulation active et sans la présence explicite d'un absorbant saturable. L'objectif recherché tout au long de la thèse est de réunir les informations qui nous proviennent de la **revue de littérature**, de nos **mesures expérimentales**, de la **théorie sur les milieux de gain laser** ainsi que de la **modélisation numérique du système laser** afin de circonscrire les phénomènes physiques qui initieraient le régime d'auto-pulsation.

Nous avons donc réuni au **PREMIER CHAPITRE**, la revue des travaux que nous avons pu intercepter sur le domaine des lasers à semi-conducteurs qui présentent une intensité impulsionnelle plutôt que continue. La revue de littérature contient entre autres, un résumé sur les techniques classiques dites passives permettant l'opération laser en régime d'intensité impulsionnelle. Parmi ces techniques, mentionnons les différents régimes de synchronisation modale passive (avec absorbant saturable (AS), par rotation de polarisation, par cavités couplées) ainsi que le régime de déclenchement passif. De ces techniques, seul le régime de synchronisation modale passive (SMP) avec AS permettrait d'expliquer une partie des résultats expérimentaux. Vu les résultats expérimentaux, il nous faudrait supposer la présence d'un AS distribué le long de la cavité laser. La théorie n'explique cependant pas l'opération du régime auto-pulsé sur la plage étendue de courant d'injection.

Les deuxième et troisième parties du premier chapitre regroupent les autres phénomènes et configurations de lasers qui montrent une préférence pour un régime impulsionnel. De ces théories et expérimentations, nous avons retenu celle qui propose d'expliquer le comportement laser en régime impulsionnel par une théorie de SMP où

la synchronisation des modes longitudinaux du laser est issue d'un équilibre entre les effets dispersifs et les effets non linéaires [NOM02]. Les résultats expérimentaux de la référence ne permettent pas une interpolation évidente avec nos résultats qui sont issus d'une configuration laser relativement différente. Néanmoins, plusieurs aspects de la conclusion des auteurs se relient bien à nos observations dans le cadre des simulations numériques présentées au quatrième chapitre.

Le DEUXIÈME CHAPITRE constitue le coeur de cette thèse. Il regroupe les caractérisations expérimentales pour le SOA et le laser FP en cavité externe. En manipulant le SOA uniquement, nous avons déduit, entre autres, les caractéristiques en puissance et le spectre optique de son émission spontanée amplifiée (ASE). Ces informations sont pertinentes pour le modèle qui est développé et présenté au quatrième chapitre. Le principal centre d'intérêt du deuxième chapitre porte sur l'étude expérimentale de la dynamique laser qui affiche une préférence à émettre un train d'impulsions. L'état impulsionnel de l'intensité émise est induit par un jeu d'alignement des miroirs externes. La plage de courant pour laquelle la dynamique auto-pulsée est possible est relativement étendue. Une variation locale sur quelques centimètres de la longueur de la cavité influence également les propriétés du train d'impulsions. Les observations du régime auto-pulsé se font en présence d'une qualité optimale ou quasi-optimale de l'alignement des miroirs externes.

La caractérisation du régime impulsionnel propose simultanément les résultats de la trace temporelle (pleinement résolue), du spectre optique ainsi que celui du spectre radio-fréquence (RF). Nous avons remarqué que le régime d'auto-pulsation se caractérise par l'émission stable d'un train d'impulsions où la fréquence de pulsation (f_r) est variable entre 2 GHz et 11 GHz (parfois jusqu'à 14.5 GHz). La fréquence de pulsation dépend principalement de trois paramètres, soit la longueur de la cavité laser, le courant d'injection dans le SOA ainsi que la qualité de l'alignement des miroirs externes. Ces trois paramètres permettent de varier f_r de manière discontinue (sauts à la manière présentée à la figure 2.12, p. 56). La longueur de la cavité et le courant d'injection peuvent également faire varier la valeur de f_r de manière continue.

La longueur totale de la cavité laser étudiée a été variée à l'intérieur de la plage allant de 4 cm à 44 cm de sorte que la fréquence de pulsation est généralement un multiple entier de l'inverse du temps de parcours dans la cavité. De manière équivalente, nous définissons la valeur de la fréquence de pulsation comme étant un multiple de l'espacement spectral libre (FSR) de sorte que $f_r = N \times \text{FSR}$ où N est un entier positif. De manière générale, la valeur de N se situe entre 2 et 7. Quelques observations

expérimentales ont montré un régime auto-pulsé pour lequel $N = 1$ avec une impulsion déformée par une épaulement.

L'auto-pulsation s'observe pour des courants d'injection entre $1.4 I_{th}$ et $11.1 I_{th}$ où I_{th} est la courant seuil du laser. Avec un courant seuil 36 mA, cette plage d'opération correspond à la plage de courant entre 50 mA et 400 mA. Par rapport aux lasers en régime de SMP utilisant un AS et où la tension de polarisation de la section AS est fixe, la plage d'observation du régime auto-pulsé de notre laser est beaucoup plus étendue. Notons que les impulsions de meilleure qualité s'obtiennent dans la plage de courant entre 100 mA et 230 mA.

La durée des impulsions, parfois asymétriques, varie entre 30 ps et 200 ps. Généralement, les impulsions symétriques sont observées pour des valeurs de N élevées. L'énergie par impulsion, qui dépend vraisemblablement de la qualité du train d'impulsions, a été évaluée pour deux fréquences de pulsation et vaut entre 3.4 pJ et 10 pJ. Les impulsions asymétriques associées aux plus faibles cadences d'impulsions sont plus énergétiques. L'énergie de saturation est théoriquement estimée et sa valeur se situe autour de 6 pJ à 12 pJ.

Le filtrage optique à l'intérieur de la cavité a démontré avoir peu d'influence sur la dynamique temporelle des impulsions. Lorsqu'aucun filtrage n'est appliqué, le spectre optique affiche une largeur totale approximative de 5 nm. En présence d'un réseau de diffraction en remplacement d'un des miroirs externes de la cavité, le spectre optique est rétréci jusqu'à 0.43 nm. Dans les deux cas, un nombre de modes longitudinaux excédentaires participe à l'émission laser. Pour un cas typique du régime d'auto-pulsation (prenons $f_r = 2.5$ GHz et une durée d'impulsion de 40 ps), la largeur du spectre optique sans mode excédentaire (« transform limited pulse ») serait de 0.08 nm. Cela correspondrait à seulement 4 modes longitudinaux à l'intérieur de la pleine largeur à mi-hauteur du spectre optique.

Au TROISIÈME CHAPITRE, nous avons réuni la théorie nécessaire pour comprendre l'amplification optique qui s'observe dans un SOA. Le laser est basé sur un tel dispositif qui a la particularité d'être formé par quelques puits quantiques. Nous avons revu les mécanismes d'échange entre les porteurs de la zone de pompage (N_b) et les porteurs dans les puits (N_a). Les porteurs dans les puits participent directement dans l'expression du gain du SOA. Le gain complexe (gain/absorption et dispersion) du matériau est introduit par le biais de la susceptibilité électrique. L'expression de la susceptibilité tient compte de la dépendance sur la densité des porteurs et de la fréquence optique. Le

gain résultant d'une telle expression a la qualité de pouvoir modéliser l'asymétrie de la courbe de gain qui est représentative des observations expérimentales. L'élargissement du gain et son déplacement vers les courtes longueurs d'onde sont également modélisés par l'expression de la susceptibilité. Un facteur de compression/saturation (le facteur $1/\Gamma$) vient compléter la définition de la susceptibilité complexe. Ce facteur de compression modélise la réduction du gain associé aux effets non linéaires tels la saturation spectrale inhomogène et le chauffage des porteurs.

La dernière section du troisième chapitre porte sur les équations différentielles couplées qui modélisent l'interaction entre le champ électrique et les porteurs de la zone active. Avec ces équations, la table est mise pour l'introduction du simulateur.

Le QUATRIÈME CHAPITRE, un autre élément central de cette thèse, regroupe les efforts de modélisations numériques portant principalement sur un dispositif SOA et un dispositif laser FP en cavité externe. On y présente la version numérique des équations spatio-temporelles introduites au chapitre trois. Le modèle fait la propagation bidirectionnelle des champs électriques selon $\pm z$ (A^\pm). L'interaction champs-porteurs selon le plan transversal ($x - y$) est intégrée par le biais du paramètre de confinement du mode transversal. Les simulations sont initiées par les forces de Langevin qui modélisent les processus aléatoires rattachés à chaque variable ($A^\pm, N_{a,b}$). La modélisation de la forme spectrale du gain du SOA est obtenue par un filtrage numérique plutôt que par l'approche du calcul de la fréquence instantanée (f_{inst}). Cette dernière approche a été délaissée vu les problèmes numériques que nous avons rencontrés.

Le jeu de paramètres, qui signifie l'ensemble des valeurs numériques rattachées aux multiples paramètres du simulateur, est demeuré le même pour la simulation des différents dispositifs. La reproduction des résultats expérimentaux pour le dispositif SOA et le laser FP avec un seul jeu de paramètres constitue un exercice de recherche de taille.

Pour valider le modèle, les résultats de la simulation du dispositif SOA sont comparés avec les mesures expérimentales. La courbe $L - I$ de la puissance d'ASE est bien représentée par le modèle et conséquemment le jeu de paramètres utilisé. La modélisation de la forme spectrale reproduit également bien le spectre optique de l'ASE. Les simulations où un signal continu est injecté pour amplification par le SOA ont permis de modéliser le spectre de gain. La comparaison avec les mesures expérimentales est moins bonne, ceci étant causé en partie par des mesures qui mériteraient d'être reprises. Toutefois, les résultats du spectre de gain simulé sont en accord avec la littérature. Finalement pour la modélisation du dispositif SOA, nous avons étudié l'amplification

d'un signal impulsionnel. Les résultats montrent, à l'image des travaux déjà parus, que l'impulsion subit une déformation causée par la compression/saturation du gain.

Dans le cadre des simulations du dispositif laser FP en cavité externe, nous avons abordé les simulations en deux catégories. La première catégorie concerne un laser avec une courte cavité externe. La seconde est un laser avec une longue cavité externe qui est représentative de la configuration laser expérimentale. À l'exception de la longueur de la cavité, le jeu de paramètres est demeuré le même pour l'ensemble des simulations. Les résultats obtenus avec une courte cavité ($L = 6$ mm incluant une longueur optique de 3.5 mm reliée au SOA d'indice 3.5) ainsi que ceux obtenus pour une longue cavité ($L \simeq 6$ cm) montrent que la dynamique laser affiche une préférence à émettre une intensité impulsionnelle plutôt que continue, comme c'est le cas pour notre laser. Les deux catégories de longueur de cavité affichent essentiellement la même dynamique temporelle. Le train d'impulsions s'observe à une fréquence de pulsation entre 37 GHz et 40 GHz. Les impulsions possèdent une durée typique de 10 ps (observé avec un photodétecteur ayant 60 GHz de bande passante). Le filtrage de la puissance optique avec une bande passante de 60 GHz permet de comparer les résultats de simulations avec les résultats expérimentaux. Avec une bande passante de 120 GHz, la durée des impulsions est plutôt de 4.4 ps. Les impulsions sont également formées d'une structure oscillatoire rapide qui est composée par des fluctuations aussi courtes que 1 ps et dont l'espacement et l'amplitude crête sont très variables, empêchant un diagnostic précis. Ces fluctuations aléatoires sont dues aux battements entre les modes de la cavité laser qui ne sont pas complètement synchronisés. Pour la courte cavité laser, le régime impulsionnel s'observe sur une plage de courant d'injection qui est relativement étendue ($1.6 I_{th}$ à $6.45 I_{th}$). La limite supérieure n'est pas exclusive, car elle correspond au courant maximum étudié. Nos résultats expérimentaux montrent également une opération laser auto-pulsée sur une plage étendue.

Une étude a été réalisée sur l'impact des valeurs numériques utilisées pour un grand nombre des paramètres du simulateur. Les conclusions de cette étude révèlent que l'amplitude du gain complexe (facteur d'amplification et déphasage en propagation dans le SOA) et la puissance intra-cavité jouent un rôle important dans l'obtention du régime auto-pulsé au détriment du régime continu. Ces conclusions ont plusieurs similitudes avec celles de la référence [NOM02] qui propose le mélange à quatre ondes comme explication de l'origine de la synchronisation entre modes longitudinaux.

Les corrélations croisées entre la puissance intra-cavité et le gain complexe, entre autres par l'intermédiaire de l'émission stimulée et du terme de compression/saturation

du gain, rendent ardue la correspondance entre les résultats de simulation et ceux obtenus en laboratoire. Néanmoins, nous avons vu qu'expérimentalement, la qualité de l'alignement des miroirs externes est un paramètre clé pour initier le processus d'auto-pulsation du laser. La qualité de l'alignement se traduit aisément en terme de puissance intra-cavité. Le courant d'injection influence expérimentalement le taux de répétition de manière parfois abrupte (sauts de la fréquence de pulsation). Le courant d'injection se lie directement à la valeur du facteur d'amplification ainsi qu'à l'indice de réfraction du milieu semi-conducteur. La longueur de la cavité laser, expérimentalement allongée de manière asymétrique (c'est-à-dire qu'un miroir demeure fixe alors que le second se distance du SOA), démontre une influence sur la forme des impulsions et leur fréquence de pulsation. L'analyse qui découle de cette affirmation fait appel au degré de superposition dans le SOA entre les impulsions multiples dans la cavité. L'ajustement sur la longueur de la cavité influe sur le degré de superposition des impulsions. Le degré de superposition des impulsions quant à lui joue sur la déplétion du gain par émission stimulée.

Les correspondances qualitatives exprimées au précédent paragraphe entre les paramètres expérimentaux influant sur la dynamique laser et les conclusions des résultats de simulation, qui eux-mêmes se lient bien avec les conclusions de [NOM02], suggèrent une explication pour la dynamique auto-pulsée. Le mélange à quatre ondes pourrait donc expliquer la synchronisation modale passive que nous observons expérimentalement. Rappelons que le mélange à quatre ondes, suggéré par [NOM02], favorise la synchronisation modale par une compensation de la phase linéaire par la phase non linéaire de signe opposé.

Finalement, il nous faut également souligner l'hypothèse de l'inhibition de la saturation spatiale comme élément de solution du régime auto-pulsé. La saturation spatiale tend à réduire le gain. Or, le laser, qui favorise les conditions d'extraction maximale du gain, chercherait, avec une émission en régime pulsé, à enrayer l'effet de la saturation spatiale et donc à offrir une amplification maximale.

Perspectives

Un lot de travail reste à accomplir pour valider les propositions de cette conclusion générale.

En regard de l'hypothèse sur le mélange à quatre ondes, nous pourrions penser en premier lieu à quantifier expérimentalement le processus du mélange à quatre ondes

dans le SOA que nous utilisons. La méthode envisageable fut exposée à la conclusion du deuxième chapitre. En second lieu, nous pourrions réaliser une étude théorique équivalente sur le mélange à quatre ondes en utilisant le simulateur. Finalement, une interprétation des équations différentielles de [NOM02] en terme de nos équations différentielles permettrait de traduire les résultats de cet article en des termes mieux adaptés pour notre compréhension.

Concernant l'hypothèse de l'inhibition de la saturation spatiale, une mesure expérimentale avec le laser en cavité unidirectionnelle viendrait confirmer l'importance ou non des ondes stationnaires.

Références bibliographiques

- [ABD03] Abdulrhmann, S. G., M. Ahmed, T. Okamoto, W. Ishimori and M. Yamada, « An Improved Analysis of Semiconductor Laser Dynamics Under Strong Optical Feedback », *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 9, no 5, p. 1265–1274, septembre 2003.
- [AGR88] Agrawal, G. P., « Population pulsations and nondegenerate four-wave mixing in semiconductor lasers and amplifiers », *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 5, no 1, p. 147–159, janvier 1988.
- [AGR93] Agrawal, G. P. and N. K. Dutta, *Semiconductors Lasers*, Van Nostrand Reinhold, 115 Fifth Avenue, New York, New York, 10003, 2e édition, 1993.
- [AGR89] Agrawal, G. P. and N. A. Olsson, « Self-Phase Modulation and Spectral Broadening of Optical Pulses in Semiconductor Laser Amplifiers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 25, no 11, p. 2297–2306, novembre 1989.
- [AHM02] Ahmed, M. and M. Yamada, « Influence of Instantaneous Mode Competition on the Dynamics of Semiconductor Lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 38, no 6, p. 682–693, juin 2002.
- [AHM04] Ahmed, M. and M. Yamada, « Field fluctuations and spectral line shape in semiconductor lasers subjected to optical feedback », *Journal of Applied Physics*, vol. 95, no 12, p. 7573–7583, juin 2004.
- [AHM01a] Ahmed, M., M. Yamada and S. Abdulrhmann, « A multimode simulation model of mode-competition low-frequency noise in semiconductor lasers », *Fluctuation and Noise Letters*, vol. 1, no 3, p. 163–170, 2001.
- [AHM01b] Ahmed, M., M. Yamada and M. Saito, « Numerical Modeling of Intensity and Phase Noise in Semiconductor Lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 37, no 12, p. 1600–1610, décembre 2001.
- [AVR99] Avrutin, E. A., J. H. Marsh, J. Arnold, T. F. Krauss, H. Pottinger and R. M. D. L. Rue, « Analysis of harmonic (sub) THz passive mode-locking

- in monolithic compound cavity Fabry-Perot and ring laser diodes », in « IEE Proc.-Optoelectron. », vol. 146, p. 55–61, février 1999.
- [AVR00] Avrutin, E. A., J. H. Marsh and E. L. Portnoi, « Monolithic and multi-GigaHertz mode-locked semiconductor lasers : Constructions, experiments, models and applications », *IEEE Proceedings : Optoelectronics*, vol. 147, no 4, p. 251–278, août 2000.
- [BAL98] Balle, S., « Simple analytical approximations for the gain and refractive index spectra in quantum-well lasers », *Physical Review A*, vol. 57, no 2, p. 1304–1312, février 1998.
- [BAR06] Barbarin, Y., E. A. J. M. Bente, M. J. R. Heck, Y. S. Oei, R. Nötzel and M. K. Smit, « Characterization of a 15 GHz integrated bulk InGaAsP passively modelocked ring laser at $1.53 \mu\text{m}$ », *Optics Express*, vol. 14, no 21, p. 9716–9727, septembre 2006.
- [BOG04] Bogoni, A., L. Potì, C. Porzi, M. Scaffardi, P. Ghelfi and F. Ponzini, « Modeling and Measurement of Noisy SOA Dynamics for Ultrafast Applications », *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 10, no 1, p. 197–205, janvier 2004.
- [BOR99] Borri, P., W. Langbein and J. M. J. Hvam, « Heterodyne pump-probe and four-wave mixing in semiconductor optical amplifiers using balanced lock-in detection », *Optics Communications*, vol. 169, p. 317–324, octobre 1999.
- [BRU97] Brunel, M., M. Vallet, G. Ropars, A. L. Floch, F. Bretenaker, G. Joulié and J.-C. Keromnes, « Modal analysis of polarization self-modulated lasers », *Physical Review A*, vol. 55, no 2, p. 1391–1397, février 1997.
- [CAR03] Cara, M. G., L. Occhi and S. Balle, « Modeling and Measurement of the Wavelength-Dependent Output Properties of Quantum-Well Optical Amplifiers : Effects of a Carrier-Dependent Escape Time », *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 9, no 3, p. 783–787, mai 2003.
- [CHA99] Champagne, A., R. Maciejko, D. M. Adams, G. Pakulski, B. Takasaki and T. Makino, « Global and Local Effects in Gain-Coupled Multiple-Quantum-Well DFB Lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, no 10, p. 1390–1401, octobre 1999.
- [CHI01] Chi, J. W. D., L. Chao and M. K. Rao, « Time-Domain Large-Signal Investigation on Nonlinear Interactions Between An Optical Pulse and Semiconductor Waveguides », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 37, no 10, p. 1329–1336, octobre 2001.

- [CHI80] Chik, K. D., J. C. Dymont and B. A. Richardson, « Self-sustained pulsations in semiconductor lasers : experimental results and theoretical confirmation », *Journal of Applied Physics*, vol. 51, no 8, p. 4029–4037, août 1980.
- [CHI93] Chinn, S. R. and E. A. Swanson, « Passive FM Locking and Pulse Generation from 980-nm Strained-Quantum-Well Fabry-Perot Lasers », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, no 9, p. 969–971, 1993.
- [CON01] Connelly, M. J., « Wideband Semiconductor Optical Amplifier Steady-State Numerical Model », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 37, no 3, p. 439–447, mars 2001.
- [DER92a] Derickson, D. J., R. J. Helkey, A. Mar, J. R. Karin, J. G. Wasserbauer and J. E. Bowers, « Short pulse generation using multisegment mode-locked semiconductor lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, no 10, p. 2186–2201, octobre 1992.
- [DUL01] Dülk, M., E. Dobeli and H. Melchior, « Fabrication of saturable absorbers in InGaAsP-InP bulk semiconductor laser diodes by heavy ion implantation », *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 7, no 2, p. 124–133, mars 2001.
- [FUR04] Furfaro, L., F. Pedaci, M. Giudici, X. Hachair, J. Tredicce and S. Balle, « Mode-Switching in Semiconductor Lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 40, no 10, p. 1365–1376, octobre 2004.
- [GRU98] Grupen, M. and K. Hess, « Simulation of Carrier Transport and Nonlinearities in Quantum-Well Laser Diodes », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 34, no 1, p. 120–140, janvier 1998.
- [HAU76] Haus, H. A., « Parameter Ranges for CW Passive Mode Locking », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 12, p. 169–176, mars 1976.
- [HAU91] Hausand, H. A., J. G. Fujimoto and E. P. Ippen, « Structures for additive pulse mode locking », *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 8, no 10, p. 2068–2076, octobre 1991.
- [HEN82] Henry, C. H., « Theory of the Linewidth of Semiconductor Lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 18, no 2, p. 259–264, février 1982.
- [HEN86b] Henry, C. H., « Phase Noise in Semiconductor Lasers », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 4, no 3, p. 298–311, mars 1986.
- [HUA93] Huang, J. and L. W. Casperson, « Gain and saturation in semiconductor lasers », *Optical and Quantum Electronics*, vol. 25, p. 369–390, 1993.

- [IWA83] Iwashita, K. and Nakagawa, « Influence of self-sustained pulsation in semiconductor lasers on optical transmission system », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 19, no 7, p. 1173–1178, juillet 1983.
- [VAN79] J. P. van der Ziel, J. L. M. and T. L. Paoli, « Study of intensity pulsations in proton-bombarded stripegeometry double-heterostructure $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ lasers », *Journal of Applied Physics*, vol. 50, no 7, p. 4620–4637, juillet 1979.
- [JON95] Jones, D. J., L. M. Zhang, J. E. Carroll and D. D. Marcenac, « Dynamics of Monolithic Passively Mode-Locked Semiconductor Lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 31, no 6, p. 1051–1058, juin 1995.
- [JON01] Jones, R. J., P. S. Spencer, J. Lawrence and D. M. Kane, « Influence of external cavity length on the coherence collapse regime in laser diodes subject to optical feedback », *IEE Proceedings Optoelectronics*, vol. 148, no 1, p. 7–12, février 2001.
- [KAS03] Kasunic, K. J., K. Tastavridis, C. N. Clark, M. Lestrade, A. Champagne and R. Maciejko, « The Effects of Quantum-Well Number on Gain Crosstalk in Semiconductor Optical Amplifiers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 39, no 7, p. 897–902, juillet 2003.
- [KEL96] Keller, U., K. J. Weingarten, F. X. Kärtner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Hönninger, N. Matuschek and J. A. der Au, « Semiconductor Saturable Absorber Mirrors (SESAM's) for Femtosecond to Nanosecond Pulse Generation in Solid-State Lasers », *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 2, no 3, p. 435–453, septembre 1996.
- [KIM00] Kim, B.-S., Y. Chung and J.-S. Lee, « An Efficient Split-Step Time-Domain Dynamic Modeling of DFB/DBR Laser Diodes », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 36, no 7, p. 787–794, juillet 2000.
- [KRA03] Krauskopf, B., K. Schneider, J. Sieber, S. Wiczorek and M. Wolfrum, « Excitability and self-pulsations near homoclinic bifurcations in semiconductor laser systems », *Optics Communications*, vol. 215, no 4-6, p. 367–379, janvier 2003.
- [LAN80] Lang, R. and K. Kobayashi, « External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 16, no 3, p. 347–355, mars 1980.
- [LAN98] Langlois, P. and M. Piché, « Self-mode-locked semiconductor diode laser », *SPIE Conference on Laser Diodes and Applications III*, vol. 3415, p. 11–16, juillet 1998.

- [LEL07] Lelarge, F., B. Dagens, J. Renaudier, R. Brenot, A. Accard, F. van Dijk, D. Make, O. L. Gouezigou, J.-G. Provost, F. Poingt, J. Landreau, O. Drisse, E. Derouin, B. Rousseau, F. Pommereau and G.-H. Duan, « Recent Advances on InAs/InP Quantum Dash Based Semiconductor Lasers and Optical Amplifiers Operating at $1.55 \mu\text{m}$ », *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 13, no 1, p. 111–124, janvier 2007.
- [LOG04] Logginov, A. S., A. G. Rzhhanov and D. Skorov, « Modeling of self-sustained pulsations in vertical-cavity surface-emitting injection lasers », *Proceedings of SPIE*, vol. 5582, p. 1–9, 2004.
- [LOH90] Loh, W. H., Y. Ozeki and C. L. Tang, « High-frequency polarization self-modulation and chaotic phenomena in external cavity semiconductor lasers », *Applied Physics Letters*, vol. 56, no 26, p. 2613–2615, juin 1990.
- [MAS97] Masoller, C., « Comparison of the Effects of Nonlinear Gain and Weak Optical Feedback on the Dynamics of Semiconductor Lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, no 5, p. 804–814, mai 1997.
- [MAS05] Masoller, C., M. S. Torre, and P. Mandel, « Antiphase dynamics in multimode semiconductor lasers with optical feedback », *Physical Review A*, vol. 71, p. 013818/1–5, janvier 2005.
- [MAT04] Matei, R., R. Maciejko and A. Champagne, « Optical gain analysis of polarization insensitive semiconductor optical amplifiers with strained quantum wells », in « Photonics North 2004 : Optical Components and Devices, Proceedings of SPIE Vol. 5577 », vol. 5577, p. 98–105, 2004.
- [MEZ95] Meziane, B., P. Besnard and G. M. Stephan, « Low-frequency resonances in asymmetric external cavity semiconductor lasers : theory and experiment », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 31, no 4, p. 617–622, avril 1995.
- [MIR99] Mirasso, C. R., G. H. M. van Tartwijk, E. Hernandez-Garcia, D. Lenstra, S. Lynch, P. Landais, P. Phelan, J. O’Gorman, M. S. Miguel, and W. Elsässer, « Self-Pulsating Semiconductor Lasers : Theory and Experiment », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, no 5, p. 764–770, mai 1999.
- [MUL02] Mulet, J. and S. Balle, « Spatio-Temporal Modeling of the Optical Properties of VCSELs in the Presence of Polarization Effects », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 38, no 3, p. 291–305, mars 2002.

- [NOM02] Nomura, Y., S. Ochi, N. Tomita, K. Akiyama, T. Isu, T. Takiguchi and H. Higuchi, « Mode locking in Fabry-Perot semiconductor lasers », *Physical Review A*, vol. 65, p. 1–11, mars 2002.
- [OBR04] O'Brien, D., S. P. Hegarty, G. Huyet and A. V. Uskov, « Sensitivity of quantum-dot semiconductor lasers to optical feedback », *Optics Letters*, vol. 29, no 10, p. 1072–1074, mai 2004.
- [OGO88] O'Gorman, J., P. Phelan, J. McInerney and D. Heffernan, « Nonlinear dynamics of self-pulsing external cavity semiconductor injection lasers », *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 5, no 5, p. 1105–1112, mai 1988.
- [PED93] Pedrotti, F. L. and L. S. Pedrotti, *Introduction to Optics*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 2e édition, 1993.
- [PIE03] Pieroux, D. and P. Mandel, « Bifurcation diagram of a complex delay-differential equation with cubic nonlinearity », *Physical Review E*, vol. 67, no 5, p. 056 213/1–7, mai 2003.
- [NRC92] Press, W. H., S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling and B. P. Flannery, *Numerical recipes in C : The art of scientific computing*, Cambridge University Press, New York, 2e édition, 1992.
- [RAD00] Radziunas, M., H.-J. Wünsche, B. Sartorius, O. Brox, D. Hoffmann, K. R. Schneider and D. Marcenac, « Modeling Self-Pulsating DFB Lasers with an Integrated Phase Tuning Section », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 36, no 9, p. 1026–1034, septembre 2000.
- [SAR97] Sartorius, B., M. Möhrle, S. Reichenbacher, H. Preier, H.-J. Wünsche and U. Bandelow, « Dispersive Self-Q-Switching in Self-Pulsating DFB Lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, no 2, p. 211–218, février 1997.
- [SAT03] Sato, K., « Optical Pulse Generation Using Fabry-Pérot Lasers Under Continuous-Wave Operation », *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 9, no 5, p. 1288–1293, 2003.
- [SHI95] Shim, J.-I., Y. Masayuki, D. Philippe and K. Mitsuhiro, « Refractive index and loss changes produced by current injection in InGaAs(P)-InGaAsP multiple quantum-well (MQW) waveguides », *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 1, no 2, p. 408–415, juin 1995.
- [SHT98] Shtaif, M., B. Tromborg and G. Eisenstein, « Noise Spectra of Semiconductor Optical Amplifiers : Relation Between Semiclassical and Quantum

- Descriptions », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 34, no 5, p. 869–878, mai 1998.
- [SIE86] Siegman, A. E., *Lasers*, University Science Books, Sausalito, California, 1986.
- [SUK99] Sukow, D. W., T. Heil, I. Fischer, A. Gavrielides, A. Hohl-AbiChedid and W. Elsässer, « Picosecond intensity statistics of semiconductor lasers operating in the low-frequency fluctuation regime », *Physical Review A*, vol. 60, no 11, p. 667–673, juillet 1999.
- [TAG94] Tager, A. A. and K. Petermann, « High-frequency oscillations and self-mode locking in short external-cavity laser diodes », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, no 7, p. 1553–1561, juillet 1994.
- [TES93] Tessler, N. and G. Eisenstein, « On Carrier Injection and Gain Dynamics in Quantum Well Lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, no 6, p. 1586–1595, juin 1993.
- [TIE89] Tiemeijer, L. F., P. I. Kuindersma, P. J. A. Thijs and G. L. J. Rikken, « Passive FM Locking in InGaAsP Semiconductor Lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 25, no 6, p. 1385–1392, juin 1989.
- [TRE69] Treacy, E., « Optical pulse compression with diffraction gratings », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. -5, no 9, p. 454–458, septembre 1969.
- [TUR99] Turcotte, C. S., *Laser à semi-conducteurs utilisé comme référence métrologique dans un spectromètre par transformée de Fourier : effet du bruit*, Mémoire de maîtrise, Université Laval, décembre 1999.
- [UCH01] Uchida, A., Y. Liu, I. Fischer, P. Davis and T. Aida, « Chaotic antiphase dynamics and synchronization in multimode semiconductor lasers », *Physical Review A*, vol. 64, p. 023 801/1–6, juin 2001.
- [VAN98] van Tartwijk, G. H. and G. P. Agrawal, « Laser instabilities : a modern perspective », *Progress in Quantum Electronics*, vol. 22, p. 43–122, 1998.
- [VAN95] van Tartwijk, G. H. M., A. M. Levine and D. Lenstra, « Sisyphus effect in semiconductor lasers with optical feedback », *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 1, no 2, p. 466–472, juin 1995.
- [VAN90] Vankwikelberge, P., G. Morthier and R. Baets, « CLADISS – A Longitudinal Multimode Model for the Analysis of the Static, Dynamic, and Stochastic Behavior of Diode Lasers with Distributed Feedback », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 26, no 10, p. 1728–1741, octobre 1990.

- [VAS95] Vasil'ev, P., *Ultrafast Diode Lasers : Fundamentals and Applications*, Artech House, Norwood, MA, 1995.
- [VAS93] Vasil'ev, P. P., « High-power high-frequency picosecond pulse generation by passively Q-switched 1.55 μm diode lasers », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, no 6, p. 1687–1692, juin 1993.
- [VAS96] Vassilovski, D., J. B. Georges and K. Y. Lau, « Carrier transport effects in active and passive modelocking of monolithic quantum-well lasers at millimeter-wave frequencies », *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 8, no 12, p. 1603–1605, décembre 1996.
- [WON00] Wong, Y. J., H. H. Chen, C. W. Lai, Y. W. Kiang and C. C. Yang, « Self modulation phenomena in an external-cavity semiconductor laser », *Optics Communications*, vol. 180, no 4-6, p. 317–321, juin 2000.
- [YAC04] Yacomotti, A. M., L. Furfaro, X. Hachair, F. Pedaci, M. Giudici, J. Tredicce, J. Javaloyes, S. Balle, E. A. Viktorov and P. Mandel, « Dynamics of multimode semiconductor lasers », *Physical Review A*, vol. 69, p. 53 816–1/9, 2004.
- [YAN06] Yang, W., « Self-starting mode locking by multi-spatial-mode active waveguiding », *Optics Letters*, vol. 31, no 15, p. 2287–2289, août 2006.
- [YAN07] Yang, W., N. J. Sauer, P. G. Bernasconi and L. Zhang, « Self-mode-locked single-section Fabry–Perot semiconductor lasers at 1.56 μm », *Applied Optics*, vol. 46, no 1, p. 113–116, janvier 2007.
- [YU95] Yu, J. and D. Bimberg, « Suppression of self-pulsation for tens of gigahertz optical pulses from passively mode-locked semiconductor lasers », *Applied Physics Letters*, vol. 67, no 22, p. 3245–3247, novembre 1995.
- [ZHU97] Zhu, B., I. H. White, R. V. Penty, A. Wonfor, E. Lach and H. D. Summers, « Theoretical Analysis of Timing Jitter in Monolithic Multisection Mode-Locked DBR Laser Diodes », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, no 7, p. 1216–1220, juillet 1997.

Annexe A

Dérivations des forces de Langevin

Cette annexe présente la dérivation des forces de Langevin qui interviennent dans les équations différentielles décrivant la dynamique photons-porteurs dans un matériau fait de semi-conducteurs. La démarche présentée est basée majoritairement sur l'article de Charles H. Henry [HEN86b] ainsi que sur les travaux de Mark Shtaif *et al.* [SHT98]. Une particularité de notre approche est l'utilisation, tout au long de la dérivation, du champ complexe. L'approche conventionnelle fait intervenir une conversion du champ complexe en intensité et en phase. La dérivation des forces de Langevin avec le champ complexe découle de la nature des équations différentielles pour lesquelles les forces sont calculées. Une autre particularité est reliée à l'utilisation d'un semi-conducteur fait de puits quantiques. Un tel matériau est composé de deux catégories de porteurs. Ils furent introduits à la section 3.1. Dans notre démarche, nous introduisons la corrélation croisée entre ces deux catégories de porteurs.

La force de Langevin $F_i(t)$ permet d'évaluer la distribution statistique d'une variable générique i . Cette force agit comme source dans l'équation différentielle qui régit l'évolution de la variable $i(t)$. La valeur moyenne de cette force est nulle $\langle F_i(t) \rangle = 0$. De plus, la description des forces comme faisant partie d'un système dit *markovien* est une supposition généralement adoptée. Cette affirmation implique que le processus aléatoire utilisé pour représenter les forces est sans mémoire et que la corrélation croisée de deux forces est décrite par une fonction delta de Dirac de sorte que :

$$\langle F_i(t, z) F_j^*(t', z') \rangle = 2D_{ij} \delta(t - t') \delta(z - z'), \quad (\text{A.1})$$

où D_{ij} est le coefficient de diffusion caractérisant l'ampleur de la corrélation entre les forces F_i et F_j^* . L'utilisation du symbole * fait appel au conjugué complexe. Les fonctions

deltas de Dirac $\delta(t-t')$ et $\delta(z-z')$ informent de l'absence complète de corrélation entre les forces non seulement en différents points le long du semi-conducteur, mais également pour différents instants. Pour la suite de l'annexe, nous éviterons de trop alourdir le contenu des équations en délaissant la dépendance spatiale z . Le lecteur doit cependant garder à l'esprit la nature propagative des équations différentielles qui nécessitent le calcul des forces de Langevin. La nature propagative qui implique un lien étroit entre l'espace-temps et la dimension spatiale z implique de ce fait la nécessité des deux fonctions de Dirac.

Dans la dérivation qui suit, nous établirons la valeur des coefficients de diffusion pour chacune des forces de Langevin introduite dans le cadre des équations (3.18)–(3.19)–(3.20). Dans ces équations, les forces de Langevin F_{A^\pm} , F_{N_a} et F_{N_b} ont servi à introduire le caractère aléatoire des champs en propagation contradirectionnelle A^\pm , de la densité des porteurs N_a et de la densité des porteurs N_b , respectivement. Afin de décrire complètement les forces en cause, celles-ci doivent être caractérisées par leur coefficient de diffusion représentant leur autocorrélation, mais également par les coefficients de diffusion décrivant les corrélations croisées. Selon Ahmed *et al.* [AHM01b], qui représente une référence très intéressante en regard du travail de la présente annexe, les travaux antérieurs négligent très souvent la corrélation croisée entre les porteurs et la phase du champ complexe.

Les itérations sur nos démarches pour dériver les forces de Langevin nous ont prouvé qu'il est préférable de manipuler des quantités reflétant les taux de photons et les taux de porteurs plutôt que des taux aux valeurs densimétriques [$A^\pm \equiv \sqrt{\text{photons/cm}^3}$, $N_{a,b} \equiv \text{porteurs/cm}^3$] utilisés dans les chapitres précédents. Cette réflexion est d'autant plus significative pour l'obtention des termes de corrélation croisée. Nous utiliserons le symbole † pour signifier l'approche photons-porteurs qui se distinguera des résultats densimétriques. Une simple conversion en fin de parcours permet d'obtenir les forces de Langevin pouvant être appliquées aux équations des chapitres précédents.

L'annexe présente en premier lieu la dérivation des termes de variances des sources de bruit (section A.1). Par la suite, la section A.2 affiche la dérivation des termes de covariances qui représente la corrélation croisée entre les sources de bruit. Finalement, la section A.3 regroupe la démarche mathématique permettant d'obtenir la matrice de covariance nécessaire dans la dérivation des équations des forces de Langevin.

A.1 Corrélations des sources de bruit

A.1.1 Champs A^\pm

Le coefficient de diffusion qui décrit la force du processus aléatoire associé aux champs complexes est donné par la valeur moyenne du taux d'émission spontanée des photons R_{sp} . Contrairement à Henry [HEN86b], nous utilisons une définition de R_{sp} qui ne fait pas intervenir le terme n_{sp} , mais plutôt l'approche utilisant le coefficient des recombinaisons radiatives B (connu également sous l'appellation de coefficient bimoléculaire). Pour les champs complexes exprimés en nombre de photons, la corrélation de la force de Langevin découle de l'approche combinée de [HEN86b] et [SHT98]. Les relations prennent la forme :

$$\begin{aligned}\langle F_{A^\dagger}(t)F_{A^\dagger}^*(t') \rangle &= R_{sp} \delta(t-t') = \beta B N_a^2 V_a \delta(t-t'), & [\text{photons/s}^2] \\ &= 2D_{A^\dagger A^\dagger} \delta(t-t'),\end{aligned}\tag{A.2}$$

$$\langle F_{A^\dagger}(t)F_{A^\dagger}(t') \rangle = \langle F_{A^\dagger}^*(t)F_{A^\dagger}^*(t') \rangle = 0,\tag{A.3}$$

où le coefficient bimoléculaire est le même qui intervient dans le calcul du temps de vie de porteurs. N_a désigne la densité de porteurs dans la zone active. La multiplication des termes $B N_a^2 V_a$ représente le taux de recombinaison radiative dans un volume V_a , le volume occupé par les porteurs N_a . De ce nombre, une quantité se couple au mode transverse représentant le profil spatial du champ électrique. Le coefficient de couplage β sert de quantificateur.

Puisque l'implémentation ultime de la force de Langevin du champ électrique s'ajoute au champ exprimé en partie réelle et imaginaire, il est nécessaire de dissocier ces deux parties dans les équations précédentes. Nous noterons A_{Re} la partie réelle de F_{A^\dagger} et A_{Im} sa partie imaginaire. Les équations (A.2) et (A.3) imposent les contraintes suivantes :

$$\langle A_{\text{Re}}(t)A_{\text{Re}}(t') \rangle = \langle A_{\text{Im}}(t)A_{\text{Im}}(t') \rangle = D_{A^\dagger A^\dagger} \delta(t-t'),\tag{A.4}$$

$$\langle A_{\text{Re}}(t)A_{\text{Im}}(t') \rangle = \langle A_{\text{Im}}(t)A_{\text{Re}}(t') \rangle = 0.\tag{A.5}$$

Ces contraintes seront utilisées pour simplifier l'expression de la matrice des corrélations

croisées (équation A.14).

Nous avons rejeté l'approche n_{sp} , car celle-ci affiche une divergence lorsque la densité des porteurs N_a coïncide avec la densité à transparence. En ce qui a trait à la représentation physique d'un système laser au-delà du seuil, cette problématique n'est pas rencontrée. Toutefois, dans le cadre de nos simulations, maintes fois nous avons simulé la physique du laser partant de l'émission spontanée.

A.1.2 Porteurs N_a

De manière générale, le coefficient de diffusion pour les porteurs s'obtient en sommant les taux de porteurs créés et les taux de porteurs annihilés. Pour ce faire, il ne suffit que de sommer la valeur absolue de chacun des termes de l'équation des taux [équation (3.19)]. Il ne faut toutefois pas oublier de convertir les valeurs densimétriques en nombre de porteurs ($\times V_a$). On obtient donc la corrélation de la force de Langevin pour les porteurs de la zone active en appliquant la relation suivante :

$$\langle F_{N_{a\dagger}}(t)F_{N_{a\dagger}}(t') \rangle = V_a \sum |\text{Termes équation (3.19)}| \delta(t - t') \quad [\text{porteurs}^2/s^2], \quad (\text{A.6})$$

pour obtenir explicitement le coefficient de diffusion comme étant :

$$\begin{aligned} \langle F_{N_{a\dagger}}(t)F_{N_{a\dagger}}(t') \rangle &= V_a \delta(t - t') \left\{ \left| \frac{V_b N_b}{V_a \tau_{\text{capt}}} \right| + \left| \frac{N_a}{\tau_{\text{esc}}} \right| \right. \\ &\quad + |\gamma_{sp}(N_a)N_a| + |D\partial_z^2 N_a| + \frac{v_g \omega}{cn} \\ &\quad \times \left| \left\{ |A^+|^2 \text{Im} \left[\chi \left(\omega + i \frac{\dot{A}^+}{A^+}, N_a \right) \right] + |A^-|^2 \text{Im} \left[\chi \left(\omega + i \frac{\dot{A}^-}{A^-}, N_a \right) \right] \right\} \right| \left. \right\}, \\ &= 2D_{a\dagger a\dagger} \delta(t - t'), \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

où l'explication des différents termes fut introduite dans le cadre de l'équation (3.19). Soulignons la notation allégée, sans la lettre N , pour le coefficient de diffusion $D_{a\dagger a\dagger}$ des porteurs N_a .

A.1.3 Porteurs N_b

Utilisant la même approche que pour les porteurs de la zone active, la corrélation de la force de Langevin pour les porteurs de la zone de pompage s'obtient en sommant la valeur absolue de chacun des termes de l'équation des taux appropriée :

$$\langle F_{N_b\dagger}(t)F_{N_b\dagger}(t') \rangle = V_b \sum |\text{Termes équation (3.20)}| \delta(t - t') \quad [\text{porteurs}^2/\text{s}^2], \quad (\text{A.8})$$

où la multiplication par V_b est, une fois de plus, nécessaire pour convertir les valeurs densimétriques en nombre de porteurs. Concrètement, la somme se traduit par l'équation suivante qui relie la variance de la force de Langevin au coefficient de diffusion :

$$\begin{aligned} \langle F_{N_b\dagger}(t)F_{N_b\dagger}(t') \rangle &= V_b \delta(t - t') \left\{ \left| \frac{I}{qV_b} \right| + \left| \frac{V_a N_a}{V_b \tau_{\text{esc}}} \right| + \left| \frac{N_b}{\tau_{\text{capt}}} \right| \right. \\ &\quad \left. + |\gamma_{sp}(N_b)N_b| + |D\partial_z^2 N_b| \right\}, \quad (\text{A.9}) \\ &= 2D_{b\dagger b\dagger} \delta(t - t'), \end{aligned}$$

où l'explication des différents termes fut introduite dans le cadre de l'équation (3.20). Une fois de plus, nous allégeons la notation en négligeant la lettre N pour le coefficient de diffusion $D_{b\dagger b\dagger}$ des porteurs N_b .

A.2 Covariances des sources de bruit

A.2.1 Champs A^\pm – porteurs N_a

Une difficulté particulière dans la dérivation des forces de Langevin est de déduire la corrélation entre les champs électriques et les porteurs de la zone active. Cette difficulté provient de la nature des équations différentielles couplées qui utilisent directement l'amplitude complexe du champ électrique plutôt que l'approche conventionnelle où l'amplitude (généralement l'intensité) et la phase du champ sont découplées en deux équations distinctes. Il est difficile de relier directement les résultats des travaux utilisant cette approche répandue à la nôtre.

On suppose que l'interaction entre les champs A^\pm et les porteurs n'affecte que les porteurs de la zone active de sorte que $\langle F_A(t)F_{N_b}(t') \rangle = 0$. Cette affirmation est reliée au fait que les transitions stimulées ne s'observent que pour les porteurs de la zone active.

Le terme de corrélation croisée des sources de bruit champs-porteurs, a comme résultat :

$$\begin{aligned} \langle F_{A^\dagger}(t)F_{N_{a^\dagger}}(t') \rangle &= -A^\pm \sqrt{V_A} R_{sp} \delta(t-t') \quad [\sqrt{\text{photons porteurs/s}^2}], \\ &= 2D_{A^\dagger a^\dagger} \delta(t-t'), \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

où V_A , le volume occupé par le champ électrique, est introduit afin de convertir les champs A^\pm en valeur densimétrique vers une quantité représentant le nombre de photons.

A.2.2 Porteurs N_a – porteurs N_b

Le coefficient de diffusion représentant la corrélation croisée entre les porteurs de la zone active et ceux de la zone de pompage se déduit des termes récurrents des équations des taux modifiées pour représenter le nombre de porteurs. Le coefficient de diffusion est alors obtenu en prenant la contrepartie négative de la somme des termes récurrents ce qui permet d'obtenir la relation suivante :

$$\begin{aligned} \langle F_{N_{a^\dagger}}(t)F_{N_{b^\dagger}}(t') \rangle &= - \left\{ \frac{V_a N_a}{\tau_{\text{esc}}} + \frac{V_b N_b}{\tau_{\text{capt}}} \right\} \delta(t-t') \quad [\text{porteurs}^2/\text{s}^2], \\ &= 2D_{a^\dagger b^\dagger} \delta(t-t'), \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

où le signe négatif tient compte du caractère de création/annihilation qui persiste entre ces deux catégories de porteurs. En d'autres mots, lorsqu'un porteur est créé dans une zone (dans le cadre du processus aléatoire corrélatant les deux régions), il provient nécessairement de l'autre zone qui doit afficher l'annihilation d'un porteur.

A.3 Matrice de corrélation des sources de bruit

Cette section a comme objectif de présenter les étapes mathématiques dans l'obtention de la matrice de corrélation (M_{cc}), représentative des corrélations entre les

coefficients de diffusion (D_{ij}) et les sources de bruit blanc. Les sources de bruit blanc représentent le caractère aléatoire tandis que les coefficients de diffusion quantifient la puissance du processus aléatoire. Nous verrons la nécessité d'introduire une matrice de transformation (M_t) qui lie les sources de bruit blanc aux coefficients de diffusion déterminant ainsi les forces de Langevin.

La démarche utilisée est celle du mémoire de Caroline S. Turcotte [TUR99] (annexe A, section A.2.2.1) à laquelle nous avons ajouté une catégorie de porteurs. De plus, Turcotte calcule une force de Langevin pour la puissance optique et une force de Langevin pour la phase du champ électrique tandis que nous représentons directement le champ complexe. Pour le traitement d'une variable complexe, comme nous l'avons introduit dans le cadre de l'équation (A.4), deux forces de Langevin sont introduites, soit une pour la partie réelle (A_{Re}), ainsi qu'une pour la partie imaginaire (A_{Im}). Notons que la démarche présentée propose les corrélations pour un des deux champs en propagation contradictoire. Le résultat final peut s'appliquer à l'un ou l'autre des deux champs pourvu que les variables aléatoires gaussiennes représentant les bruits blancs ne soient pas les mêmes (processus indépendants).

La matrice générale des corrélations croisées (M_{cc}) entre les différentes sources de bruit est la suivante :

$$\left\langle \begin{bmatrix} A_{\text{Re}}(t) \\ A_{\text{Im}}(t) \\ F_{N_{a\dagger}}(t) \\ F_{N_{b\dagger}}(t) \end{bmatrix} [A_{\text{Re}}(t')A_{\text{Im}}(t')F_{N_{a\dagger}}(t')F_{N_{b\dagger}}(t')] \right\rangle = M_{cc} \delta(t - t'), \quad (\text{A.12})$$

où les termes A_{Re} , A_{Im} , $F_{N_{a\dagger}}$ et $F_{N_{b\dagger}}$ servent à représenter, respectivement, les contributions des sources de bruit pour la partie réelle du champ, pour la partie imaginaire du champ, pour les porteurs de la zone active et finalement, pour les porteurs de la zone de pompage.

De manière plus compacte, M_{cc} s'exprime avec la matrice suivante :

$$M_{cc} = \left\langle \begin{bmatrix} A_{\text{Re}}^2 & A_{\text{Re}}A_{\text{Im}} & A_{\text{Re}}F_{N_{a\dagger}} & A_{\text{Re}}F_{N_{b\dagger}} \\ A_{\text{Im}}A_{\text{Re}} & A_{\text{Im}}^2 & A_{\text{Im}}a & A_{\text{Im}}b \\ F_{N_{a\dagger}}A_{\text{Re}} & F_{N_{a\dagger}}A_{\text{Im}} & F_{N_{a\dagger}}^2 & F_{N_{a\dagger}}F_{N_{b\dagger}} \\ F_{N_{b\dagger}}A_{\text{Re}} & F_{N_{b\dagger}}A_{\text{Im}} & F_{N_{b\dagger}}F_{N_{a\dagger}} & F_{N_{b\dagger}}^2 \end{bmatrix} \right\rangle, \quad (\text{A.13})$$

Tel que démontré dans les sections précédentes, nous avons élaboré les corrélations

qui existent entre les champs et les deux catégories de porteurs. Il fût alors stipulé que la corrélation entre les champs et les porteurs de la zone de pompage est nulle, soit $\langle A_{\text{Re}} F_{N_{b\dagger}} \rangle = \langle A_{\text{Im}} F_{N_{b\dagger}} \rangle = 0$. Il en va de même pour $\langle F_{N_{b\dagger}} A_{\text{Re}} \rangle = \langle F_{N_{b\dagger}} A_{\text{Im}} \rangle = 0$. En utilisant le formalisme des coefficients de diffusion ($2D_{ij}$), la matrice des corrélations croisées se simplifie pour donner :

$$M_{cc} = \begin{bmatrix} D_{A\dagger A\dagger} & 0 & \text{Re}[2D_{A\dagger a\dagger}] & 0 \\ 0 & D_{A\dagger A\dagger} & \text{Im}[2D_{A\dagger a\dagger}] & 0 \\ \text{Re}[2D_{a\dagger A\dagger}] & \text{Im}[2D_{a\dagger A\dagger}] & 2D_{a\dagger a\dagger} & 2D_{a\dagger b\dagger} \\ 0 & 0 & 2D_{b\dagger a\dagger} & 2D_{b\dagger b\dagger} \end{bmatrix}, \quad (\text{A.14})$$

où l'utilisation des symboles \dagger nous rappelle que les coefficients de diffusion furent obtenus pour des champs électriques et des porteurs de charge dont la normalisation est légèrement différente de celle utilisée dans le cadre des équations différentielles du chapitre traitant de la théorie. Mentionnons que la matrice de corrélation respecte la relation $M_{cc} = M_{cc}^T$ ce qui dicte les valeurs des coefficients de diffusion qui non pas été défini jusqu'à maintenant (par exemple, $2D_{b\dagger a\dagger} = 2D_{a\dagger b\dagger}$).

Nous sommes maintenant prêts à définir les forces de Langevin. Elles s'obtiennent d'une transformation linéaire des sources de bruit blanc. C'est la matrice de transformation (M_t) qui en multipliant la matrice des sources de bruit blanc donne les corrélations croisées entre les différents processus. Mathématiquement, le formalisme est le suivant :

$$\begin{bmatrix} A_{\text{Re}} \\ A_{\text{Im}} \\ F_{N_{a\dagger}} \\ F_{N_{b\dagger}} \end{bmatrix} = [M_t] \begin{bmatrix} Y_1 \\ Y_2 \\ Y_3 \\ Y_4 \end{bmatrix}, \quad (\text{A.15})$$

où les Y_i sont des processus aléatoires représentés par des bruits blancs gaussiens, de variance unitaire et de moyenne nulle.

Afin d'obtenir la matrice de transformation (M_t), nous utilisons la démarche de Turcotte. Dans notre application, la matrice M_t est de dimensions 4×4 aux coefficients m_{ij} . La transformation matricielle suivante utilise la matrice d'autocorrélation des variables gaussiennes qui est en réalité la matrice identité, de sorte que la multiplication matricielle doit être égale à la matrice des corrélations croisées :

$$M_{cc} = M_t I M_t^T, \quad (\text{A.16})$$

où M_t^T représente la transposée de la matrice M_t .

L'équation matricielle représentée par l'équation A.17 est en réalité un système sous-contraint de 16 équations et de 16 inconnues. Il y a donc un ensemble de solutions possibles qui permettent d'obtenir la même matrice de covariance. Étant donné la symétrie $M_{cc} = M_{cc}^T$, le système se réduit à 10 équations. La résolution de ce système demande quelques hypothèses. Les hypothèses suivantes ont été introduites pour simplifier la matrice de transformation et permettent d'obtenir la relation (A.17) : $m_{12} = 0, m_{13} = 0, m_{14} = 0, m_{21} = 0, m_{23} = 0, m_{24} = 0, m_{34} = 0, m_{41} = 0, m_{42} = 0$. Ces hypothèses sont celles qui favorisent un système d'équations simples.

$$M_t = \begin{bmatrix} \sqrt{D_{A\dagger A\dagger}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{D_{A\dagger A\dagger}} & 0 & 0 \\ \frac{\text{Re}[2D_{A\dagger a\dagger}]}{\sqrt{D_{A\dagger A\dagger}}} & \frac{\text{Im}[2D_{A\dagger a\dagger}]}{\sqrt{D_{A\dagger A\dagger}}} & \frac{\sqrt{FF}}{\sqrt{D_{A\dagger A\dagger}}} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\sqrt{D_{A\dagger A\dagger} 2D_{a\dagger b\dagger}}}{\sqrt{FF}} & \sqrt{2D_{b\dagger b\dagger} - \frac{D_{A\dagger A\dagger} 2D_{a\dagger b\dagger}^2}{\sqrt{FF}}} \end{bmatrix}, \quad (\text{A.17})$$

où le terme FF , introduit pour simplifier l'écriture, prend la forme :

$$FF = D_{A\dagger A\dagger} 2D_{a\dagger a\dagger} - \text{Im}[2D_{A\dagger a\dagger}]^2 - \text{Re}[2D_{A\dagger a\dagger}]^2 \quad [\text{photons porteurs}^2/\text{s}^4]. \quad (\text{A.18})$$

Les forces de Langevin découlent donc de la matrice de covariance et des variables gaussiennes de sorte que :

$$\begin{bmatrix} A_{\text{Re}} \\ A_{\text{Im}} \\ F_{N_{a\dagger}} \\ F_{N_{b\dagger}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{D_{A\dagger A\dagger}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{D_{A\dagger A\dagger}} & 0 & 0 \\ \frac{\text{Re}[2D_{A\dagger a\dagger}]}{\sqrt{D_{A\dagger A\dagger}}} & \frac{\text{Im}[2D_{A\dagger a\dagger}]}{\sqrt{D_{A\dagger A\dagger}}} & \frac{\sqrt{FF}}{\sqrt{D_{A\dagger A\dagger}}} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\sqrt{D_{A\dagger A\dagger} 2D_{a\dagger b\dagger}}}{\sqrt{FF}} & \sqrt{2D_{b\dagger b\dagger} - \frac{D_{A\dagger A\dagger} 2D_{a\dagger b\dagger}^2}{\sqrt{FF}}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} Y_1 \\ Y_2 \\ Y_3 \\ Y_4 \end{bmatrix}, \quad (\text{A.19})$$

Finalement,

$$\begin{bmatrix} A_{\text{Re}} \\ A_{\text{Im}} \\ F_{N_{a\dagger}} \\ F_{N_{b\dagger}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{D_{A\dagger A\dagger}} Y_1 \\ \sqrt{D_{A\dagger A\dagger}} Y_2 \\ \frac{\text{Re}[2D_{A\dagger a\dagger}]}{\sqrt{D_{A\dagger A\dagger}}} Y_1 + \frac{\text{Im}[2D_{A\dagger a\dagger}]}{\sqrt{D_{A\dagger A\dagger}}} Y_2 + \frac{\sqrt{FF}}{\sqrt{D_{A\dagger A\dagger}}} Y_3 \\ \frac{\sqrt{D_{A\dagger A\dagger} 2D_{a\dagger b\dagger}}}{\sqrt{FF}} Y_3 + \sqrt{2D_{b\dagger b\dagger} - \frac{D_{A\dagger A\dagger} 2D_{a\dagger b\dagger}^2}{\sqrt{FF}}} Y_4 \end{bmatrix}, \quad (\text{A.20})$$

Pour utiliser ces résultats dans les équations différentielles du chapitre trois, il faut faire la conversion vers les valeurs densimétriques. Elles s'obtiennent simplement par la relation suivante qui fait intervenir le volume occupé par le champ électrique (V_A), le volume occupé par les porteurs de la zone active (V_a) ainsi que le volume occupé par les porteurs de la zone de pompage (V_b).

$$\begin{bmatrix} A_{\text{Re}} \\ A_{\text{Im}} \\ F_{N_a} \\ F_{N_b} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{\text{Re}}/\sqrt{V_A} \\ A_{\text{Im}}/\sqrt{V_A} \\ F_{N_{a\dagger}}/V_a \\ F_{N_{b\dagger}}/V_b \end{bmatrix}. \quad (\text{A.21})$$

A.4 Intégration pour une approche numérique

Pour intégrer les forces de Langevin aux équations différentielles du chapitre portant sur les simulations numériques, il faut discrétiser les résultats. Ceci s'obtient très simplement en divisant les résultats de la partie droite de l'équation (A.21), à la manière décrite dans [AHM01a], par $\sqrt{\Delta t}$, soit le pas temporelle de la simulation. Ce n'est que l'interprétation numérique de la fonction $\delta(t - t')$.

Annexe B

Symboles

Le tableau suivant résume les symboles utilisés dans cette thèse. Il peut servir de référence au lecteur en tout temps. Ce tableau fut également très utile lors de la rédaction pour éviter les doublons tout en favorisant l'uniformisation de l'écriture des symboles.

Lorsque la pertinence le permet, nous avons indiqué une valeur numérique typique pour les symboles. La valeur numérique aux tableaux du chapitre des simulations prédomine dans l'éventualité d'une inconsistance.

Tableau B.1: Liste des symboles utilisés et leur description.

<i>Symbole</i>	<i>Description</i>	<i>Valeur typique</i>	<i>Unité</i>
α	Facteur général d'élargissement de la raie	-	-
α_H	Facteur d'élargissement de la raie à valeur constante	-	-
α_p	Facteur d'élargissement de la raie pour le maximum de gain	-	-
α_i	Pertes internes de propagation dans le SOA	10	1/cm
β	Coefficient de couplage de l'émission spontanée dans le mode transversal	1.0×10^{-4}	-
χ^\dagger	Susceptibilité électrique	-	-
χ	Susceptibilité électrique avec terme de saturation	-	-
χ_0	Coefficient de gain du matériau semi-conducteur	0.254	-
$\Delta\tau$	FWHM d'une impulsion	-	s
$\Delta\nu$	FWHM du spectre optique	-	Hz
$\Delta\nu$	Écart de fréquence par rapport à fréquence nominale	-	Hz
Δt	temps de parcours dans un segments du SOA ou de la cavité externe	-	s
Δz_{air}	Longueur de chaque segment de la cavité externe	-	m

Suite à la page suivante

<i>Symbole</i>	<i>Description</i>	<i>Valeur typique</i>	<i>Unité</i>
Δz_{SOA}	Longueur de chaque segment du SOA	-	m
η	Facteur du filtrage numérique	-	-
ε	Paramètre non-linéaire de compression/saturation du gain	10^{-17}	cm^3
γ	Inverse du temps de déphasage de la polarisation	1.9×10^{13}	1/s
Γ	Facteur de confinement du mode transversal à la région active	0.025	-
λ_0	Longueur d'onde nominale de la transition	1565	nm
Λ	Terme de saturation du gain	-	-
ν	Fréquence d'oscillation du champ électrique	-	Hz
ω	Fréquence angulaire d'oscillation du champ électrique	-	rad/s
ω_0	Fréquence nominale de la transition entre la bande de conduction et la bande de valence	-	rad/s
σ	Coefficient de renormalisation de la bande interdite	0.2	-
σ_A	Section transverse du mode TE	-	m^2
τ_{capt}	Taux de capture des porteurs dans les puits quantiques	2	ps
τ_{esc}	Taux de fuite des porteurs dans les puits quantiques	-	s
τ_{esc}^0	Taux de fuite des porteurs pour de faibles valeurs de N_a	500	ps
τ_r	Taux de répétition des impulsions	-	s
Θ	Paramètre du filtrage numérique	-	-
a	Coefficient de gain différentiel	-	cm^2
A	Coefficient pour les recombinaisons nonradiatives	6.1×10^8	1/s
A^+	Amplitude du champ électrique se propageant selon $+z$	-	$\sqrt{\text{photons}/\text{cm}^3}$
A^-	Amplitude du champ électrique se propageant selon $-z$	-	$\sqrt{\text{photons}/\text{cm}^3}$
A_t	Amplitude du champ électrique transmis par le coupleur	-	$\sqrt{\text{photons}/\text{cm}^3}$
b	Coefficient du niveau constant de l'indice de réfraction	2×10^4	-
B	Coefficient pour les recombinaisons radiatives	4.8×10^{-11}	cm^3/s
c	Vitesse de la lumière dans le vide	299792458	m/s
C	Coefficient des recombinaisons Auger	2.7×10^{-29}	cm^6/s
D	Coefficient ambipolaire	5×10^{-4}	m^2/s
D_a	Ratio de densités des porteurs	-	-
E_p	Énergie par impulsion	-	J
f	Fréquence de Fourier	-	Hz
f_{inst}	Fréquence instantanée	-	Hz

Suite à la page suivante

<i>Symbole</i>	<i>Description</i>	<i>Valeur typique</i>	<i>Unité</i>
f_r	Fréquence de répétition des impulsions laser	-	Hz
F	Expression pour la dépendance (ω, N_a) pour la susceptibilité avec compression non-linéaire	-	-
$F_{ps/ms}$	Facteur pour convertir la trace d'autocorrélation	-	ps/ms
F_A	Force de Langevin pour l'amplitude des champs	-	$\sqrt{\text{photons/cm}^3} \text{ s}^{-1}$
F_{N_a}	Force de Langevin pour les porteurs de la zone active	-	porteurs/cm ³ s ⁻¹
F_{N_b}	Force de Langevin pour les porteurs de la zone de pompage	-	porteurs/cm ³ s ⁻¹
G_r	Valeur crête à creux de la modulation du spectre optique	-	-
G_s	Gain linéaire non saturé de l'amplificateur	-	-
I	Courant injecté dans le SOA	-	A
I_{sat}	Courant de saturation offrant le maximum de puissance	-	A
I_{th}	Courant seuil laser	-	A
I_{trans}	Courant à transparence du SOA	-	A
j	Nombre de segments dans la discrétisation du SOA uniquement	-	-
k	Nombre de segments dans la discrétisation du dispositif laser/amplificateur	-	-
K_i	ième évaluation de la fonction intervenant dans la méthode Runge-Kutta	-	-
L_1	Distance de positionnement du miroir (coupleur) à la droite du SOA	-	m
L_2	Distance de positionnement du miroir (métallique ou réseau de diffraction) à la gauche du SOA	-	m
L_{SOA}	Longueur du SOA	$1 * 10^{-3}$	m
n	Indice de réfraction dans le SOA	3.5	-
N	Nième harmonique du FSR	-	-
N_0	Densité de porteurs dans l'expression pour τ_{esc}	$1.01 * 10^{19}$	porteurs/cm ³
N_a	Densité des porteurs dans la zone active	-	porteurs/cm ³
N_b	Densité des porteurs dans la zone de pompage	-	porteurs/cm ³
N_t	Densité des porteurs à transparence	$2.2 * 10^{18}$	porteurs/cm ³
p	Paramètre de la courbure de l'expression pour τ_{esc}	$5.18 * 10^{-18}$	cm ³
P_1	Puissance mesurée du côté de la facette 1 du SOA	-	W
P_2	Puissance mesurée du côté de la facette 2 du SOA	-	W
P_2^{ASE}	Puissance d'ASE mesurée du côté de la facette 2 du SOA	-	W
P_i	Puissance injectée dans le SOA	-	W
P_p	Puissance crête d'une impulsion	-	W ou V
r_1	Coefficient de réflexion du coupleur de sortie du laser	-	-

Suite à la page suivante

<i>Symbole</i>	<i>Description</i>	<i>Valeur typique</i>	<i>Unité</i>
r_2	Coefficient de réflexion du miroir métallique	-	-
$r_{1\text{SOA}}$	Coefficient de réflexion de la première facette du SOA	-	-
$r_{2\text{SOA}}$	Coefficient de réflexion de la deuxième facette du SOA	-	-
$R_{1\text{SOA}}$	Réflectance de la première facette du SOA	4×10^{-4}	-
$R_{2\text{SOA}}$	Réflectance de la deuxième facette du SOA	4×10^{-4}	-
t_1	Coefficient de transmission du coupleur de sortie	-	-
t_i	ième incrément temporel de la simulation	-	-
$t_{i\text{max}}$	Valeur maximale que peut prendre t_i	-	-
t_{labo}	Temps physiquement mesurable lors d'une expérimentation	-	s
T_a	Épaisseur de la zone active	20	nm
T_b	Épaisseur de la zone de pompage	150	nm
T_{SOA}	Coefficient de transmission pour chacune des facettes du SOA	-	-
u	Expression pour la dépendance en fréquence de la susceptibilité	-	-
V_A	Volume occupé par le mode transverse du champ électrique	-	cm^3
V_a	Volume de la zone active	-	cm^3
V_b	Volume de la zone de pompage	-	cm^3
v_g	Vitesse de groupe dans le SOA	-	m/s
W	Largeur de la bande de courant d'injection	2.5	μm

Fin table des symboles

Annexe C

Sigles et acronymes

Le tableau suivant résumé les sigles utilisés ainsi que les abréviations adoptées tout au long de cette thèse. Il peut être intéressant de s'y référer au besoin. L'utilisation du français et de l'anglais découle directement du contexte dans lequel nous, scientifique francophone, évoluons.

Tableau C.1: Liste des sigles et acronymes utilisés.

<i>Sigles/Acronymes</i>	<i>Description</i>
AR	Antireflet, anti-réflexion
AS	Absorbant saturable
ASE	Amplified Spontaneous Emission
CH	Carrier Heating
DFB	Distributed FeedBack
DSP	Densité spectrale de puissance
EDC	Équations différentielles couplées
EDFA	Erbium Doped Fiber Amplifier
FP	Fabry-Perot
FSR	Free Spectral Range
FWHM	Full Width Half-Maximum
INF10GHz	Oscilloscope à déclenchement unique de bande passante 10 GHz
INF53GHz	Oscilloscope à échantillonnage de bande passante optique 53 GHz
InGaAsP	Indium-Galium-Arsenide-Phosphate
LFF	Low Frequency Fluctuations
LSHB	Longitudinal Spatial Hole Burning
MSA	Microwave Spectrum Analyser
OSA	Optical Spectrum Analyser
RF	Radio-fréquence
SHB	Spectral Hole Burning

Suite à la page suivante

<i>Sigles/Acronymes</i>	<i>Description</i>
SMA	Synchronisation modale active
SMA	Synchronisation modale hybride
SMP	Synchronisation modale passive
SNR	Signal to Noise Ratio
SOA	Semiconductor Optical Amplifier
SPI	Saturation spatiale inhomogène
VCSEL	Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser
VN	Valeur nominale

Fin liste des sigles et acronymes