



HAL
open science

Caractérisations de structures à base d'îlots, bâtonnets quantiques en termes de bruit, non linéarité et d'injection optique

Zhenyu Hao

► **To cite this version:**

Zhenyu Hao. Caractérisations de structures à base d'îlots, bâtonnets quantiques en termes de bruit, non linéarité et d'injection optique. Autre [cond-mat.other]. Université de Rennes, 2013. Français. NNT : 2013REN1S096 . tel-00940272

HAL Id: tel-00940272

<https://theses.hal.science/tel-00940272>

Submitted on 31 Jan 2014

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

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



THÈSE / UNIVERSITÉ DE RENNES 1
sous le sceau de l'Université Européenne de Bretagne

pour le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE RENNES 1

Mention : PHYSIQUE

Ecole doctorale SDLM

présentée par

Zhenyu HAO

préparée à l'unité de recherche UMR 6082 Foton
École Nationale Supérieure des Sciences Appliquées et de Technologie

**Caractérisations de
structures à base
d'îlots et bâtonnets
quantiques en termes
de bruit, de non-
linéarité et d'injection
optique**

**Thèse soutenue à Lannion
le 15 octobre 2013**

devant le jury composé de :

Olivier GAUTHIER-LAFAYE

Chargé de recherche, CNRS LAAS / *rapporteur*

Ammar SHARAIHA

Professeur, ENIB, CNRS Lab-STICC / *rapporteur*

Frederic VAN DIJK

Ingénieur de recherche, III-V Lab / *examineur*

Alain LE CORRE

Professeur, INSA, CNRS FOTON / *examineur*

Jean-Claude SIMON

Professeur, ENSSAT, CNRS FOTON / *examineur*

Laurent BRAMERIE

Ingénieur de recherche, ENSSAT, CNRS FOTON /
Invité

Pascal BESNARD

Professeur, ENSSAT, CNRS FOTON / *directeur de
thèse*

Remerciements

Les travaux de ce doctorat ont été réalisés au sein de l'unité FOTON dans le groupe «Lasers & Télécoms» de l'équipe Systèmes Photoniques. Je tiens donc à remercier Jean-Claude SIMON, ancien directeur du laboratoire, et Pascal BESNARD, directeur du laboratoire, pour m'avoir accueilli.

Tout d'abord, je tiens à exprimer toute ma gratitude à Pascal BESNARD, professeur à l'ENSSAT, pour la direction de ce doctorat. Pascal a su être présent durant ces années, malgré les lourdes tâches qui l'incombaient en tant que directeur du laboratoire. J'ai apprécié tout son soutien, ses encouragements et ses efforts pour m'aider dans ma recherche, et notamment dans la rédaction à la fin de cette thèse.

Je remercie les rapporteurs, Olivier GAUTHIER-LAFAYE et Ammar SHARAIHA, d'avoir eu la gentillesse d'étudier mes travaux de thèse via ce manuscrit. Je suis également reconnaissant aux autres membres du jury, Frederic VAN DIJK, Alain LE CORRE et Jean-Claude SIMON, d'avoir accepté d'y participer.

Je tiens à remercier toutes les personnes du groupe Lasers & Télécoms. Tout d'abord Yohann LÉGUILLON, Kenny HEY TOW et Alphonse RASOLONIAINA qui m'ont accompagné durant ces années. Je les remercie pour m'avoir aidé dans le travail et dans la vie ainsi que pour m'avoir initié à \LaTeX . Ensuite, Schadrac FRESNEL, Vincent HUET et Thi Kim Ngân NGUYEN, ainsi que les permanents Patrice FÉRON et Thierry CHARTIER qui m'ont donné des conseils, grâce à leur bonne humeur, l'ambiance de travail a été agréable. Parmi les "anciens", je n'oublie pas Jean-François HAYAU qui m'a aidé à m'intégrer dans le sujet de thèse ; Stéphane TRÉBAOL et Olivier VAUDEL qui m'ont accueilli amicalement pendant mon stage de master ; Alexandra LAGROST et Quoc-Thai NGUYEN qui ont partagé le bureau avec moi.

Je suis aussi très reconnaissant aux personnes au sein du laboratoire avec lesquelles j'ai pu travailler. Je tiens à remercier Laurent BRAMERIE, qui a voulu examiner mes résultats, et Mathilde GAY, avec qui nous avons travaillé pour un projet. Merci aussi à Philippe ROCHARD, Sébastien LOBO et Eric BORGNE pour leur support pendant mes expérimentations. Je remercie particulièrement les secrétaires du laboratoire, Réjane ÉTESSE sans oublier Danielle GRAVIOU et Carole PERROT pour leur efficacité et leur sympathie. Grâce à elles, la vie à Lannion est rendue plus facile pour les étrangers.

Je tiens également à remercier les personnes de l'équipe OHM de FOTON à l'INSA avec lesquelles j'ai pu travailler pendant ma thèse : Hervé FOLLIOU, Alain LE CORRE, Rozenn PIRON, ainsi que les doctorants Jean-Philippe GAUTHIER, Kamil KLAIME et Dame THIAM.

Au sein du service technique de l'école, je remercie Stéphane CHEHAYED et Serge LE FLÉCHER pour leur efficacité à résoudre mes problèmes informatiques ou autres problèmes techniques, ainsi que Henry L'HER pour toute l'aide qu'il a pu m'apporter pendant le travail. Grand merci aussi aux personnes de la scolarité de l'école, Françoise TOUPIN, Catherine DELEN et Christian SAUQUET.

Enfin, je suis infiniment reconnaissant à ma famille, mes parents, ma femme et mon fils Lucca, pour tout ce qu'ils m'apportent au quotidien. Sans eux, cette thèse ne serait pas ce qu'elle est aujourd'hui...

Table des matières

Table des figures	vii
Liste des tableaux	xi
Introduction	1
1 Introduction des lasers à semi-conducteurs	3
1.1 Généralités sur les lasers	3
1.1.1 Interactions matière-rayonnement	3
1.1.2 Les «ingrédients» du laser	5
1.2 Intérêt des structures à base d'îlots quantiques et de bâtonnets quantiques	10
1.2.1 Des structures massives aux structures à îlots quantiques	11
1.2.2 Potentialités théoriques des boîtes quantiques	14
1.2.3 L'état de l'art des structures à base d'îlots quantiques et de bâtonnets quantiques	17
2 Etudes du bruit d'intensité	19
2.1 Modélisation du bruit d'intensité	19
2.2 Modélisation du bruit d'intensité dans les lasers à îlots quantiques	21
2.2.1 Solutions stationnaires	22
2.2.2 Études dynamiques	24
2.2.3 Modélisation du RIN	24
2.3 Bruits liés à la détection optique	26
2.3.1 Détection optique	26
2.3.2 Bruits à la détection	27
2.3.3 Détection du bruit d'intensité	28
2.4 Principe de mesure du bruit d'intensité	29
2.4.1 Estimation des bruits indésirables	29
2.4.2 Mesure de RIN	33
3 Laser monomode DFB à bâtonnets quantiques	35
3.1 Caractéristiques statiques	35
3.1.1 Mise en oeuvre	35
3.1.2 Caractéristiques	37
3.1.3 Bruit d'intensité RIN	38
3.2 Influence d'une injection optique	42
3.2.1 Historique et applications de l'injection optique	42
3.2.2 Principe de l'injection optique	45

3.2.3	Différents régimes d'injection	46
3.2.4	Cartographie de l'injection optique	49
3.2.5	Études expérimentales pour un laser DFB à semi-conducteurs massifs	50
3.2.6	Études expérimentales pour un laser DFB à bâtonnets quantiques	53
3.2.7	Comparaisons des résultats	58
4	Laser multi-mode à base d'îlots et de bâtonnets quantiques	59
4.1	Présentation des lasers	59
4.2	Caractéristique	61
4.3	Largeur de raie	63
4.4	Études du bruit d'intensité	64
4.4.1	Résultats expérimentaux	65
4.4.2	Comparaison entre structure QDash et QDot	68
4.5	Injection optique	78
4.5.1	Laser à îlots quantiques	78
4.5.2	Laser à bâtonnets quantiques	84
4.5.3	Comparaisons des résultats expérimentaux	88
4.6	Études de la contre-réaction	92
	Conclusion	101
A	Modélisation du bruit d'amplitude	103
A.1	Équations d'évolution	103
A.1.1	Gain de la structure	103
A.1.2	Recombinaison spontanée	104
A.1.3	Équation d'évolution de la densité de porteurs	105
A.1.4	Équation d'évolution de la densité de photons	106
A.2	Étude du système	106
A.2.1	Solutions stationnaires	106
A.2.2	Étude dynamique	107
A.3	Modélisation du bruit d'amplitude	109
A.3.1	Expression général	109
A.3.2	Forces de Langevin	110

Table des figures

1.1	Modèle d'un milieu à deux niveaux.	4
1.2	Représentation schématique des transitions électroniques possibles dans un modèle à deux niveaux.	4
1.3	Principe de fonctionnement d'un laser.	6
1.4	Schéma de principe d'une cavité Fabry-Perot.	8
1.5	Schéma de principe d'une cavité DBR.	9
1.6	Schéma de principe d'une cavité DFB.	10
1.7	Transitions possibles suivant le statistique de Fermi-Dirac.	12
1.8	Illustration du confinement spatial et des densités d'état d'un matériau massif, de puits, de fils et de boîtes quantiques.	14
1.9	Densité d'états de la bande de conduction (CB) et de la bande de valence (VB) pour le système 2D idéal (ρ_{QW}), et le système 0D idéal (ρ_{QW}), et densité d'états occupés (zone hachurées et points noirs) a) au seuil de transparence, et b) au-delà du seuil.	15
1.10	Gain maximum en fonction de la densité de courant, calculé pour les structures massives et celles de puits quantiques, de fils quantiques et de boîtes quantiques des matériaux GaAs/GaAlAs	16
1.11	Gains spectraux calculés pour les structures massives et celles de puits quantiques, de fils quantiques et de boîtes quantiques des matériaux GaAs/GaAlAs	18
2.1	Exemple de courbe de RIN d'un laser à semi-conducteur et la modélisation du bruit.	20
2.2	Diagramme du système énergétique et des processus de relaxation des porteurs dans les îlots quantiques, modèle proposé par Sugawara [1].	22
2.3	Exemple d'un fit en utilisant l'expression (2.25), sur une mesure de RIN d'un laser DFB QDash.	27
2.4	Principe de la mesure de RIN	29
2.5	Bruit thermique pour deux bancs de mesure différents	31
2.6	DSP du laser Lightwave	32
2.7	DSP Normalisée des lasers de référence par rapport au photocourant	32
3.1	Photographie du montage statique	36
3.2	Photographie du montage dynamique	36
3.3	Caractéristique en puissance optique du laser en fonction du courant de polarisation	37
3.4	Caractéristique en largeur de raie du laser en fonction de l'inverse du courant de polarisation	37
3.5	Mesures des bruit d'intensité du laser DFB QDash.	38
3.6	Mesures des bruit d'intensité du laser DFB massif.	39
3.7	Comparaison de RIN intégré entre le laser DFB QDash et le laser DFB massif en fonction de taux de pompage.	40

3.8	Mesures de RIN du laser DFB massif et du laser DFB QDash à 3 fois courant de seuil, fittés avec l'équation (2.3).	40
3.9	Fréquence de relaxation et taux d'amortissement en fonction du taux de pompage.	41
3.10	Principe de l'injection optique	45
3.11	Spectres caractéristiques du régime d'accrochage total.	46
3.12	Spectres caractéristiques du régime de mélange d'onde simple.	47
3.13	Spectres caractéristiques du régime de mélange d'onde double.	47
3.14	Spectres caractéristiques du régime de relaxation.	48
3.15	Spectres caractéristiques du régime de chaos.	48
3.16	Montage expérimental pour l'injection optique	50
3.17	Cartographies expérimentales d'une puce laser DFB à semi-conducteurs massifs.	52
3.18	Cartographies expérimentales du laser DFB QDash polarisé à 1,1 fois son seuil.	55
3.19	Cartographies expérimentales du laser DFB QDash polarisé à 1,4 fois son seuil.	56
3.20	Cartographies expérimentales du laser DFB QDash polarisé à 3 fois son seuil.	57
4.1	Schémas des puces laser QDash et QDot.	60
4.2	Description structurale des lasers QDot.	60
4.3	Caractéristiques puissance optique en fonction du courant.	61
4.4	Études des spectres optiques pour le laser 4824 #9.	62
4.5	Études des spectres optiques pour le laser 61872-10.	63
4.6	Largeurs de raie des lasers à bâtonnets quantiques en fonction de longueur d'onde	64
4.7	Mesures des bruits d'intensité du laser QDot 4824#9.	65
4.8	La fréquence de relaxation au carré et le taux d'amortissement en fonction du taux de pompage du laser QDot 4824#9.	66
4.9	Les mesures de RIN du laser QDash 61782-10 à 3 fois son courant de seuil, pour différents nombres de modes filtrés.	67
4.10	RINs intégrés (entre 10 MHz et 10 GHz) en fonction de nombres de modes optiques pour les 3 lasers à bâtonnets quantiques: 61872-10 (d'ISL 97 GHz), 61782-10 (40 GHz) et 61850-10 (26GHz).	68
4.11	Mesures des bruits d'intensité du laser QDash d'ISL 97 GHz.	69
4.12	Mesures et modélisations de RIN du laser à bâtonnets quantiques 61872-10 pour différents taux de pompage.	70
4.13	Mesures des bruits d'intensité du laser QDot 4743.	71
4.14	Mesures et modélisations de RIN du laser à îlots quantiques 4743-2G pour différents taux de pompage.	72
4.15	Comparaisons de mesures de RIN entre le laser à bâtonnets quantiques 61872-10 et le laser à îlots quantiques 4743-2G, pour différents taux de pompage.	73
4.16	Fréquence de relaxation et taux d'amortissement en fonction du taux de pompage pour le laser QDash et QDot.	74
4.17	Cartographie d'injection optique du laser à îlots quantiques 4824#9 pompé à 1,1 fois son courant de seuil, désaccord sens décroissant	76
4.18	Cartographie d'injection optique du laser à îlots quantiques 4824#9 pompé à 1,1 fois son courant de seuil, désaccord sens croissant	77
4.19	Spectres caractéristiques du régime de relaxation double.	80
4.20	Spectres caractéristiques du régime de relaxation (4824).	80
4.21	Spectres caractéristiques du régime de mélange d'onde simple (4824).	81
4.22	Spectres caractéristiques du régime de mélange d'ondes double (4824).	81

4.23 Spectres optique du régime d'accrochage total accompagné d'extinction des modes non injectés.	82
4.24 Cartographie d'injection optique du laser à îlots quantiques 4824#9 pompé à 1,5 fois son courant de seuil	83
4.25 Cartographie d'injection optique du laser QDash 63505 pompé à 15 mA (1,1 fois de son seuil).	85
4.26 Cartographie d'injection optique du laser QDash 63505 pompé à 19,3 mA (1,5 fois de son seuil).	86
4.27 Cartographie d'injection optique du laser QDash 61872-10 pompé à 16,96 mA (1,1 fois de son seuil).	89
4.28 Cartographie d'injection optique du laser QDash 61872-10 pompé à 23,12 mA (1,5 fois de son seuil).	90
4.29 Cartographie d'injection optique du laser QDash 61872-10 pompé à 46,26 mA (3 fois de son seuil).	91
4.30 Contre-réaction optique au couplage optique.	92
4.31 Spectres RF du laser pour différentes conditions de contre-réaction.	93
4.32 Influence de la contre-réaction optique sur la largeur de raie optique.	93
4.33 Évolutions de la fréquence et de la largeur du pic de battement du spectre RF en fonction de déplacement pour le laser 61782-10.	94
4.34 Évolutions de la largeur du pic de battement du spectre RF et de RIN intégré d'un mode en fonction de déplacement pour le laser 61782-10.	95
4.35 Exemples de mesure de RIN pour différents cas de contre-réaction.	95
4.36 Montage adapté pour l'étude de la contre-réaction optique.	96
4.37 Étude de la fréquence du battement en CR optique avec la présence d'une deuxième cavité pour le laser 61850-10.	97
4.38 Étude de la largeur du battement en CR optique avec la présence d'une deuxième cavité pour le laser 61850-10.	98
4.39 Étude de l'intégrale de RIN en CR optique avec la présence d'une deuxième cavité pour le laser 61850-10.	98

Liste des tableaux

2.1	Paramètres principaux du modèle Sugawara [1]	23
4.1	Longueur de cavité et ISL des Lasers	59
4.2	Caractéristiques P(I) des lasers	61
4.3	Paramètres des modélisations de RIN du laser 61872-10.	70
4.4	Paramètres des modélisations de RIN du laser 4743.	72
4.5	Paramètres relevés des mesures de RIN du laser QDash 61872-10 et du laser QDot 4743.	75

Introduction

Les lasers à semi-conducteurs ont été choisis comme source optique dans nombreux domaines, notamment dans le domaine des télécommunications, grâce à leurs caractéristiques intéressantes : faible encombrement, bon rendement, facilité de modulation, etc. Pour la décade passée, les lasers à base d'îlots quantiques (QDot) et de bâtonnets quantiques (QDash) ont attiré beaucoup d'attentions. Des propriétés remarquables, comme par exemple leur fort gain, leur effet non-linéaire renforcé, etc, ont été observées. Elle sont principalement liées au confinement des porteurs en trois dimensions dans les îlots quantiques, très souvent nommés «*atomes artificiels*».

La plupart des études ont porté sur des structures à îlots-bâtonnets InAs-InGaAs à $1,3 \mu\text{m}$ [2–5], ce que récemment que des structures à $1,55 \mu\text{m}$ ont été réalisées [6]. En 2006, GOSSET [7] a observé de verrouillage de modes stable pour les diodes lasers Fabry-Perot mono-section à base de bâtonnets quantiques, avec une croissance sur substrat InP. Ces lasers à verrouillage de modes (MLLs : Mode-Locked Lasers) présentent des avantages avec un fort gain différentiel, un courant de seuil faible, une haute température caractéristique, une large plage de longueurs d'ondes de verrouillage présentant une bonne platitude de gain. Dans cette thèse, plusieurs diodes laser de ce type sont caractérisées en terme de bruit d'intensité et d'injection optique afin de relever les paramètres intrinsèques des lasers. Ces études font partie du projet Teldot (Telecom applications based on quantum Dot devices) financé par l'ANR (Agence Nationale de la Recherche). Ce projet a pour objectif d'exploiter totalement les potentiels des MLLs QDot/QDash pour les applications télécommunications optiques métropolitaines. Ces études n'auraient pas pu se faire sans III-V Lab. Nous avons également pu étudier des lasers à base d'îlots quantiques dont la croissance du matériau a été faite au laboratoire par l'équipe OHM et dont le composant a été fabriqué au LPN.

Organisation du manuscrit

Ce manuscrit de thèse est composé de quatre chapitres. Le premier chapitre introduit des propriétés très générales sur les lasers à semi-conducteurs et présente des intérêts des structures à base d'îlots quantiques et de bâtonnets quantiques.

Le deuxième chapitre présente les notions liées au bruit d'intensité (RIN : Relative Intensity Noise) d'un laser. Il détaille la modélisation du RIN pour un laser à îlots quantiques en considérant la présence de la couche de mouillage. Le principe de mesure du RIN est aussi montré dans cette partie.

Le troisième chapitre sert à présenter les résultats expérimentaux d'un laser DFB à bâtonnets quantiques en termes de bruit et d'injection optique. L'étude du bruit d'intensité permet de déduire certains paramètres qui peuvent alors être comparés à ceux d'un laser à semi-conducteurs massif. Puis, après l'introduction du principe de l'injection optique et des définitions des régimes qu'on peut observer, ce chapitre se termine par la description des cartographies d'injection réalisées pour le laser DFB QDash et de leur comparaison avec celles d'un laser DFB massif.

Dans le quatrième chapitre, plusieurs lasers multi-modes QDot/QDash de longueurs de cavité différentes sont caractérisés en termes de bruit d'intensité et d'injection optique. Les résultats de cette thèse démontrent un comportement très différent des lasers à base d'îlots ou de bâtonnets quantiques par rapport à celui des lasers massifs. Ces observations mettent en évidence le rôle du fort amortissement lié à la couche de mouillage dans un système où les modes sont fortement couplés.

Chapitre 1

Introduction des lasers à semi-conducteurs

Le LASER, acronyme pour «Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation» (soit amplification de lumière par émission stimulée de rayonnement), fait désormais partie de la vie quotidienne de tout un chacun. Il est en effet présent dans tous les ordinateurs ou lecteurs de CD/DVD, dans les imprimantes ou encore dans les systèmes à fibres optiques permettant la transmission de contenu multimédia.

Ce composant si répandu n'est pourtant pas bien connu du grand public. Son principe de fonctionnement provient de l'émission stimulée de rayonnement dont la notion fut introduite en 1917 par EINSTEIN [8] et qui sera développée plus en détails par la suite.

Historiquement, les premières réalisations expérimentales [9, 10] d'amplificateurs d'ondes par émission stimulée concernent les MASER «Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation», qui comme son nom l'indique, produit un faisceau micro-onde. Le principe du premier maser optique, le laser, fut pour la première fois présenté par SCHAWLOW et TOWNES en 1958 [11], avant d'être réalisé expérimentalement par MAIMAN [12] en 1960 qui réalisa alors un laser rubis pompé par lampes flash. Depuis, le «L» du mot laser englobe, par abus de langage, une grande partie du spectre électromagnétique : de l'infrarouge lointain jusqu'aux rayons X.

1.1 Généralités sur les lasers

1.1.1 Interactions matière-rayonnement

EINSTEIN [8] mit en évidence en 1917 les trois processus d'interaction possibles entre un atome qu'il considéra «à deux niveaux d'énergie» et un rayonnement électromagnétique. Ces processus sont désignés par les termes d'absorption, d'émission spontanée et d'émission stimulée.

Ces différents types d'interaction se déroulent au sein d'un milieu pouvant être atomique, ionique ou moléculaire¹, constitué de deux niveaux d'énergie possibles E_1 et E_2 ($E_1 < E_2$) pour les

1. Par la suite, nous ferons référence à un milieu atomique pour plus de simplicité

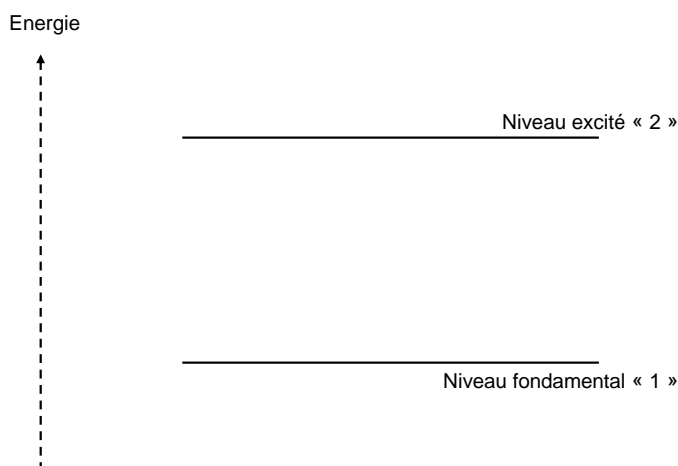


FIGURE 1.1 – Modèle d'un milieu à deux niveaux.

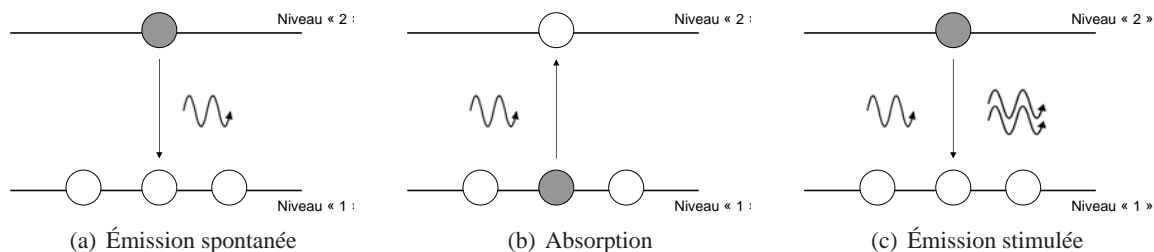


FIGURE 1.2 – Représentation schématique des transitions électroniques possibles dans un modèle à deux niveaux.

atomes constituant ce milieu. Nous pourrions désigner le niveau 1 par le terme de «niveau fondamental» et le niveau 2 par celui de «niveau excité», comme présenté sur la figure 1.1. Notons également que lorsque le niveau 2 est plus peuplé d'atomes que le niveau 1, nous disons qu'il y a *inversion de population*.

1.1.1.1 Émission spontanée

L'émission spontanée consiste en une dés-excitation du milieu considéré par passage d'un atome du niveau 2 vers le niveau 1. Le milieu va donc perdre une quantité d'énergie égale à $\Delta E = E_2 - E_1$, entraînant ainsi la création d'un photon d'énergie ΔE et de fréquence :

$$\nu_{21} = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (1.1)$$

où h est la constante de Planck. Ce phénomène est illustré à figure 1.2(a).

1.1.1.2 Absorption

Lors du processus d'absorption, un atome situé sur le niveau fondamental va sur le niveau excité grâce à la présence d'un photon de fréquence ν_{21} et d'énergie ΔE . Il y a disparition du photon qui transfère son énergie au milieu environnant. Ce phénomène est représenté figure 1.2(b).

1.1.1.3 Émission stimulée

Le troisième mode d'interaction matière-rayonnement, l'émission stimulée, est montré à la figure 1.2(c). Pour ce type de processus, le milieu se trouve au préalable dans un état excité. Cherchant naturellement à minimiser sa quantité d'énergie, un atome du niveau 2 va se dés-exciter vers le niveau 1. A la différence de l'émission spontanée, l'émission stimulée nécessite la présence d'un photon d'énergie ΔE et de fréquence ν_{21} . Ce photon sera en effet dupliqué : nous obtenons à l'issue du processus deux photons parfaitement similaires en terme d'énergie, fréquence, direction de propagation...

1.1.2 Les «ingrédients» du laser

Un laser, quelle que soit sa nature, peut être considéré comme un oscillateur dans le domaine optique : à partir d'un signal de bruit, il doit être capable de générer un signal «sinusoïdal» à une fréquence de l'ordre de la centaine de téra-hertz ($10^{14}Hz$) [13–15]. Par analogie avec les oscillateurs électroniques, il est donc possible de lister les fonctions nécessaires à la réalisation d'un laser : un signal incohérent (le bruit) à amplifier, un système amplificateur ainsi qu'une boucle de contre-réaction visant à choisir la fréquence de fonctionnement. Appliquées au laser, ces fonctions se déclinent sous la forme suivante :

- le signal de bruit à amplifier est constitué des photons créés par le phénomène d'émission spontanée au sein du milieu ou par effet non linéaire (cas des lasers Brillouin, Raman, paramétrique...),
- le système amplificateur se décompose en deux parties :
 1. un milieu amplificateur permettant de multiplier le nombre de photons grâce au phénomène d'émission stimulée (ou par gain non linéaire),
 2. un processus de pompage permettant d'amener les atomes du niveau fondamental sur le niveau d'énergie excité,
- la boucle de contre-réaction est ici la cavité résonnante du laser, généralement constituée de miroirs. Ceux-ci permettent de ré-introduire le faisceau lumineux dans l'amplificateur et de réaliser une sélection spectrale des fréquences pouvant être générées : seules les fréquences présentant un retour en phase après un aller retour dans la cavité seront sélectionnées.

Ce principe est illustré sur la figure 1.3.

1.1.2.1 Milieu amplificateur

Comme nous venons de le voir, un laser nécessite un milieu amplificateur pour fonctionner. Différents types de milieu peuvent être utilisés :

- un matériau massif, comme un cristal de YAG²,
- un gaz, comme l'Hélium et le Néon,
- un matériau à base de semi-conducteurs, et principalement des matériaux III-V.

2. pour Yttrium Aluminium Garnet

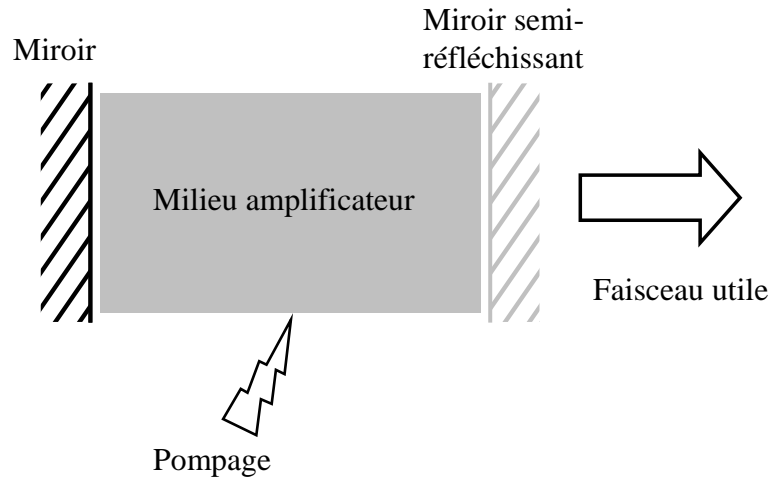


FIGURE 1.3 – Principe de fonctionnement d'un laser.

En effet, nous n'avons besoin pour élaborer un laser que de connaître les différents états d'énergie associés aux matériaux utilisés. Chaque niveau d'énergie E_i peut en effet être caractérisé par :

- son énergie E_i ,
- sa dégénérescence g_i . Ce paramètre indique que le niveau considéré peut être vu comme un ensemble de g_i sous-niveaux de même énergie,
- sa densité de population N_i . Elle correspond au nombre d'atomes possédant l'énergie E_i par unité de volume, appelée plus simplement la population du niveau i ,
- sa durée de vie τ_i . Ce temps traduit la durée pendant laquelle un atome reste sur ce niveau avant de le quitter par émission spontanée : si à $t = 0$, le niveau i d'énergie est peuplé par $N_i(0)$ atomes, alors à $t > 0$, il sera peuplé par $N_i(t) = N_i(0)e^{-t/\tau_i}$. Notons qu'à ce temps de vie est associé au taux de relaxation $\gamma_i = 1/\tau_i$.

Enfin, notons que dans un système à deux niveaux, à l'équilibre thermodynamique, les populations des niveaux 1 et 2 sont données par les formules du système (1.2) suivant :

$$N_1 \propto g_1 e^{\frac{-E_1}{k_B T}} \quad (1.2a)$$

$$N_2 \propto g_2 e^{\frac{-E_2}{k_B T}} \quad (1.2b)$$

où k_B et T sont respectivement la constante de Boltzmann et la température absolue.

Ce système permet d'écrire la relation :

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{g_1}{g_2} e^{\frac{-(E_2 - E_1)}{k_B T}} \quad (1.3)$$

qui montre qu'à l'équilibre, dans un système à deux niveaux, le niveau fondamental 1 est plus peuplé que le niveau excité 2. Pour un système à deux niveaux que l'on considère non dégénérés : $g_1 = g_2$ et $E_2 - E_1 > 0$ d'où $\frac{N_2}{N_1} < 1$ soit $N_1 > N_2$. Ce qui explique également le terme d'*inversion de population* quand le niveau excité est plus peuplé que le niveau fondamental.

La relation (1.3) montre donc la nécessité du pompage pour réaliser l'inversion de population nécessaire à la réalisation d'un laser.

1.1.2.2 Processus de pompage

Comme nous l'avons vu précédemment, l'amplification laser par émission stimulée n'est possible que si des atomes sont présents sur le niveau excité 2 et ce en nombre supérieur au niveau fondamental 1, c'est-à-dire si l'inversion de population est réalisée. Il est donc nécessaire de «monter» les électrons sur le niveau 2 par apport d'énergie au milieu : cela est réalisé par le processus de pompage. Ce processus peut-être réalisé optiquement ou électriquement :

- **optiquement** : en pratique, ce processus est utilisé pour réaliser l'inversion de population dans un laser à trois ou quatre niveaux. Dans ce dernier cas, on éclaire le milieu actif par un faisceau de photons de pompe d'énergie $h\nu_{41}$ qui vont être absorbés par le milieu, entraînant le peuplement du niveau excité 4. Les atomes de ce niveau vont se désexciter naturellement vers le niveau 3 (par une transition non radiative). La transition laser va avoir lieu entre les niveaux 3 et 2 (les photons laser ont donc chacun une énergie $h\nu_{32}$) ; les atomes du niveau 2 se dés-excitent alors de manière non radiative vers le niveau fondamental 1. Ce processus est par exemple utilisé pour pomper les lasers à fibre ou les lasers ND :YAG.
- **électriquement** : il s'agit dans ce cas d'injecter des électrons dans le milieu actif. Ce processus de pompage est typiquement utilisé dans les lasers à semi-conducteurs. Dans ce type de lasers, les niveaux d'énergie ne sont généralement plus discrets mais forment un continuum de niveaux caractérisé par les fonctions de *densité d'état*. Le nombre d'électrons par bande d'états d'énergie (la bande de conduction et la bande de valence) est alors caractérisé par la *fonction de Fermi*, aussi appelée *distribution de Fermi-Dirac*. Nous ne détaillerons ici pas plus la physique intrinsèque des matériaux semi-conducteurs. Pour plus d'information, le lecteur pourra par exemple se reporter aux ouvrages d'AGRAWAL [16] ou ROSENCHER [17].

1.1.2.3 Cavité résonnante

Une cavité résonnante dans un laser sert à ré-injecter le champ électromagnétique dans le milieu amplificateur pour lui faire effectuer de multiples allers-retours permettant ainsi d'amplifier de plus en plus le signal initiateur de bruit, pour finalement évoluer vers une radiation cohérente, du fait de la condition de phase à respecter pour l'onde électromagnétique parcourant un aller-retour. Nous allons ici décrire différents types de cavités utilisées pour réaliser des lasers.

Laser Fabry-Perot

La géométrie la plus simple de cavité est celle de type Fabry-Perot constituée de deux miroirs placés en vis-à-vis. Dans ce type de structure, le milieu amplificateur d'indice optique n est encadré par deux miroirs M_g et M_d séparés d'une distance L . Chaque miroir M_i possède une réflectivité complexe r_i et une transmission complexe t_i . Le principe est illustré dans la figure 1.4.

Afin de créer l'amplification laser, le champ électromagnétique doit rester identique à lui-même après un aller-retour dans la cavité (en phase). Supposons que le champ électrique au niveau du miroir de gauche est $E(\omega)$, après avoir parcouru la longueur L , soit la distance entre les deux miroirs,

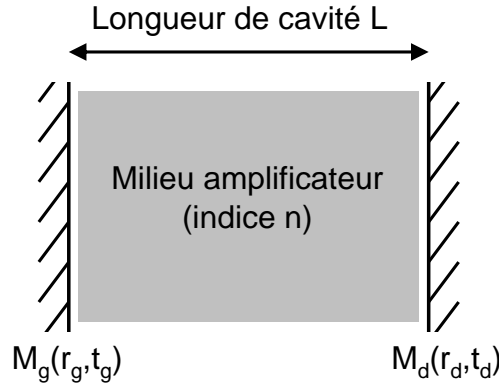


FIGURE 1.4 – Schéma de principe d'une cavité Fabry-Perot.

le champ vaut $E_{propagé}(\omega) = E(\omega)e^{i\omega\frac{nL}{c}}$.

- après la réflexion sur le miroir de droite, de réflectivité r_d , le champ au niveau du miroir de droite devient $E_{propagé}(\omega) = r_d E(\omega)e^{i\omega\frac{nL}{c}}$
- de la même façon, le champ revenu au miroir de gauche et ensuite réfléchi par le dernier s'écrit $E_{propagé}(\omega) = r_d r_g E(\omega)e^{i\omega\frac{2nL}{c}}$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide, et $\omega = 2\pi\nu$ est la pulsation optique.

Le fait que le champ revient identique à lui-même implique:

$$E(\omega) = r_d r_g E(\omega)e^{i\omega\frac{2nL}{c}} \quad (1.4)$$

Nous pouvons en déduire une équation concernant la partie imaginaire:

$$\omega_p \frac{2nL}{c} = 2p\pi \text{ avec } p \in \mathbb{N} \quad (1.5)$$

L'équation 1.5 nous permet de déterminer les fréquences optiques des modes de la cavité, dits *modes longitudinaux*: $\nu_p = \frac{c}{2nL} \times p$ (avec $p \in \mathbb{N}$). L'écart entre deux modes optiques adjacents, qui est appelé Intervalle Spectral Libre (ISL), est:

$$ISL_\nu = \nu_{p+1} - \nu_p = \frac{c}{2nL} \quad (1.6)$$

L'expression 1.6 nous donne la définition de la différence fréquentielle entre deux modes adjacents, nous pouvons aussi obtenir l'écart en longueur d'onde à l'aide de la relation suivante:

$$ISL_\lambda = \frac{\lambda^2}{c} \times ISL_\nu = \frac{\lambda^2}{2nL} \quad (1.7)$$

Nous allons maintenant tenir compte de la contribution de l'émission spontanée au sein de la cavité, dans le but de mieux décrire le laser. Nous ajoutons pour cela dans la formule (1.4) un terme s représentant l'émission spontanée globale de la cavité [18] :

$$E(\omega) = r_d r_g E(\omega)e^{i\omega\frac{2nL}{c}} + s \quad (1.8a)$$

$$E(\omega) = \frac{s}{1 - r_d r_g e^{i\omega\frac{2nL}{c}}} \quad (1.8b)$$

d'où l'expression :

$$I = |E|^2 = \frac{S}{(1 - r_d r_g)^2 + 4r_d r_g \sin^2 \left(\frac{2\pi\nu nL}{c} \right)} \quad (1.9)$$

avec $S = |s|^2$. Nous retrouvons ici l'expression de la fonction d'Airy [19]. Pour établir maintenant la fonction de transfert du laser, nous utilisons la méthode proposée par STEPHAN et notamment démontrée à partir des équations de Maxwell par BONDIOU [18] :

- nous n'utilisons plus l'intensité optique mais la **densité spectrale de puissance** y normalisée,
- nous désignons les pertes du système par un terme e^{-P} et le gain par un terme e^{+G} . Notons que P et G dépendent tous les deux de la puissance pour tenir compte d'une possible saturation.

Sous ces conditions, la formule (1.9) s'exprime sous la forme suivante, afin d'obtenir la fonction d'Airy appliquée au laser :

$$y = \frac{S}{(1 - e^{-\alpha+G})^2 + 4e^{-\alpha+G} \sin^2 \left(\frac{2\pi\nu nL}{c} \right)} \quad (1.10)$$

Nous remarquons que cette expression (1.10) fait apparaître les trois notions fondamentales des lasers : la source de bruit permettant de débiter le phénomène est représentée par le terme S d'émission spontanée, l'amplification par le terme de gain e^{+G} et finalement l'effet de filtrage de la cavité par la forme de fonction d'Airy de la formule.

Laser DBR

Le schéma de principe d'un laser DBR, pour *Distributed Bragg Reflector*, est présenté sur la figure 1.5. Il s'agit d'un laser de type Fabry-Perot dont les miroirs sont en fait réalisés en appliquant une modulation d'indice optique afin de créer des réseaux de Bragg. Le lecteur pourra consulter l'article d'ERDOGAN [20] traitant ce type de réseaux photo-inscrits dans des fibres optiques, ou encore les références [21–25]. La réflectivité des réseaux de Bragg photo-inscrits étant plus sélective en longueur d'onde, un laser DBR présentera moins de modes longitudinaux en sortie. Il est à noter que l'expression de l'ISL présentée au paragraphe précédent est toujours valable et qu'elle le sera également pour les deux autres types de lasers présentés par la suite.

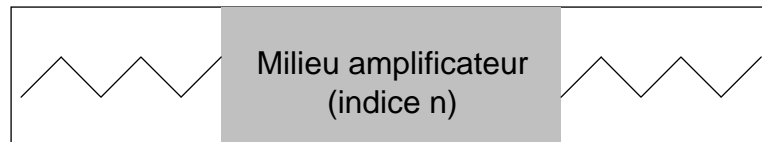


FIGURE 1.5 – Schéma de principe d'une cavité DBR.

DFB

Dans le cas d'un laser DFB, pour *Distributed FeedBack*, la modulation d'indice optique visant à réaliser des miroirs de Bragg n'est plus effectuée de part et d'autre du milieu amplificateur mais

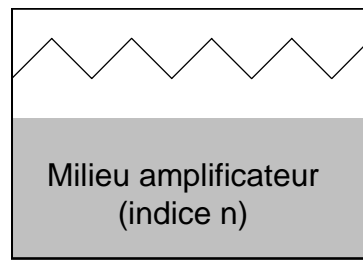


FIGURE 1.6 – Schéma de principe d'une cavité DFB.

au contraire sur toute la longueur de la zone d'amplification comme nous pouvons le voir sur la figure 1.6. Un laser DFB est généralement bimode (deux fréquences optiques sont émises par le composant), mais peut-être forcé à fonctionner de manière monomode par ajout d'un saut de phase dans la modulation d'indice par exemple [26].

Laser en anneau

Pour un laser en anneau, il n'y a plus besoin de miroirs pour former la cavité résonante : nous utilisons dans ce cas une boucle, généralement réalisée à l'aide de fibre optique bien qu'il soit possible de réaliser ce procédé en espace libre. Les effets de cavité et de filtrage peuvent être alors obtenus car il est possible de faire en sorte que le champ électrique revienne identique à lui-même après propagation sur un tour de boucle. Nous pouvons noter que dans le cas général où le champ peut se propager dans les deux sens (présence d'ondes co et contra propagatives), le laser est dit *bidirectionnel* ou à *ondes stationnaires* alors que dans le cas où un seul sens de propagation n'est possible (par ajout d'un isolateur optique dans la boucle), le laser est dit *unidirectionnel* ou à *ondes progressives*.

1.2 Intérêt des structures à base d'îlots quantiques et de bâtonnets quantiques

Pour les applications dans le domaine de télécommunications optiques, des lasers et des amplificateurs à semi-conducteur de bonne performance, de bonne fiabilité et de bas-coût sont considérés comme idéals. Pendant les années passées, des lasers à semi-conducteur auto-assemblés, à base d'îlots quantiques (QDots) et de bâtonnets quantiques (QDashes), ont retenu une attention considérable, liée à leurs structures de "basse dimension". Les lasers QD laissent espérer présenter un courant de seuil faible, un chirp faible, un gain fort et une bonne stabilité thermique. Ces caractéristiques des lasers QD sont plus avantageuses comparées à celles des composants de structure massive (bulk) ou à base de puits quantiques (QW : quantum well) [27]. Les amplificateurs à semi-conducteurs (SOA pour Semiconductor Optical Amplifier en anglais) à base d'îlots quantiques et de bâtonnets quantiques devraient présenter quant à eux un plus faible bruit et une réponse dynamique rapide. De plus, les lasers QD à verrouillage de mode (MLL : mode-locked lasers en anglais) sont attractifs grâce à ses

dynamiques rapides des porteurs et à son spectre de gain large.

1.2.1 Des structures massives aux structures à îlots quantiques

Les matériaux à semi-conducteurs sont des structures cristallines. Celles-ci sont engendrées par un réseau périodique à chaque point duquel se situe un motif répété à (presque) l'infini, motif qui peut être un atome ou un assemblage d'atomes. Un réseau cristallin est ainsi défini à partir de ses paramètres de mailles qui correspondent aux distances inter-atomiques au sein du réseau. Nous ne rentrerons pas plus dans les détails sur ces aspects propres à la cristallographie ou à la physique du solide. Notons que dans un cristal, il y a autant de niveaux d'énergie qu'il y a d'atomes en interaction. Ces niveaux très proches les uns des autres se rassemblent en bandes d'énergie qui sont d'autant plus larges que les atomes constituant le cristal sont plus rapprochés. Cette distribution quasi-continue d'états dans les bandes fait alors apparaître une densité d'état continu. Nous allons montrer dans cette partie comment le confinement des porteurs vient modifier la densité d'état du matériau.

1.2.1.1 Le matériau massif

Dans un matériau massif, les bandes d'énergie peuplées par les électrons sont reliées au vecteur d'onde K (en ne tenant pas compte de l'énergie potentielle du cristal) par :

$$E(K) = \frac{\hbar^2}{2m^*}(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) = \frac{\hbar^2}{2m^*}k^2 \quad (1.11)$$

A partir des conditions aux limites périodiques de Born-von Karman [17] qui permettent une pseudo-quantification du vecteur K , nous montrons aisément que la densité d'état donnant le nombre d'états par unité d'énergie s'exprime selon :

$$\rho_{3D} \propto (E - E_g)^{1/2} \quad (1.12)$$

où E_g est l'énergie de la bande interdite du matériau. Cette bande interdite sépare une bande de valence pour laquelle les électrons sont fortement liés à l'atome d'une bande de conduction où les électrons sont plus faiblement liés à l'atome. Dans un tel milieu semi-conducteur, un apport d'énergie permet de faire passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction. L'électron laisse alors une place vacante dans la bande de valence qui est appelée trou. Si ces deux entités restent proches dans l'espace, alors l'électron finira par reprendre une place vacante dans la bande de valence : c'est la recombinaison électron-trou. Celle-ci s'accompagne de la génération d'un photon d'énergie équivalente à celle perdue par l'électron. Il est possible de doper un semi-conducteur en introduisant des atomes possédants à leur périphérie un électron de plus ou de moins par rapport à ceux du semi-conducteur. Ceci permet respectivement de générer des électrons dans la bande de conduction (matériau de type N) ou des trous dans la bande de valence (matériau de type P). En associant ces deux matériaux, nous réalisons une jonction PN. Par pompage électrique, les électrons du matériau N peuvent se recombiner avec les trous du matériau P en s'accompagnant d'émission spontanée de photons. Nous obtenons ainsi, un milieu amplificateur susceptible d'être

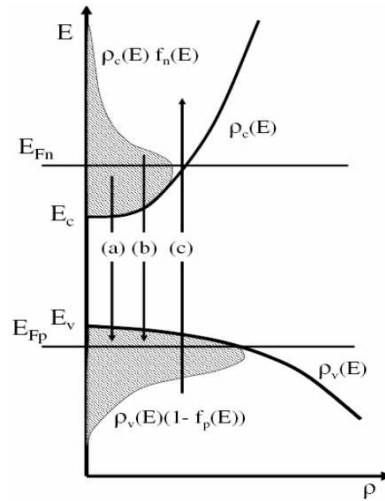


FIGURE 1.7 – Transitions possibles suivant le statistique de Fermi-Dirac.

transitions possibles : a) émission stimulée ou émission spontanée, b) émission spontanée, c) absorption. La zone grisée donne la zone où se trouve les électrons dans la bande de conduction et les trous dans la bande de valence

utilisé pour réaliser des diodes laser ou des amplificateur optique. La particularité du milieu semi-conducteur vient du fait que les transitions lasers ont lieu entre des bandes d'énergie et non entre des niveaux discrets d'énergie. Il est alors nécessaire de faire appel à la statistique de Fermi-Dirac. Celle-ci renseigne sur la répartition des électrons dans le matériau. Pour une température non-nulle, la probabilité d'occupation $f_n(E)$ d'un niveau d'énergie E par des électrons s'exprime par :

$$f_n(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_f}{kT}}} \quad (1.13)$$

où E_f est le niveau de Fermi. La figure 1.7 donne les états occupés dans la bande de valence et de conduction. Ceux-ci sont directement liés à la densité d'état d'énergie et à la probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie. Une des contraintes que met en avant la statistique de Fermi-Dirac est la condition de Bernard et Duraffourg : L'émission stimulée ne peut avoir lieu que pour des énergies $h\nu$ tel que :

$$\Delta E_g < h\nu < E_{fn} - E_{fp} \quad (1.14)$$

Ceci veut donc dire que l'ensemble des paires électrons-trous ne pourront contribuer au gain et donc participer à l'effet laser. L'inconvénient des lasers à semi-conducteurs vient du nombre important d'états dans la bande de conduction et de valence. Les porteurs injectés se répartiront sur différents états. Certains ne participeront pas à l'effet laser comme le montre la condition de Bernard et Duraffourg. Les autres se recombineront sur plusieurs transitions possibles d'énergies entre la bande de conduction et de valence. Ceci a des conséquences aussi bien sur le gain, le courant de seuil ou la réponse dynamique du milieu [28]. L'objectif du confinement a alors été de diminuer le nombre d'états possibles dans les structures à semi-conducteurs.

1.2.1.2 Les puits quantiques (2D)

Les premières idées sur l'effet du confinement sont arrivées au début des années 70 [29]. Celles-ci sont nées du développement de l'optique intégrée. Alors que les guides d'ondes GaAs/AlGaAs permettaient par leur différence d'indice de confiner les photons en mode discret, Henry [30] réalisa que la différence de bande interdite des deux matériaux pouvait aussi confiner les porteurs en modes discrets (ou en états quantiques). Un puits quantique (quantum well en anglais) est ainsi réalisé en faisant croître une couche de cristal entre deux couches barrières. La discontinuité de la bande de conduction crée alors une barrière de potentiel permettant le confinement des porteurs selon une direction de l'espace. L'énergie dans un puits est alors défini par (en considérant le confinement selon z) :

$$E(K) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[K_x^2 + K_y^2 + \left(\frac{n_z \pi}{L_z} \right)^2 \right] \quad (1.15)$$

En confinant les porteurs l'énergie est discrétisée selon une direction de l'espace (ici z), L_z correspond à la taille du puits. Nous pouvons par ailleurs noter que l'énergie résultant du confinement dépend de l'épaisseur de celui-ci. L'effet du confinement se manifeste aussi par une modification de la densité d'état comme le montre la figure 1.8. Cette densité d'état est couramment assimilée à des marches d'escalier :

$$\rho^{2D}(E) \propto \sum_{n_z} \Theta(E - E_g - E_{n_z}) \quad (1.16)$$

avec Θ la fonction échelon.

1.2.1.3 Les fils quantiques (1D)

Dans le cas d'un matériau 1D, il existe un confinement dans deux directions de l'espace (x et z par exemple). De la même manière que dans un puits, nous allons observer une discrétisation dans ces deux directions. L'énergie s'exprime selon :

$$E(K) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[K_y^2 + \left(\frac{n_x \pi}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{n_z \pi}{L_z} \right)^2 \right] \quad (1.17)$$

où L_z et L_x correspondent aux dimensions du confinement dans les deux directions de l'espace. De même que dans un puits la densité d'état est modifiée et prend la forme suivante comme présentée figure 1.8 :

$$\rho^{1D}(E) \propto \sum_{n_x, n_z} \sqrt{\frac{2m^*}{E - (E_g + E_{n_x, n_z})}} \quad (1.18)$$

1.2.1.4 Les boîtes quantiques (0D)

Le résultat des effets cumulés du confinement des porteurs suivant les trois directions de l'espace, est la création d'un objet, dit boîte quantique. De la même façon que dans un puits quantique ou un fil quantique, nous observons une discrétisation des niveaux d'énergie dans les trois directions

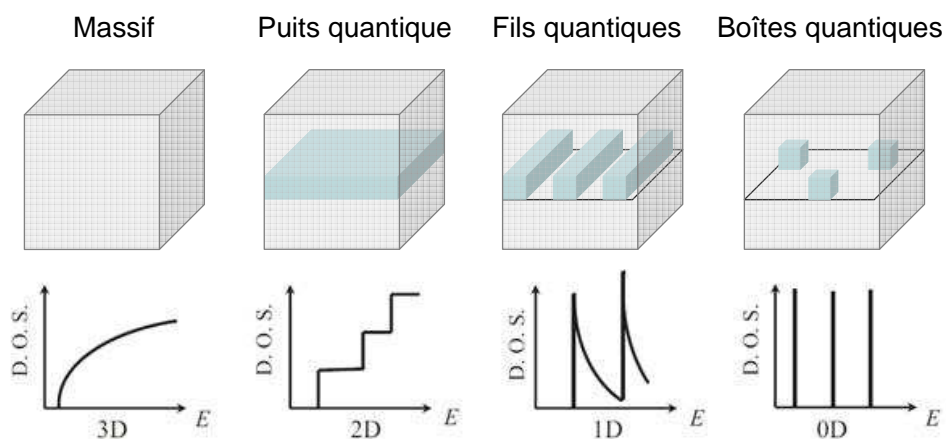


FIGURE 1.8 – Illustration du confinement spatial et des densités d'état d'un matériau massif, de puits, de fils et de boîtes quantiques.

de l'espace :

$$E_{n_x, n_y, n_z} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[\left(\frac{n_x \pi}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{n_y \pi}{L_y} \right)^2 + \left(\frac{n_z \pi}{L_z} \right)^2 \right] \quad (1.19)$$

Nous avons donc une discrétisation complète des niveaux d'énergie du semi-conducteur. Nous apparentons souvent les boîtes quantiques à des "atomes artificiels". La densité d'état est alors extrêmement modifiée, du fait de ces niveaux discrets. Elle s'exprime comme une somme de Dirac comme présenté figure 1.8 :

$$\rho^{0D}(E) \propto \sum_{n_x, n_y, n_z} \delta[E - (E_g + E_{n_x, n_y, n_z})] \quad (1.20)$$

Nous avons finalement complètement éliminé le problème soulevé pour les structures massives. Les porteurs injectés se recombinaient ici sur des transitions discrètes. Ceci s'accompagne de performances intéressantes, ce qui fera l'objet de la partie suivante.

Notons enfin qu'il existe des structures appelées pointillés ou bâtonnets quantiques (quantum dash en anglais). A mi-chemin entre les fils quantiques et les boîtes quantiques, ils ont bien un confinement selon deux directions de l'espace mais ne sont pas infinis dans la troisième. Néanmoins, ils sont suffisamment étendus pour ne pas présenter de confinement dans cette troisième direction.

1.2.2 Potentialités théoriques des boîtes quantiques

Jusqu'à présent nous avons souligné de façon intuitive l'intérêt suscité par les structures de basse dimension. Nous allons ici décrire quelques propriétés intéressantes qui pourraient résulter de l'utilisation des boîtes quantiques comme zone active d'un composant.

1.2.2.1 Le courant de seuil

Le courant de seuil d'un laser détermine la densité de porteurs qui permet d'atteindre la transparence (dans le cas idéal, en absence de pertes). C'est à dire le taux de pompage pour lequel le gain

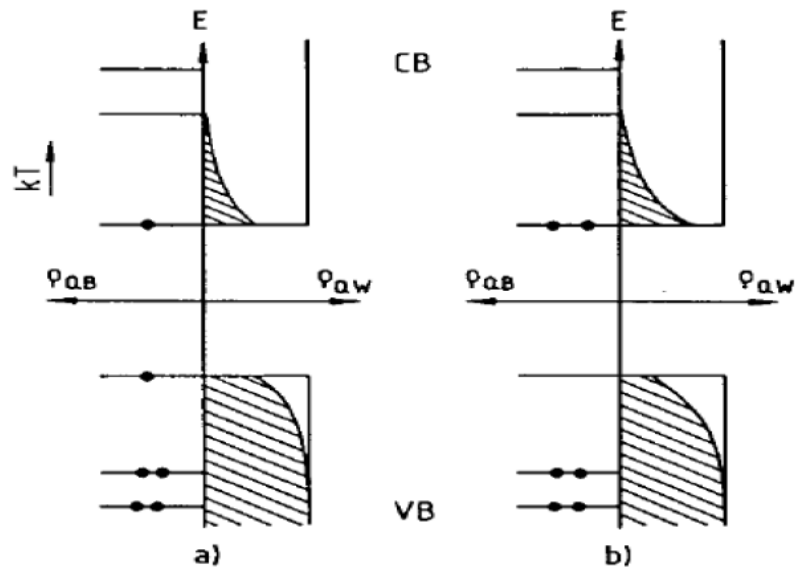


FIGURE 1.9 – Densité d'états de la bande de conduction (CB) et de la bande de valence (VB) pour le système 2D idéal (ρ_{QW}), et le système 0D idéal (ρ_{QD}), et densité d'états occupés (zone hachurées et points noirs) a) au seuil de transparence, et b) au-delà du seuil.

du milieu compense exactement l'absorption de celui-ci. A ce point de fonctionnement, le milieu émet autant de photons qu'il en absorbe. Il est donc transparent. Dans un cas réel, les pertes sont non nulles et nous pouvons définir un seuil de transparence et un seuil laser. Ce dernier est supérieur au seuil de transparence et est atteint lorsque l'on compense l'absorption plus les pertes en excès. La diminution de la dimension des structures a permis de baisser d'un facteur 4 ou 5 le seuil des lasers à semi-conducteurs lors du passage du massif au puits quantique [6,31]. Les boîtes quantiques, de part leurs analogies avec un atome apportent un nouvel espoir vers des courants de seuil encore plus faibles. La figure 1.9³ compare le remplissage des bandes d'une structure caractérisée par une densité d'état en marche d'escalier (puits quantique), avec une structure de bande caractérisée par une densité d'état en Dirac (boîtes quantiques).

Le seuil à la transparence est représenté sur la figure 1.9a. Il est atteint avec une seule paire électron-trou pour les boîtes quantiques, alors qu'un plus grand nombre de porteurs est nécessaire pour un puits quantique. Au-delà de la transparence, figure 1.9b, l'ensemble des paires électrons-trous créé dans les boîtes quantiques se retrouve en bas de bande de conduction sur l'état fondamental. Elles sont prêtes à contribuer à l'émission stimulée (au gain) dans une bande spectrale réduite. En revanche, dans le cas des puits quantiques toutes les paires électrons-trous créées ne contribuent pas au gain. En effet, il n'y a du gain que pour les transitions qui remplissent la condition de Bernard et Duraffourg. Sur la figure 1.9b, seuls les niveaux les plus bas de la bande sont concernés, toutes les paires électrons-trous qui se situent au-dessus de la limite définie précédemment ne contribuent pas au gain. Un surplus d'énergie sera nécessaire pour créer les paires électrons-trous qui ne contribuent pas directement au gain. Dans le cas des boîtes quantiques, le rendement du

3. d'après Gérard [32]

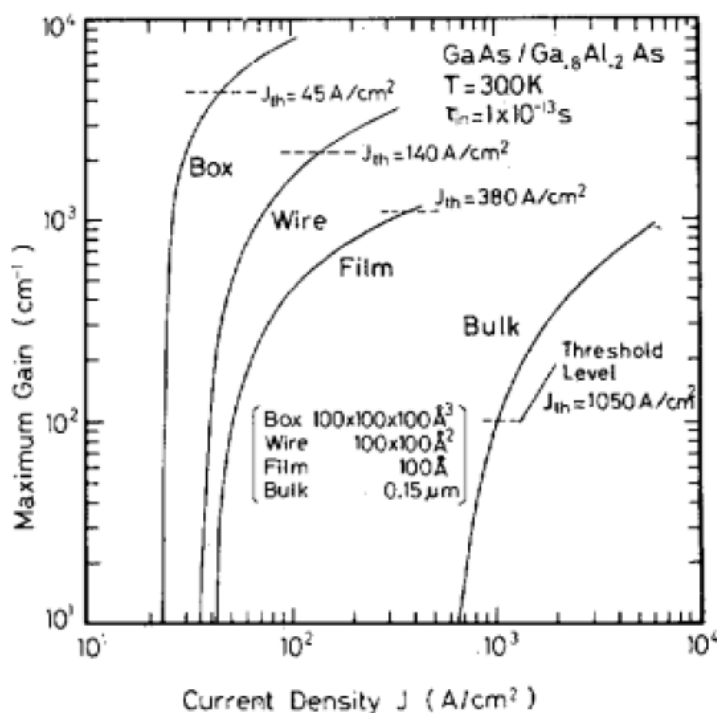


FIGURE 1.10 – Gain maximum en fonction de la densité de courant, calculé pour les structures massives et celles de puits quantiques, de fils quantiques et de boîtes quantiques des matériaux GaAs/GaAlAs

pompage, paires électrons-trous "efficaces" par rapport aux paires électrons-trous créées, est donc plus grand que celui des puits quantiques. Pour ces raisons, nous obtenons une densité de courant de seuil plus faible dans les boîtes quantiques. Une modélisation effectuée pour des cavités lasers dont les matériaux actifs sont constitués d'un matériau massif, de puits de fils et de boîtes quantiques, tiré des travaux d'ASADA [33], illustre l'effet de la réduction des dimensions des structures sur les densités de courant de seuil du laser (figure 1.10). En pratique, une nette amélioration en terme de courant de seuil est observée dans les boîtes quantiques dans les années 2000 [34, 35].

1.2.2.2 Insensibilité à la température

En dehors de la valeur du courant de seuil, la notion de température critique, " T_0 ", est très importante pour le fonctionnement des lasers. La température critique caractérise la variation de la densité de courant de seuil en fonction de la température :

$$J_{th} = J_{th0} \exp\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (1.21)$$

Rappelons que dans le cadre des normes du cahier des charges appliquées aux composants optiques pour les télécommunications, les composants sont censés fonctionner pour des températures comprises entre 0 et 80°C. Il est donc souvent nécessaire d'assurer un bon contrôle thermique ce qui implique une augmentation notable du coût du composant. Un composant dont le fonctionnement serait insensible à la température (ou dont la sensibilité serait grandement réduite) pourrait

s'affranchir du contrôle et permettrait de réduire le coût global de ce type de composant dans le réseau.

Pour obtenir une grande stabilité par rapport à la température de fonctionnement du laser, le " T_0 " le plus grand est donc recherché. Les prédictions théoriques d'ARAKAWA et SAKAKI [28] ont montré dès 1984 que la diminution de la dimension d'un système permettait de réduire la variation du courant avec la température. Dans une boîte quantique, cet effet est la conséquence de la séparation énergétique entre les niveaux discrets. Plus celle-ci est grande devant kT (l'énergie thermique), plus cette séparation est grande devant l'intervalle énergétique sur lequel la fonction de population varie. Si la séparation entre les niveaux discrets est suffisamment grande devant kT (figure 1.9), la population des états excités est alors nulle jusqu'à saturation de l'état fondamental. La population de l'état fondamental devrait donc peu varier avec la température, assurant ainsi une stabilité du courant de seuil.

Les lasers à puits actuels possèdent un T_0 de l'ordre de 50 à 150 K. Pour les boîtes quantiques, les prédictions d'ASRYAN [36, 37] annoncent des T_0 de l'ordre de 1000K. Expérimentalement, un T_0 de l'ordre 385 K a ainsi été mesuré [38] (pour des températures entre 80 K et 300 K, $\lambda = 1.3\mu\text{m}$). A 1.5 μm les T_0 mesurés sont moins bons [39]. Les études sur le dopage-P ou l'injection par effets tunnels font l'objet de beaucoup d'intérêt pour obtenir des T_0 plus élevées [35, 40].

1.2.2.3 Gain spectral

La densité d'états joue un rôle important sur le gain spectral d'une structure. La "forme" du gain spectral est ainsi fortement dépendante de la densité d'états et de la densité de porteurs injectés. Dans une structure massive, le continuum d'états favorise de nombreuses transitions différentes. Le gain "s'étalera" alors sur une large bande spectrale. En réduisant la dimensionnalité de la structure, nous diminuons les états possibles dans le matériau. Le gain est alors restreint sur une plage spectrale plus faible. Pour une même densité de porteurs, le gain maximum est alors plus élevé.

Une modélisation des gains spectraux des structures lasers à boîtes, à fils, à puits ou à base de matériaux massifs est montré figure 1.11 [33]. Dans le cas du composant à boîtes quantiques, la courbe de gain est symétrique, d'allure gaussienne et centrée autour de la longueur d'onde de la transition fondamentale des boîtes. La valeur maximum est supérieure aux autres cas. L'élargissement gaussien du signal du composant à boîtes correspond à l'élargissement homogène. Un tel gain, plus important et plus piqué peut s'avérer être un atout pour la réalisation de lasers performants. Néanmoins, un tel profil de gain ne serait pas utile si le milieu ne possédait pas en plus une dynamique au moins égale voire meilleure que celle des composants actuels.

1.2.3 L'état de l'art des structures à base d'îlots quantiques et de bâtonnets quantiques

Aujourd'hui, les structures à base d'îlots quantiques et de bâtonnets quantiques en InAs/GaAs, avec son émission à 1,3 μm , atteignent une maturation avec des performances accentuées démontrées, comme de haute T_0 , de gain différentiel important, etc. [27, 38, 41, 42] InAs/InP est un autre

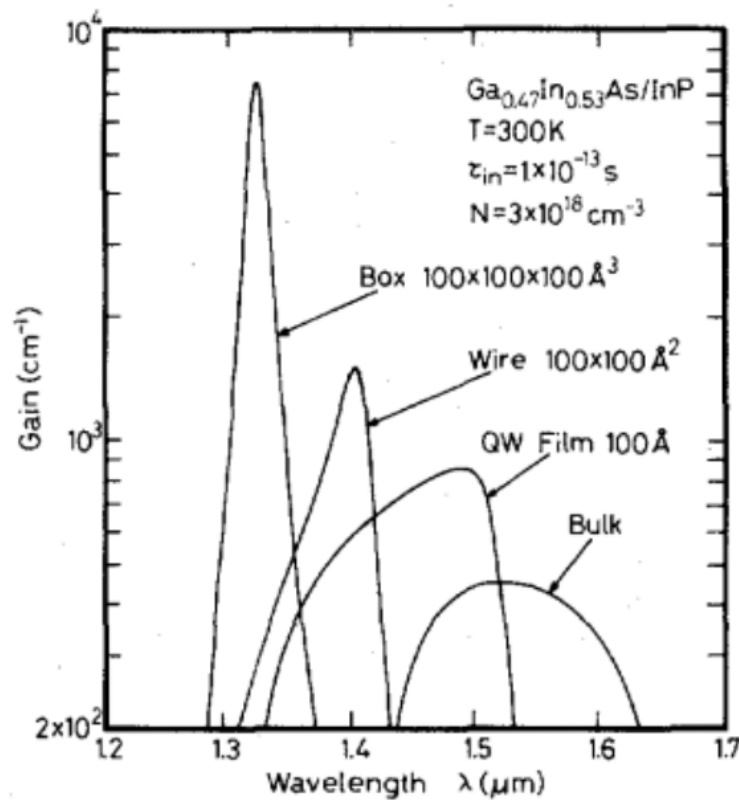


FIGURE 1.11 – Gains spectraux calculés pour les structures massives et celles de puits quantiques, de fils quantiques et de boîtes quantiques des matériaux GaAs/GaAlAs

choix de matériaux en raison de la longueur d'onde d'émission plus intéressante pour les télécommunications (1,4 - 1,6 μm). Comparés aux matériaux InAs/GaAs, la croissance des îlots isotropiques sur les matériaux InAs/InP (1 0 0) est beaucoup plus difficile. Deux approches sont développées : la première utilise le substrat InP (3 1 1)B, [43, 44], et la deuxième est basée sur l'optimisation d'îlot sur le substrat orienté InP (1 0 0). Pour cette dernière approche, le fonctionnement de laser en continu (CW : continuous-wave) à température ambiante a été atteint sur le substrat InP (0 0 1), avec la croissance des QDs dans les structures à puits quantique en InGaAlAs [45], et avec les structures QD incluant les barrières InGaAlAs [46, 47], ou les barrières InGaAsP [48, 49]. Plus de réalisations récentes démontrent une stabilité thermique améliorée pour les structures laser P-dopées ou les structures laser tunnel-injection [50–55].

Chapitre 2

Etudes du bruit d'intensité

Dans le domaine des télécommunications, le bruit est un terme inévitable à étudier, qui peut permettre d'observer certaines propriétés d'un signal. Pour un laser, l'émission spontanée est un terme essentiel à la création de photons. Les processus aléatoires liés à l'émission spontanée, ainsi que la dynamique des porteurs sont à l'origine des bruits principaux du signal laser, comme le bruit d'amplitude, qui représente les variations normalisées de la puissance optique du laser. En étudiant la densité spectrale de puissance de ce bruit, exprimée par le RIN (Relatif Intensity Noise en anglais), nous pourrions donc caractériser le laser et connaître certains de ces paramètres tels que la fréquence de relaxation ou l'amortissement. Nous pourrions aussi étudier la corrélation, qui est l'interaction entre deux lasers, ou bien celle entre deux modes d'un laser multi-modes. C'est aussi le sujet sur lequel la première partie de cette thèse est réalisée.

Dans cette partie, nous commencerons par présenter une modélisation du bruit d'intensité dans les lasers à semi-conducteurs. En suite nous introduirons différents types de bruit liés à la détection optique. Pour finir, nous présenterons le principe de mesure du bruit d'amplitude.

2.1 Modélisation du bruit d'intensité

Un laser en fonctionnement est constamment soumis à des perturbations extérieures comme les vibrations mécaniques de la cavité, les modifications thermiques du milieu, les défauts de pompage. L'ensemble de ces défauts peut être corrigé de façon à améliorer la stabilité du laser et est à l'origine du bruit en $1/f$ aux très basses fréquences. Même si ces perturbations sont éliminées, le laser continuera à présenter des variations d'amplitude intrinsèques à son fonctionnement et liés aux processus fondamentaux (quantiques).

L'émission spontanée est la principale cause du bruit d'amplitude. Ce phénomène est indispensable car il génère les premiers photons qui seront "dupliqués" par l'émission stimulée. Il va cependant entraîner une modification du nombre de photons dans la cavité ainsi que du nombre de porteurs. Ces perturbations sont modélisées à l'aide des forces de LANGEVIN. Ces forces sont décrites par leurs différents moments :

- La valeur moyenne doit être nulle.

$$\langle f_i(t) \rangle = 0 \quad (2.1)$$

- Les moments du second ordre issus des équations d'évolution permettent de décrire complètement les forces en introduisant les coefficients appelés coefficients de diffusion.

$$\langle f_i(t)f_j(t') \rangle = 2D_{ij}\delta(t-t') \quad (2.2)$$

$$RIN(\omega) = \frac{A + B\omega^2}{[\omega^2 - (\omega_r^2 + \Gamma_r^2)]^2 + 4\omega^2\Gamma_r^2} \quad (2.3)$$

J.POËTTE a montré, dans sa thèse [56], que pour des lasers à 2, 3 ou 4 niveaux, l'expression du RIN peut se mettre sous la forme présentée à l'équation (2.3)¹. Dans cette expression, ω est la pulsation électrique, $\omega_r = 2\pi f_r$ est la pulsation de relaxation (f_r , la fréquence de relaxation) et $\Gamma_r = 1/\tau_r$ le taux d'amortissement. Le terme A est un facteur dépendant des différents paramètres que sont la densité de photons S_0 et les différents coefficients de diffusion associés aux moments $\langle f_n(\omega)f_S(\omega) \rangle$ et $\langle f_n(\omega)^2 \rangle$, avec S la densité de photon et n la densité de porteurs. Et le terme B est associé à la contribution du bruit de photons : $B = \frac{\langle f_S(\omega)^2 \rangle}{S_0^2}$

$$B = \frac{\langle f_S(\omega)^2 \rangle}{S_0^2} \quad (2.4)$$

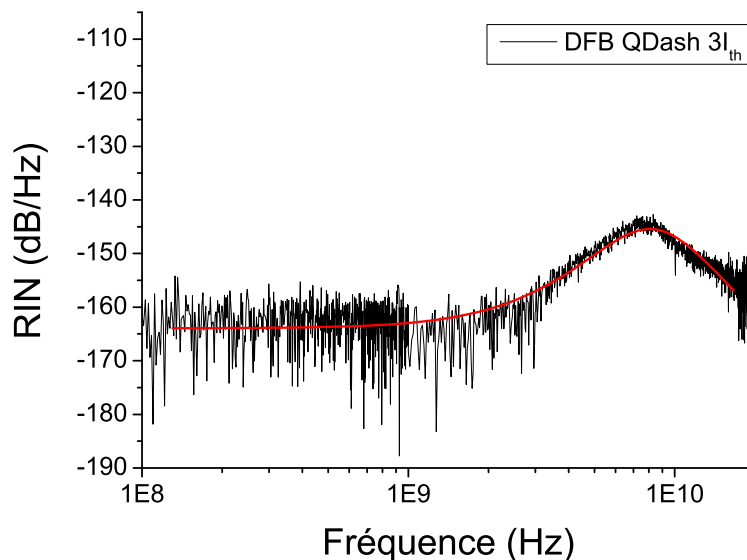


FIGURE 2.1 – Exemple de courbe de RIN d'un laser à semi-conducteur et la modélisation du bruit. *courbe obtenue pour un courant de polarisation de 3 fois le courant de seuil.*

La figure 2.1 nous donne une évolution classique du RIN d'un laser à semi-conducteurs : un plancher en basse fréquence suivi par une remontée de bruit autour de la fréquence de relaxation

1. Les détails de démonstration sont présentés dans l'annexe A

du laser. Le niveau de bruit aux basses fréquences est lié au bruit électronique (fluctuations de porteurs). La partie "montante" du pic est liée au bruit de photons, et la partie "descendante" du pic est liée au taux d'amortissement. Dans la pratique, nous observons que la valeur A a une influence directe sur la hauteur du plancher de bruit basses fréquences et que la valeur B influe sur la valeur de la décroissance en hautes fréquences, après le pic de relaxation. Comme nous pouvons le voir sur l'exemple, notre laser possède un plancher de bruit autour de -163 dB/Hz , qui est en fait la limite de mesure dans cette expérience et une remontée autour de la relaxation à -145 dB/Hz pour un taux de pompage de 3. Notons que le maximum de la courbe de bruit n'est pas situé à la valeur de la fréquence de relaxation, mais à la valeur : $\omega_{max} = \sqrt{\omega_r^2 + \Gamma_r^2}$.

L'interpolation d'une courbe telle que celle présentée figure 2.1 par la fonction (2.3) nous permet de déterminer les valeurs des paramètres A , B , ω_r et Γ_r . Dans le cas présent:

- $A = 5,83 \times 10^{35} s^5$
- $B = 1,42 \times 10^{15} s^7$
- $\omega_r = 7,07 \text{ GHz}$
- $\Gamma_r = 28,82 \text{ ns}^{-1}$ ce qui correspond à $\Gamma_r = 28,82 \text{ GHz}$, pour une comparaison plus aisée avec la valeur de la fréquence de relaxation.

Ce type d'étude, effectuée pour différents courants de polarisation de la diode laser, nous permet donc de connaître les évolutions de la fréquence de relaxation et de l'amortissement avec le courant. Nous présenterons des résultats dans les chapitres suivantes.

2.2 Modélisation du bruit d'intensité dans les lasers à îlots quantiques

Le fonctionnement des lasers à îlots quantiques n'est pas simple. Plusieurs notions s'ajoutent, comme la présence d'une couche de mouillage et de la largeur inhomogène résultant de la dispersion en taille. C'est la raison pour laquelle les équations d'évolutions s'éloignent des équations considérées pour un laser massif. Un modèle de Sugawara [1] nous permet de comprendre le fonctionnement dans les lasers à îlots quantiques 2.2.

Dans ce modèle, nous voyons que les porteurs injectés sont diffusés dans le substrat, et relaxent dans la couche de mouillage avant de relaxer dans les îlots quantiques. Nous considérons aussi la dispersion en taille pour un laser multimode, en introduisant les différentes populations relatives aux îlots de différentes tailles. Ce modèle rend ainsi compte de l'interaction entre un mode optique m et les différentes populations d'îlots quantiques. Le tableau 2.1 résume l'ensemble des paramètres considérés.

Hayau [57] a obtenu les équations d'évolution en faisant un lien entre le modèle Sugawara et un autre modèle tiré des travaux de Huyet [58]. Ces équations d'évolution sont simplifiées pour

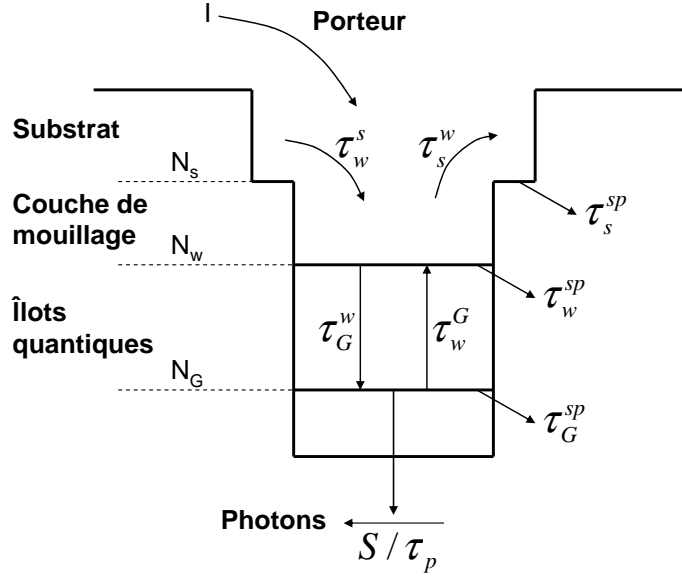


FIGURE 2.2 – Diagramme du système énergétique et des processus de relaxation des porteurs dans les îlots quantiques, modèle proposé par Sugawara [1].

s'adapter aux études de bruit d'intensité :

$$\frac{dS}{dt} = \frac{-S}{\tau_p} + g_0 v_g (2\rho - 1) S \quad (2.5)$$

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{-\rho}{\tau_d} - v_g \sigma (2\rho - 1) S + F(N_w, \rho) \quad (2.6)$$

$$\frac{dN_w}{dt} = \frac{J}{q} - \frac{N_w}{\tau_N} - 2F(N_w, \rho) \quad (2.7)$$

N_w représente le nombre de porteurs dans la couche de mouillage par îlot quantique. τ_N et τ_d sont respectivement les durée de vie des porteurs dans la couche de mouillage et dans un îlot quantique. J correspond au courant de pompe par îlot quantique. ρ est la probabilité d'occupation d'un îlot quantique. σ est la section efficace d'interaction entre les porteurs d'un îlot avec le champ électrique. v_g est la vitesse de groupe et g_0 est le gain différentiel. $F(N_w, \rho)$ décrit le taux d'échange de porteurs entre la couche de mouillage et les îlots quantiques :

$$F(N_w, \rho) = CN(1 - \rho) + R_{esc}$$

Le premier terme décrit le taux de capture des porteurs dans les îlots quantiques. Il dépend du nombre de porteurs dans la couche de mouillage ainsi que de la probabilité d'occupation d'un îlot. R_{esc} décrit la fuite des porteurs des îlots quantiques vers la couche de mouillage. Ce dernier terme est négligé par la suite afin de mieux s'adapter à une première modélisation du bruit d'intensité des lasers à îlots quantiques.

2.2.1 Solutions stationnaires

Les caractéristiques lasers peuvent être définies pour un point de fonctionnement donné. Les paramètres n'évoluent pas dans le temps, par conséquent les dérivées temporelles s'annulent. Nous

Paramètres	Définitions
N_s	Nombre de porteurs de la couche de confinement optique (substrat)
N_w	Nombre de porteurs dans la couche de mouillage
N_G	Nombre de porteurs dans les îlots quantiques
N_{G^n}	Nombre de porteurs de la n^{ime} population d'îlots quantiques
I	Courant de pompe
τ_w^s	Temps de capture des porteurs du substrat vers la couche de mouillage
τ_s^w	Temps d'échappement des porteurs de la couche de mouillage
τ_s^{sp}	Durée de vie radiative du substrat
τ_G^w	Temps de capture des porteurs de la couche de mouillage vers l'état fondamental des îlots quantiques
τ_w^G	Temps d'échappement des porteurs de l'état fondamental
τ_w^{sp}	Durée de vie radiative de la couche de mouillage
τ_G^{sp}	Durée de vie radiative de l'état fondamental
τ_p	Durée de vie des photons
S	Densité de photons

TABLE 2.1 – Paramètres principaux du modèle Sugawara [1]

pouvons donc obtenir la probabilité d'occupation d'un îlot ρ_0 au dessus du seuil à l'aide de l'équation (2.5) :

$$\rho_0 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{v_g g_0 \tau_p} \right) \quad (2.8)$$

Remarquons que ρ_0 est toujours supérieure à 1/2 quelque soient les valeurs des paramètres. La probabilité d'occupation est donc faible quand le gain différentiel et la durée de vie des photons sont important. Nous utilisons la notation $g = v_g g_0 \tau_p$ par la suite afin d'alléger les notations.

L'équation (2.7) permet d'obtenir le nombre de porteurs dans la couche de mouillage :

$$N_{w0} = \frac{J}{q \left(\frac{1}{\tau_N} + C \left(1 - \frac{1}{g} \right) \right)} \quad (2.9)$$

Le nombre de porteurs dans la couche de mouillage est donc proportionnel au courant de pompe. Il diminue logiquement si le taux de capture dans les îlots quantiques augmente.

Ensuite, nous pouvons déduire l'expression de l'intensité S_0 de l'équation (2.6) et des expressions précédentes :

$$S_0 = \frac{\frac{J}{q \left(2 + \frac{1}{\tau_N C (1 - \rho_0)} \right)} - \frac{\rho_0}{\tau_d}}{v_g \sigma (2\rho_0 - 1)} \quad (2.10)$$

Cette expression nous permet de déduire le courant de seuil J_{th} , courant minimum pour lequel la solution S_0 est positive :

$$J_{th} = \frac{\rho_0}{\tau_d} q \left(2 + \frac{1}{\tau_N C (1 - \rho_0)} \right) \quad (2.11)$$

Soit :

$$S_0 = \frac{1}{2v_g \sigma q \left(\frac{1}{g} + \frac{1}{C\tau_N(g-1)} \right)} (J - J_{th}) \quad (2.12)$$

2.2.2 Études dynamiques

L'étude dynamique quant à elle permet de modéliser le comportement du système soumis à des perturbations, et plus particulièrement la façon dont il retrouve un état stable. Nous introduisons de petites perturbations δN_w , $\delta \rho$ et δS aux solutions stationnaires. Nous obtenons :

$$\begin{aligned} N_w &= N_{w0} + \delta N_w \\ \rho &= \rho_0 + \delta \rho \\ S &= S_0 + \delta S \end{aligned}$$

En réinjectant ces expressions dans les équations d'évolution du système, et en négligeant les termes d'ordre 2 devant ceux d'ordre 1, les équations s'écrivent :

$$\frac{d\delta I}{dt} = 2g_0 v_g I_0 \quad (2.13a)$$

$$\frac{d\delta \rho}{dt} = -v_g \sigma (2\rho_0 - 1) \delta I + C(1 - \rho_0) \delta N_w \quad (2.13b)$$

$$\frac{d\delta N_w}{dt} = \left(-\frac{1}{\tau_N} - 2C(1 - \rho_0) \right) \delta N_w + 2CN_{w0} \delta \rho \quad (2.13c)$$

2.2.3 Modélisation du RIN

Avant d'introduire des forces de LANGEVIN afin de modéliser le bruit d'intensité, nous transportons d'abord le système (2.13) dans le domaine des fréquences, et aboutissons au système :

$$i\omega \delta S(\omega) = a \delta \rho(\omega) + f_S(\omega) \quad (2.14)$$

$$i\omega \delta \rho(\omega) = b \delta \rho(\omega) + c \delta N_w(\omega) + d \delta I(\omega) + f_\rho(\omega) \quad (2.15)$$

$$i\omega \delta N_w(\omega) = e \delta N_w(\omega) + h \delta \rho(\omega) + f_N(\omega) \quad (2.16)$$

Les coefficients a, b, c, d, e, h permettent de simplifier l'écriture du système :

$$\begin{aligned} a &= 2v_g g_0 S_0 & ; b &= -\left(\frac{1}{\tau_d} + 2v_g \sigma g_0 S_0 + CN_{w0} \right) \\ c &= C(1 - \rho_0) & ; d &= -v_g \sigma (2\rho_0 - 1) \\ e &= \left(-\frac{1}{\tau_N} - 2C(1 - \rho_0) \right) & ; h &= 2CN_{w0} \end{aligned}$$

A partir de l'équation (2.14), nous pouvons obtenir l'évolution spectrale de la variation de la probabilité d'occupation des îlots quantiques en fonction de celle de la densité de photons :

$$\delta \rho = \frac{i\omega \delta S - f_S}{a} \quad (2.17)$$

L'équation (2.16) donne l'évolution spectrale de la perturbation des porteurs dans la couche de mouillage en fonction de celle des photons :

$$i\omega \delta N_w = e \delta N_w + h \left(\frac{i\omega \delta S - f_S}{a} \right) + f_N \quad (2.18)$$

En appliquant ces résultats dans l'équation (2.15), nous obtenons la variation de la densité de photons :

$$\delta S(\omega) = \frac{(-\omega^2 + i\omega(e+b) - be - hc)f_s + a(i\omega + e)f_p + acf_n}{i\omega(-\omega^2 - i\omega(b+e) + (ad - be + hc) - i\frac{ade}{\omega})} \quad (2.19)$$

Comme le bruit d'intensité relatif est le rapport entre la moyenne du carré des fluctuations de puissance optique sur la puissance optique moyenne au carré, il s'exprime alors :

$$RIN(\omega) = \frac{\langle |\delta S(\omega)|^2 \rangle}{S_0^2} = \frac{\frac{H}{\omega^2} + A + B\omega^2}{(\omega^2 + ad - be + hc)^2 + \omega^2((b+e) + \frac{ade}{\omega})^2} \quad (2.20)$$

Cette expression est similaire à celle classique du RIN des lasers à semi-conducteurs. Nous pourrions définir par analogie la fréquence de relaxation et le taux d'amortissement par :

$$\Gamma_r^2 = \frac{(b+e)^2}{4} \quad (2.21)$$

$$\Gamma_r^2 + \omega_r^2 = ad - be + hc \quad (2.22)$$

Soient :

$$\Gamma_r = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_d} + \frac{1}{\tau_N} + CB_e + g \frac{\sigma g_0 B_e}{q \left(B_e + \frac{1}{C\tau_N} \right)} (J - J_{th}) + \frac{J}{q \left(B_e + \frac{1}{C\tau_N} \right)} \right) \quad (2.23)$$

$$\omega_r^2 = \left(\frac{1}{\tau_d} + g \frac{\sigma g_0 B_e}{q \left(B_e + \frac{1}{C\tau_N} \right)} (J - J_{th}) + \frac{J}{q \left(B_e + \frac{1}{C\tau_N} \right)} \right) \left(\frac{1}{\tau_N} + CB_e \right) - \frac{\sigma}{\tau_p} \frac{B_e}{q \left(B_e + \frac{1}{C\tau_N} \right)} (J - J_{th}) + 2 \frac{J}{q \left(B_e + \frac{1}{C\tau_N} \right)} - \Gamma_r^2 \quad (2.24)$$

avec $g = v_g g_0 \tau_p$, et $B_e = 1 - g^{-1}$. Nous retrouvons bien une évolution linéaire du taux d'amortissement par rapport au taux de pompage, et une évolution linéaire du carré de la fréquence de relaxation par rapport au taux de pompage. En appliquant ces deux paramètres dans l'équation (2.20), le RIN devient :

$$RIN(\omega) = \frac{\frac{H}{\omega^2} + A + B\omega^2}{(-\omega^2 + \Gamma_r^2 + \omega_r^2)^2 + \omega^2(2\Gamma_r - \frac{\gamma}{\omega})^2} \quad (2.25)$$

Nous retrouvons l'expression classique du RIN mais deux termes supplémentaires viennent s'ajouter.

Au numérateur, les coefficients s'expriment comme :

$$H = \frac{1}{S_0^2} ((ae)^2 \langle |f_p|^2 \rangle + (be - hc)^2 \langle |f_s|^2 \rangle + (ac)^2 \langle |f_n|^2 \rangle + ae(hc - be) \langle f_s f_p \rangle - a^2 ec \langle f_p f_n \rangle) \quad (2.26)$$

$$A = \frac{1}{S_0^2} ((e+b)^2 \langle |f_s|^2 \rangle + a^2 \langle |f_p|^2 \rangle - 2a(b+e) \langle f_s f_p \rangle - 2(ae \langle f_s f_p \rangle + (be - hc) \langle |f_s|^2 \rangle + ac \langle f_s f_n \rangle)) \quad (2.27)$$

$$B = \frac{\langle |f_s|^2 \rangle}{S_0^2} \quad (2.28)$$

Le facteur B correspond au bruit de photons comme nous avons pu l'observer dans un laser massif. Le terme $\frac{H}{\omega^2}$ de bruit basse fréquence vient s'ajouter à l'expression classique du RIN. L'ensemble des moments dans le facteur H dépend des coefficients a et e associés à l'échange de porteurs entre la couche de mouillage et les îlots quantiques. Par conséquent, le bruit électronique aux basses fréquences est augmenté par ce dernier échange.

Au dénominateur, nous avons au niveau de l'amortissement le terme $\frac{\gamma}{\omega}$ avec :

$$\begin{aligned}\gamma &= 2v_g^2 \sigma g_0 S_0 (2\rho - 1) \left(\frac{1}{\tau_N} + 2C(1 - \rho) \right) \\ &= v_g \sigma g_0 g \frac{1}{q} \frac{B_e}{B_e + \frac{1}{C\tau_N}} (2\rho - 1) \left(\frac{1}{\tau_N} + 2C(1 - \rho) \right) (J - J_{th})\end{aligned}\quad (2.29)$$

γ dépend du gain différentiel et du taux de capture. Il évolue linéairement avec le courant de pompage.

La figure 2.3 présente un exemple d'une modélisation de RIN, qui correspond à une mesure de bruit à un point de fonctionnement défini. Nous présentons en même temps les différents rôles des paramètres dans l'expression (2.25). Comme nous l'avons expliqué précédemment, une augmentation de bruit en basse fréquence est liée au paramètre H. Plus H est important, plus cette augmentation de bruit avance vers les hautes fréquences. Le paramètre A a une influence sur la hauteur du plancher du bruit en basse fréquence (avant le pic de relaxation), et B influe directement sur la valeur de décroissance en hautes fréquences (après le pic de relaxation). La fréquence du pic de relaxation est liée à ω_r comme pour un laser massif. Cependant, le niveau d'amortissement quant à lui est lié à deux paramètres Γ_r et γ .

2.3 Bruits liés à la détection optique

2.3.1 Détection optique

Afin d'étudier la densité spectrale de puissance d'un laser, nous avons besoin de convertir le signal optique en signal électrique. Donc une photodiode à jonction PN est utilisée. Son mode de fonctionnement est inverse que la diode laser : un photon d'énergie supérieure à la bande interdite arrivant sur la jonction peut être absorbé et exciter un électron dans la bande de valence vers la bande de conduction. Une paire électron-trou est créée. Avec le circuit électrique liant la jonction, les électrons excités dans la bande de conduction vont rejoindre les trous dans la bande de valence, c'est la génération du courant. L'intensité du photo-courant dépend de la probabilité de l'absorption de photon, ainsi que la puissance optique, d'où la relation :

$$I_{opt} = r(v)P_{opt} + i_{obs}\quad (2.30)$$

avec r le rendement et i_{obs} le courant d'obscurité. Le rendement est en fonction de la fréquence du signal incident et son unité est A/W . A température ambiante, certains électrons sont excités vers la bande de conduction par l'énergie liée à l'agitation thermique, ce sont ces électrons qui génèrent le courant d'obscurité même en l'absence de lumière incidente.

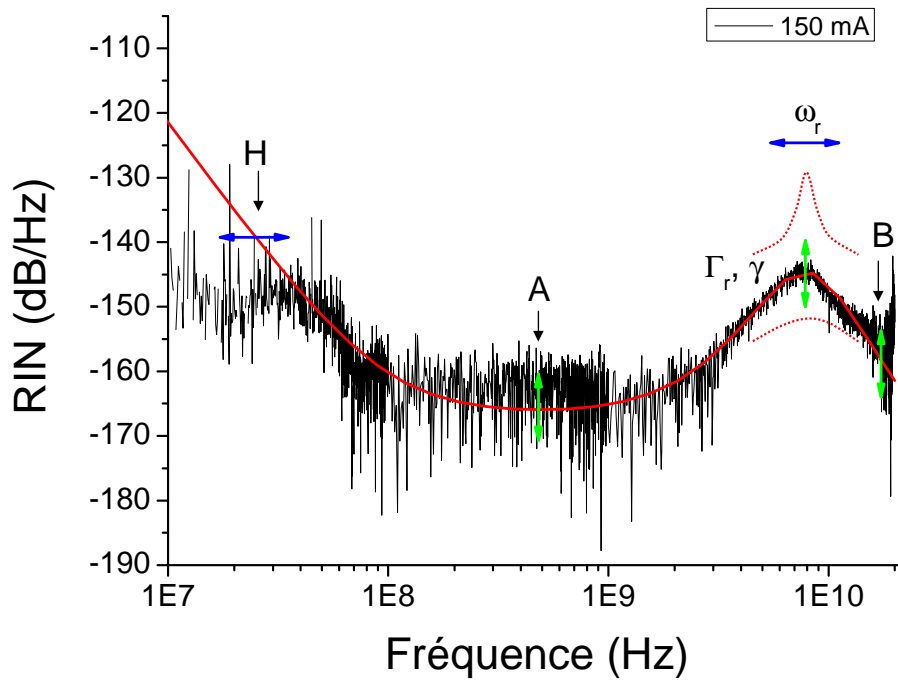


FIGURE 2.3 – Exemple d’un fit en utilisant l’expression (2.25), sur une mesure de RIN d’un laser DFB QDash.

2.3.2 Bruits à la détection

Bruit thermique A température ambiante, quelques électrons sont présents dans la bande de conduction de la photodiode, et aussi dans les autres dispositifs du circuit qui sont constitué de matériau conducteur. Quand il n’y a pas de courant électrique, nous considérons que les électrons sont immobiles. Mais si nous observons avec une échelle plus petite, nous pouvons constater que les électrons sont en vibration aléatoire autour de leur position. Par conséquent, la valeur moyenne du courant associé est nulle, mais la valeur du courant local ne l’est pas, d’où le bruit thermique.

Pour caractériser ce bruit de valeur moyenne nulle, nous introduisons la variance $\langle i_{B_{th}}^2 \rangle$ associée:

$$\langle i_{B_{th}}^2 \rangle = 4 \frac{k_B T B}{R} \quad (2.31)$$

avec k_B la constante de Boltzman, T la température en Kelvin, R la résistance et B la bande passante de détection. Nous pouvons en déduire la densité spectrale de puissance $N_{B_{th}}$ (dBm/Hz) qui correspond à la puissance du bruit en fonction de la fréquence f d’observation :

$$N_{B_{th}} = R \langle i_{B_{th}}^2 \rangle = 4k_B T B \quad (2.32)$$

Nous remarquons que le bruit thermique dépend des différents appareils le long de la chaîne de détection, par contre, il est indépendant du signal optique reçu sur le détecteur. Donc nous pouvons le mesurer sans signal optique.

Bruit de grenaille Rappelons que pendant la détection optique, la génération de paires électron-trou est un processus aléatoire qui varie selon la puissance du flux de photons arrivant sur la surface

de la photodiode. Cela veut dire que pour un flux optique donné, le nombre de porteurs de charge, les électrons et les trous créés, varie autour d'une valeur moyenne selon un processus de POISSON pur. Cette valeur moyenne détermine le courant I circulant dans le circuit. Le bruit associé à la génération des charges dépend du nombre moyen de charges créées. Ce bruit est appelé le bruit de grenaille ou shot noise en anglais. La densité spectrale de puissance associée à ce bruit N_{sn} est exprimée comme :

$$N_{sn} = R \langle i_{sn}^2 \rangle = 2qRI \quad (2.33)$$

Cette relation est valable que quand le flux optique est constant, et la photodiode fonctionne de façon linéaire, c'est à dire qu'il n'y a pas d'effet de saturation. Nous voyons que contrairement au bruit thermique, la densité spectrale de puissance du bruit de grenaille dépend directement de l'intensité du faisceau optique.

Bruit en 1/f La présence d'impuretés et de défauts de la structure lors de la fabrication de la diode de détection, ou même des amplificateurs, peut introduire la génération de perturbations du courant circulant dans les dispositifs. La répartition de la puissance de ce bruit n'est pas uniforme mais décroît linéairement avec la fréquence d'observation. Si les deux bruits présentés ci-avant sont totalement inhérents à la physique même des particules mises en jeu, dans le cas du bruit en $1/f$, il peut être grandement réduit par la qualité de la fabrication et dépend de la technologie employée. Dans le cadre des semi-conducteurs, ce bruit peut devenir gênant pour des fréquences inférieures à quelques kiloHertz. Nous ne traiterons plus du bruit électronique en $1/f$ par la suite, d'une part parce qu'il peut être grandement réduit par un choix approprié des composants, et d'autre part parce que les fréquences qui nous intéresseront par la suite sont très largement au dessus de celles parasitées par ce bruit.

2.3.3 Détection du bruit d'intensité

Cette contribution est la seule qui porte d'information du laser à caractériser. Elle caractérise les fluctuations ΔP de la puissance optique du flux. $\langle \Delta P^2 \rangle$ représente la valeur moyenne de l'écart à l'intensité optique moyenne, élevé au carré. La normalisation par rapport à la puissance optique moyenne $\langle P_{opt} \rangle$ forme le bruit d'amplitude relatif ou RIN (Relative Intensity Noise) par la relation :

$$RIN = \frac{\langle \Delta P^2 \rangle}{\langle P_{opt} \rangle^2} \quad (2.34)$$

Cette grandeur peut s'exprimer en dB/Hz .

Les mesures ne se faisant pas dans le domaine optique mais électrique, il peut être montré que le RIN peut s'exprimer comme fonction de la puissance électrique moyenne $\langle P_{elec} \rangle$ et de la densité spectrale de puissance électrique N_{RIN} engendrée par les variations de puissance optique :

$$RIN = \frac{N_{RIN}}{\langle P_{elec} \rangle} \quad (2.35)$$

Cette relation s'obtient en utilisant la relation entre la puissance optique et la puissance électrique :

$$\langle P_{elec} \rangle = R \cdot I^2 = R \cdot (r \cdot P_{opt})^2 \quad (2.36)$$

Nous utiliserons la deuxième définition du RIN par la suite, car elle est plus adaptée aux mesures expérimentales dans le domaine électrique. En utilisant l'expression de la puissance électrique moyenne $\langle P_{elec} \rangle$ en fonction du courant électrique moyen I , le RIN exprimé en dB/Hz permet d'obtenir l'expression de la densité spectrale de puissance associée N_{RIN} :

$$N_{RIN} = RI^2 10^{\frac{RIN}{10}} \quad (2.37)$$

2.4 Principe de mesure du bruit d'intensité

La mesure de bruit doit permettre d'étudier les variations du bruit en fonction de la fréquence. Nous utiliserons donc un Analyseur de Spectre Electrique (ASE) afin d'obtenir la densité spectrale de puissance du signal électrique en sortie de détection. Le schéma de l'expérience est présenté par la figure 2.4 :

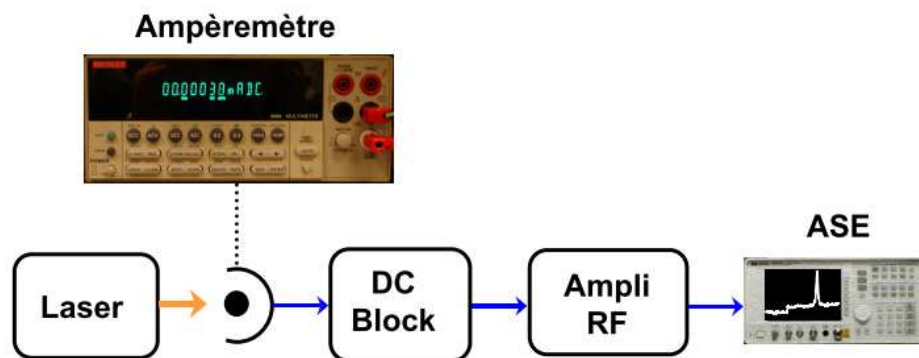


FIGURE 2.4 – Principe de la mesure de RIN

Ce banc de mesure, composé d'une photodiode et d'un amplificateur, est complété par la présence d'un module " DC Block " permettant de supprimer la composante continue du signal électrique pouvant endommager l'amplificateur. A l'aide de ce banc, nous pouvons mesurer la densité spectrale de puissance N_{tot} sur l'ASE, qui est simplement la somme de trois termes de bruit présentés dans la partie précédente :

$$N_{tot} = N_{B_{th}} + N_{sn} + N_{RIN} \quad (2.38)$$

Parmi ces trois termes, chacun est indépendant des deux autres. Pour relever le dernier terme qui nous intéresse le plus, il faudrait faire une soustraction de bruits ($N_{B_{th}}$ et N_{sn}) indésirables au bruit mesuré N_{tot} .

2.4.1 Estimation des bruits indésirables

Bruit thermique Comme cela a été expliqué précédemment, lors que le montage est établi, le bruit thermique peut être obtenu par une simple acquisition du bruit en l'absence de signal optique.

La figure 2.5(a) présente une mesure classique de bruit thermique pour un système de détection. La densité spectrale de puissance du bruit thermique n'est pas constante comme elle devrait l'être pour un bruit blanc. Nous pouvons distinguer plusieurs régions ayant des origines de bruit différentes. Aux basses fréquences, un bruit avec un niveau important est présent. Cette contribution est principalement celle de l'amplificateur électronique. Nous voyons une décroissance rapide, rendant cette contribution négligeable devant celle de l'analyseur de spectre électrique (ASE HP8593E) pour des fréquences supérieures à 30 MHz.

Au-delà de cette fréquence, seule la contribution de l'ASE au bruit thermique est visible. Nous constatons cependant d'importantes et brusques variations de la densité spectrale de puissance à des fréquences particulières. Ces décrochements sont dus à des changements de calibre dans l'ASE soit à différents étages de préamplification. Le système de détection diffère donc suivant les fréquences étudiées.

Lors de la mesure sur un laser, que ce soit le laser de référence ou celui à caractériser, c'est le niveau de bruit thermique qui va imposer le plancher de densité spectrale de puissance à détecter. Au moment où la somme des bruits devient équivalente à celui du bruit thermique seul, nous commençons à avoir des erreurs non négligeables pour la détermination des autres contributions. Il est bien évident que plus le niveau de bruit thermique est faible et plus nous aurons besoin d'une grande sensibilité de mesure.

Pour le système de mesure ayant le bruit thermique montré par la figure 2.5(a), nous ne pouvons mesurer des RIN que dans la bande 500 KHz - 6 GHz avec un détecteur de 10 GHz de bande passante. En effet, pour les fréquences plus importantes, le bruit thermique est trop élevé.

Un autre analyseur de spectre électrique (de marque Rhode & Schwarz 26 GHz) est à notre disposition, qui présente un bruit thermique montré à la figure 2.5(b). Aux basses fréquences, nous avons un nouveau bruit en $1/f$ dû à l'amplificateur électrique. Aux hautes fréquences, l'allure du bruit thermique est plus stable et constante. A l'aide de cet ASE, nous avons la possibilité de mesurer des RIN sur une plus grande plage de fréquences (allant jusqu'à 26 GHz) avec une meilleure sensibilité, qui nous donnera des mesures plus précises.

Bruit de grenaille En ce qui concerne le bruit de grenaille, comme il dépend de l'intensité du flux optique, sa mesure est plus compliquée et une source de référence, qui possède un bruit d'amplitude négligeable devant le bruit de grenaille, est nécessaire. Dans notre cas, nous utilisons un laser de marque Lightwave TM comme référence pour lequel nous faisons l'hypothèse d'un bruit d'amplitude négligeable. La densité spectrale de puissance d'une source de référence peut s'écrire comme suit :

$$N_{ref} = N_{B_{th}} + |H(\omega)|^2 2qRI \quad (2.39)$$

$|H(\omega)|$ correspond à la fonction de transfert du système de détection. Le bruit thermique se trouve naturellement dans l'expression dans le terme $N_{B_{th}}$. En effet, l'estimation du bruit de grenaille commence par la mesure de la densité spectrale de puissance du bruit thermique. Après avoir confirmé que nous travaillons dans la zone de réponse linéaire de la photodiode (les processus seront présentés dans les paragraphes suivants), nous pouvons effectuer une série de mesures en variant l'intensité

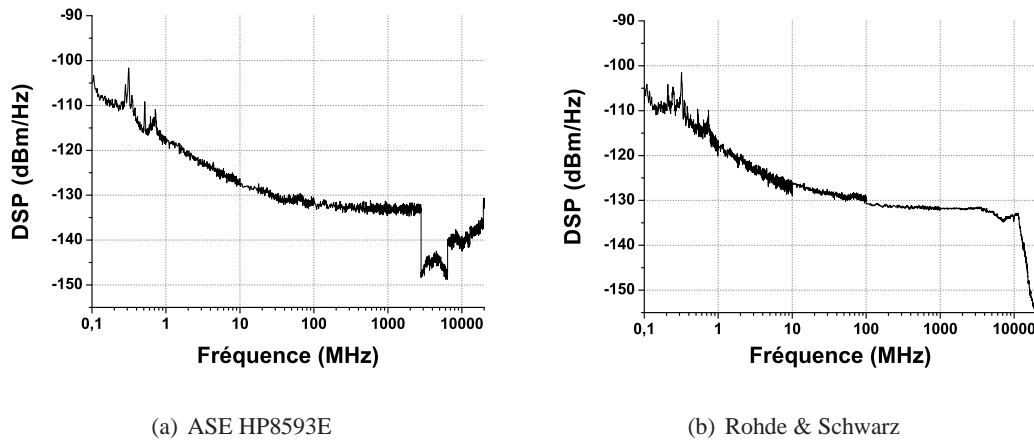


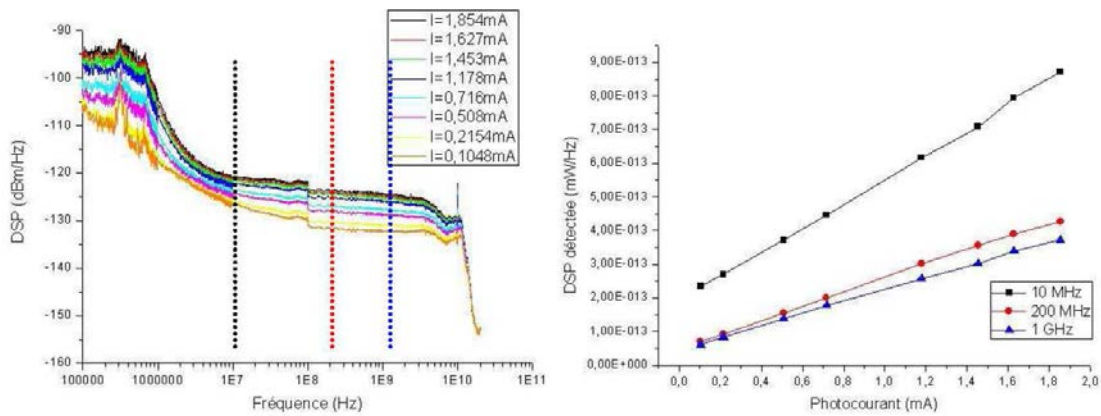
FIGURE 2.5 – Bruit thermique pour deux bancs de mesure différents

du flux optique par un atténuateur. Il est important d’avoir une mesure avec le plus de puissance possible, ce fait nous aidera à obtenir une meilleure précision. Dans notre cas, la qualité du système de détection et son faible bruit thermique permet d’effectuer des mesures avec une grande précision (incertitude inférieure à 1 dB).

La figure 2.6(a) nous présente une série de mesures de densité spectrale de puissance (DSP) du laser de référence Lightwave en variant le photocourant soit la puissance optique reçue par atténuation optique. Cela confirme que la densité spectrale de puissance du bruit de grenaille dépend du photocourant. Sur la figure 2.6(b), nous vérifions la relation linéaire entre la densité spectrale de puissance détectée et le photocourant pour certaines fréquences données. Afin de faciliter l’expérience de mesure du bruit d’amplitude, nous avons besoin d’un bruit de grenaille normalisé. Dans cet objectif, nous retranchons d’abord le bruit thermique ces mesures de DSP, puis en divisant le photocourant I , nous obtenons la relation suivante à partir de la définition (2.40) :

$$N_{norm} = |H(\omega)|^2 2qR + |H(\omega)|^2 RI10^{\frac{RIN}{10}} \quad (2.40)$$

Comme le RIN est considéré négligeable, la valeur mesurée sera alors constante et égale à $|H(\omega)|^2 2qR$. Cela est bien confirmé sur la figure 2.7(a) pour les fréquences supérieures à 10 MHz. De plus, la chute pour les fréquences supérieures à 10 GHz est liée à la bande passante de fonctionnement du photodétecteur de 10 GHz. L’hypothèse sur le bruit d’amplitude est donc valable dans cette bande de fréquences. Par contre, les courbes se dissocient aux basses fréquences, ce qui indique que la contribution du bruit d’amplitude de la source devient non négligeable. Comme nous travaillons plutôt dans la bande des hautes fréquences, cette référence nous convient pour les études. Nous notons $N_{snN} = |H(\omega)|^2 2qR$ la densité spectrale de puissance normalisée. Pour un photocourant I_{ph} , le bruit de grenaille associé sera $N_{snN}I_{ph}$. Un autre laser fabriqué par la société Dicos (rachetée par Teraxion), qui présente un bruit d’amplitude inférieure à notre référence de Lightwave en dessous de 10 MHz [56], est également utilisé afin d’estimer le bruit de grenaille dans cette bande de fréquences.. Nous l’appellerons laser Dicos. Ce laser est constitué d’un laser à semi-conducteurs



(a) DSP du laser Lightwave en fonction du photocourant (b) DSP en fonction de courant pour 3 fréquences marquées en lignes pointillées

FIGURE 2.6 – DSP du laser Lightwave

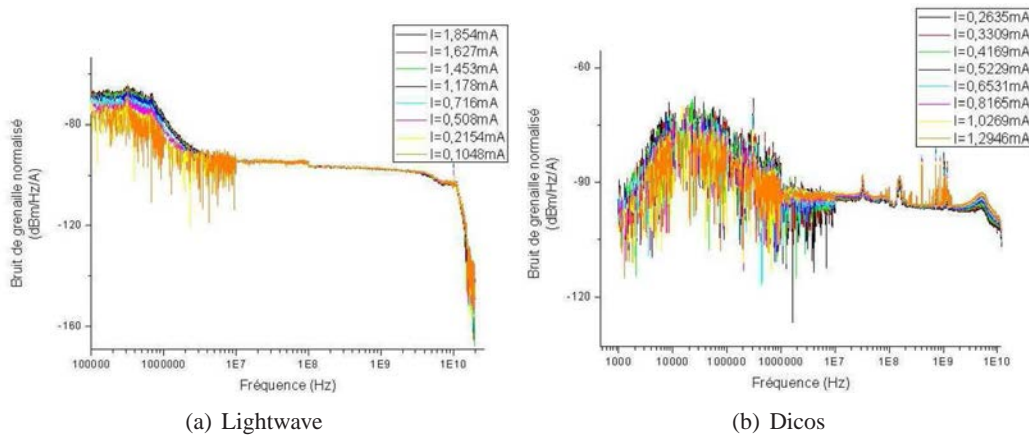


FIGURE 2.7 – DSP Normalisée des lasers de référence par rapport au photocourant

placé en cavité externe contenant une cellule de gaz dont une transition atomique sert à stabiliser le laser.

Sur l'allure du Shot noise normalisé en figure 2.7(b), nous constatons qu'aux basses fréquences, les niveaux de bruit de grenaille normalisé sont moins variables avec la variation du photocourant que ceux du laser Lightwave, par contre, la qualité de mesure n'est pas suffisante pour des caractérisations de laser.

Remarque : Une référence pour la mesure du bruit d'amplitude est constituée par la DSP du bruit thermique et la DSP normalisée du bruit de grenaille. Elle est valable pour des mesures dans la même condition de mesure, c'est à dire le même montage expérimental, la même température etc. Elle peut être modifiée très facilement avec des modifications de montage. Donc chaque fois que l'on reconstruit le banc de mesure, il faudra établir à nouveau une calibration.

2.4.2 Mesure de RIN

Après avoir obtenu la référence de détection, nous pouvons lancer les mesures de bruit du laser à étudier. En retranchant le bruit thermique, nous notons N'_{ref} la densité spectrale de puissance du laser de référence, et N_{dut} ² celle du laser à étudier :

$$N'_{ref} = N_{snN}I = |H(\omega)|^2 2qRI \quad (2.41)$$

$$N_{dut} = |H(\omega)|^2 (2qRI + RI^2 10^{\frac{RIN}{10}}) \quad (2.42)$$

L'élimination de la fonction de transfert du système de détection peut se réaliser simplement en effectuant le rapport des deux mesures. Nous pouvons donc, à partir des relevés expérimentaux déterminer la valeur du RIN d'un laser en fonction de la fréquence.

$$RIN = 10 \log_{10} \left[\frac{2q}{I} \left(\frac{N_{dut}}{N'_{ref}} - 1 \right) \right] \quad (2.43)$$

L'analyseur de spectre fournissant directement les densités spectrales de puissance en échelle logarithmique, nous utiliserons cette notation par la suite. L'utilisation de la densité spectrale normalisée N_{snN} pour le bruit de grenaille mène à l'expression suivante :

$$RIN = 10 \log_{10} \left(\frac{2q}{I} \right) + 10 \log_{10} \left(10^{\frac{N_{dut}^{dB} - (N_{snN}^{dB} + 10 \log_{10}(I))}{10}} - 1 \right) \quad (2.44)$$

Ces relations entre les niveaux de RIN et la puissance détectée permettent de connaître le RIN minimum détectable en fonction de la puissance optique reçue. Sachant qu'un RIN de -150 dB/Hz est détectable pour 0 dBm (soit 1 mW) sur le détecteur. Pour un RIN plus faible que la limite de mesure, le bruit d'amplitude sera masqué par les autres contributions de bruit.

2. L'indice *dut* veut dire : device under test

Chapitre 3

Laser monomode DFB à bâtonnets quantiques

Pour répondre aux besoins du marché des réseaux d'accès métropolitain, des lasers DFB (Distributed Feedback) à base de bâtonnets quantiques sont réalisées par notre partenaire le III-V Labs. Ce type de laser peut être modulé directement à 10 Gbits/s sans isolateurs et contrôle de température pour permettre une transmission sur 60 km assurant une transmission PON (Passive Optical Network) avec un taux d'erreurs acceptable [59]. Dans cette partie, nous allons caractériser un laser de ce type, et comparer avec des autres lasers à semi-conducteur massif et à base de puits quantiques.

3.1 Caractéristiques statiques

3.1.1 Mise en oeuvre

La qualité des expériences réalisées au laboratoire est liée au montage adopté pour la mise en oeuvre de puce laser. Pendant les travaux de ma thèse, trois montages sont utilisés : le montage statique, le montage dynamique, et le montage de contre-réaction. Ces trois montages sont disposés sur une dalle de marbre montée sur quatre pieds gonflables afin d'isoler des vibrations mécaniques. Par ailleurs une boîte en bois dont les parois sont recouvertes de mousse est en disposition pour limiter les perturbations acoustiques, thermiques (par courant d'aire par exemple) ou lumineuses.

Le montage statique est montré sur la photographie 3.1. Dans ce montage, le support en cuivre thermiquement régulé, adaptable en hauteur, constitué d'un élément Peltier, d'une thermistance, d'un radiateur et d'un circuit d'asservissement électronique, nous permet d'assurer une bonne stabilité de la longueur d'onde d'émission laser. Une ou plusieurs sondes électriques en or nous permettent d'alimenter le laser avec courant ou tension, sur les zones de contact précises (la résolution de déplacement dans les trois axes est $5 \mu m$). En face de la puce laser, nous utilisons une fibre microlentillée pour assurer un couplage optique d'une perte de 3 dB. Cette dernière est montée sur une platine de translation trois axes motorisée, ajustable avec contrôleur piézoélectrique qui garantit une résolution de déplacement de 20 nm. Ce montage possède de nombreux degrés de liberté de

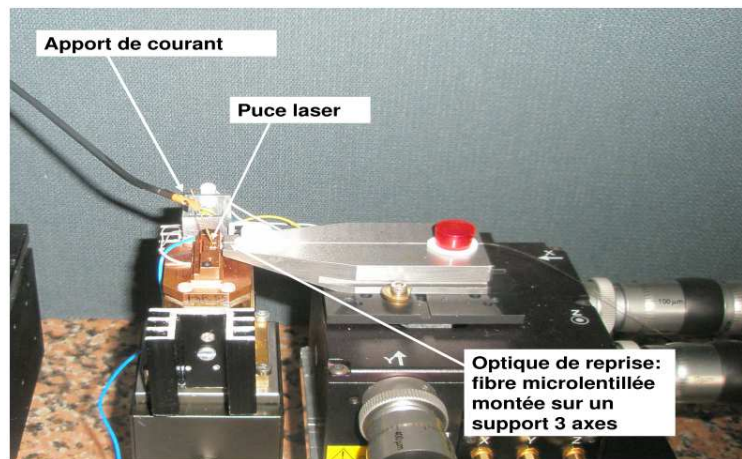


FIGURE 3.1 – Photographie du montage statique

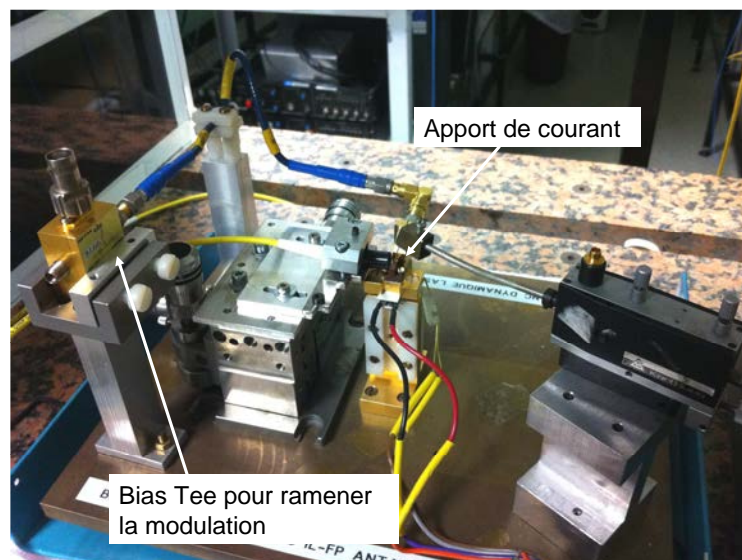


FIGURE 3.2 – Photographie du montage dynamique

positionnement. Ceci nous permet de s'adapter à une grande variété d'embase de laser.

Le montage dynamique, montré sur la photographie 3.2, est spécifiquement désigné pour les puces lasers fabriquées par le III-V labs. Le support de puce laser est fixe, régulé thermiquement au centième de degré. Quant à l'alimentation de courant du laser, il s'agit d'un câble blindé de type SMA, qui s'appuie sur la piste d'alimentation de la puce au niveau d'extrémité. Ce câble est suivi par bias tee, qui nous permet de ramener une modulation pour le courant d'alimentation. Une optique de reprise est disposée sur une platine trois axes. A l'aide de ce montage, nous arrivons à effectuer des mesures dynamiques, par exemple la mesure de facteur d'Henry α_H .

Le dernier montage est basé sur le montage statique. Une deuxième optique, montée sur une platine de translation trois axes sous contrôle piézoélectrique, permet de recueillir le flux lumineux provenant de l'autre face du laser. Nous avons par conséquent accès aux deux faces du laser, afin

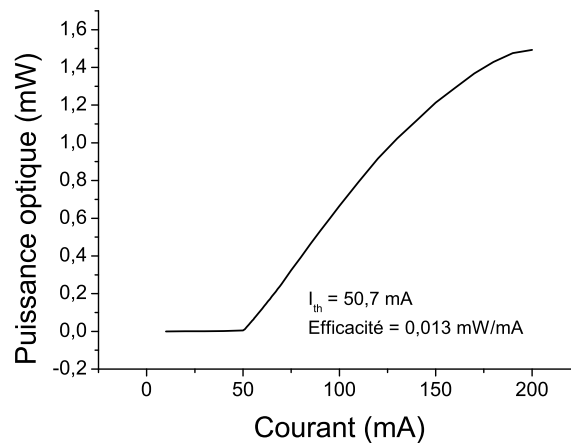


FIGURE 3.3 – Caractéristique en puissance optique du laser en fonction du courant de polarisation

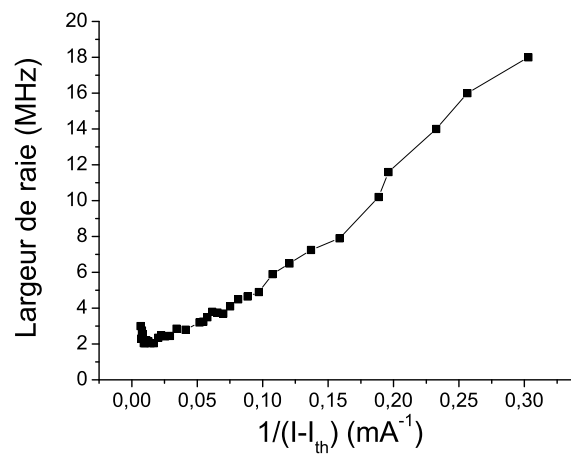


FIGURE 3.4 – Caractéristique en largeur de raie du laser en fonction de l'inverse du courant de polarisation

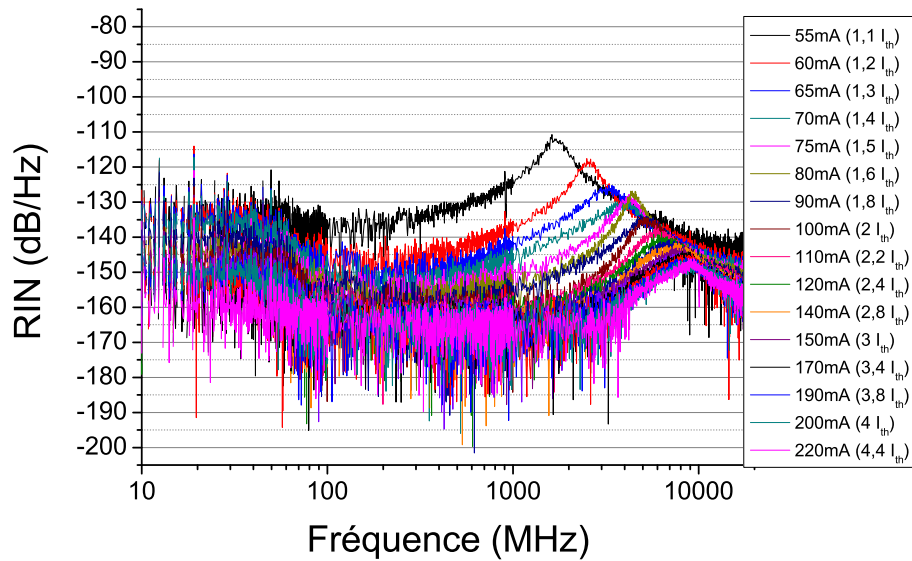
d'étudier l'effet de contre-réaction optique.

3.1.2 Caractéristiques

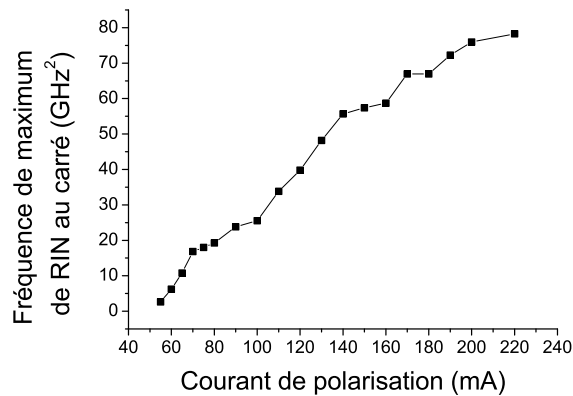
Nous allons présenter les différentes mesures effectuées pour caractériser la puce et les comparer à celles obtenues pour d'autres types de laser.

Nous commençons par une mesure de puissance optique en fonction du courant d'alimentation. Ceci nous permet de réaliser une courbe caractéristique du laser, traditionnellement appelée $P(I)$. A l'aide de cette courbe, nous pouvons déduire le courant de seuil du laser, ainsi que son efficacité. Cette dernière est déduite de la pente de la partie linéaire de la courbe au delà du courant de seuil. Nous observons sur la figure 3.3 que le laser DFB QDash possède un courant de seuil de 50,7 mA, et une efficacité de 0,013 W/A.

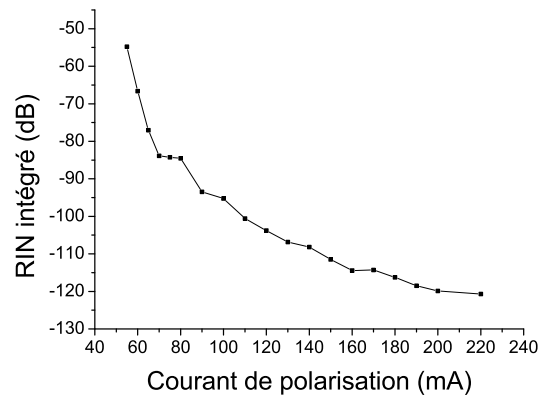
En suite, nous avons caractérisé le laser au niveau de la largeur de raie à mi-hauteur (Full Width at Half Maximum). Nous observons une évolution inverse en fonction du courant de polarisation,



(a) Mesures des bruit d'intensité



(b) Fréquence maximale du RIN en fonction du courant de polarisation



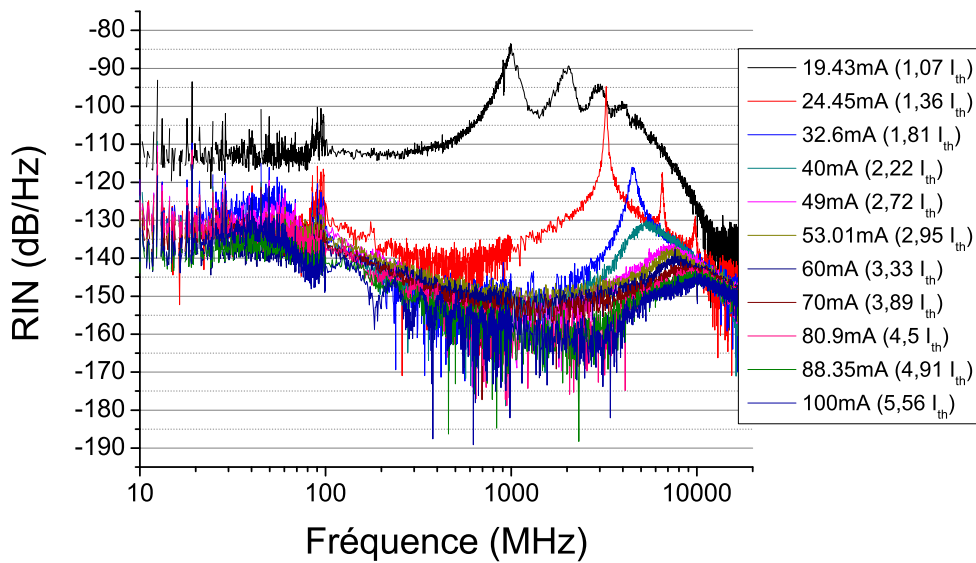
(c) RIN intégré en fonction du courant de polarisation

FIGURE 3.5 – Mesures des bruit d'intensité du laser DFB QDash.

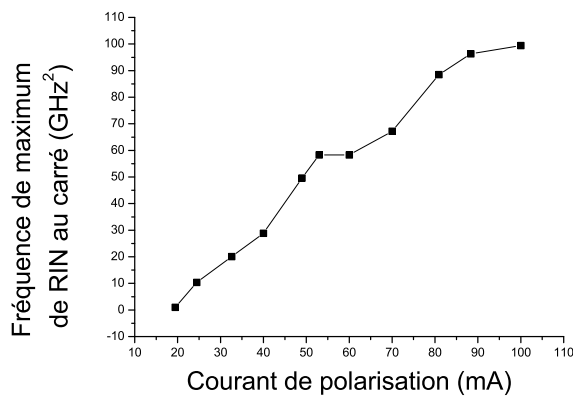
et la largeur de raie du laser diminue à 2 MHz avec un courant de polarisation de 200 mA, soit 4 fois le courant de seuil. Quand nous avons un fort courant de polarisation pour alimenter le laser, la puissance optique se sature. En même temps la largeur de raie a tendance à ré-augmenter, après stabilisation. Ces effets sont dues aux phénomènes thermiques : l'augmentation de la température dans la structure laser peut conduire à une augmentation du courant de seuil [60].

3.1.3 Bruit d'intensité RIN

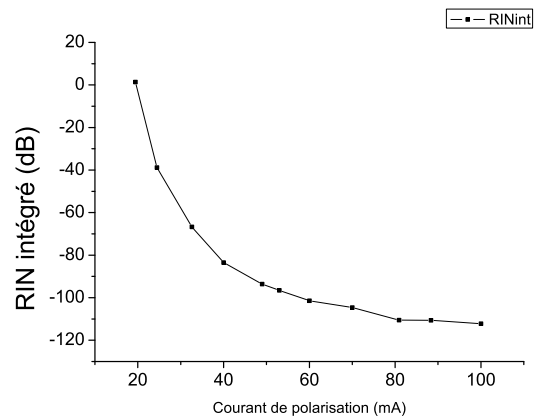
Afin de déterminer plus de paramètres, nous nous intéressons maintenant à la mesure du bruit d'intensité. La figure 3.5(a) montre des mesures de RIN en fonction du courant de polarisation. Nous observons que ces mesures suivent l'évolution classique pour un laser à semi-conducteurs : les remontées de bruit se déplacent vers les hautes fréquences avec l'augmentation du courant de polarisation, et deviennent plus en plus amorties. Notons que le RIN correspond en effet au bruit



(a) Mesures des bruit d'intensité



(b) Fréquence maximale du RIN au carré en fonction du courant de polarisation



(c) RIN intégré en fonction du courant de polarisation

FIGURE 3.6 – Mesures des bruit d'intensité du laser DFB massif.

relatif d'intensité par rapport à la puissance optique moyenne au carré, donc un signal optique de faible puissance porte un RIN plus élevé.

Pour interpréter les mesures de RIN de façon concrète, nous avons déduit des évolutions de deux aspects pour la mesure de RIN. La courbe 3.5(b) présente l'évolution de la fréquence maximale du RIN en fonction du courant de pompage, et la deuxième figure 3.5(c) montre une fonction inverse entre le courant de pompage et le RIN intégré. Ce dernier a été calculé en intégrant la mesure de RIN dans un intervalle fréquentielle de 1 MHz à 10 GHz. Sachant que le RIN porte comme unité de dB/Hz , ce résultat RIN intégré est donc sans unité, et ici nous le présentons en dB.

Nous avons effectué les mêmes mesures sur un laser DFB à semi-conducteurs massifs, pour comparer les résultats et étudier les différences entre ces structures au niveau du RIN.

Sur la figure 3.6, nous voyons que pour le laser DFB à semi-conducteurs massifs, le niveau du

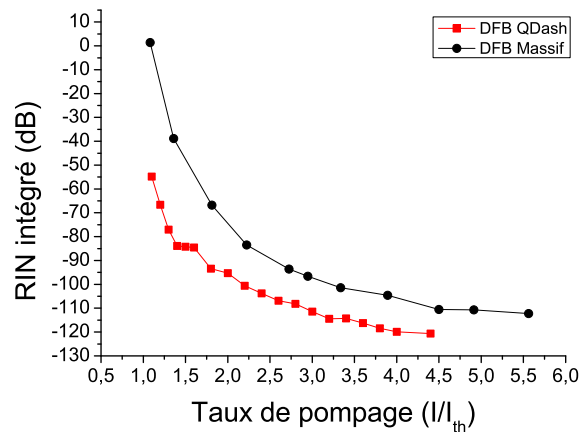


FIGURE 3.7 – Comparaison de RIN intégré entre le laser DFB QDash et le laser DFB massif en fonction de taux de pompage.

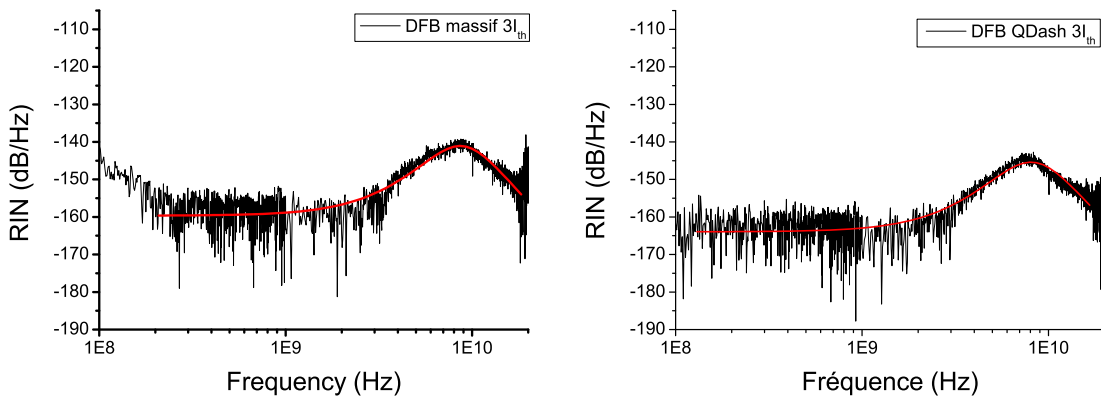


FIGURE 3.8 – Mesures de RIN du laser DFB massif et du laser DFB QDash à 3 fois courant de seuil, fittés avec l'équation (2.3).

RIN est plus élevé pour les courants correspondant à des taux de pompage faibles. Il existe aussi des pics de résonance très élevés et peu amortis, entre 1 et 4 GHz, avec des harmoniques double et triple. Cela est certainement lié à la présence d'oscillations "auto-entretenues" à cette fréquence. Pour des courants plus importants (supérieurs à 32 mA), le pic de résonance devient amorti. Nous avons pu observer que la fin de ces oscillations correspondait au déclenchement de l'auto-pulsation dans ce laser [61]. La figure 3.6(b) et la figure 3.6(c) montrent respectivement des évolutions de la fréquence maximale et du RIN intégré en fonction du courant de polarisation. Ces évolutions pour le laser DFB massif sont similaires à celles du laser DFB QDash.

Nous observons que le laser QDash possède des résultats de meilleure qualité en mesures de RIN. Les pics de résonances sont plus amortis pour les faibles taux de pompage, ce qui montre un taux d'amortissement plus important que le laser massif. Concernant le niveau de RIN intégré, celui pour le laser DFB QDash est plus faible que celui du laser DFB massif, comme présenté dans la figure 3.7. Par exemple, pour un taux de pompage identique ($I/I_{th} = 3$), le niveau du plancher de RIN est environs 5 dB plus faible pour le QDash 3.8.

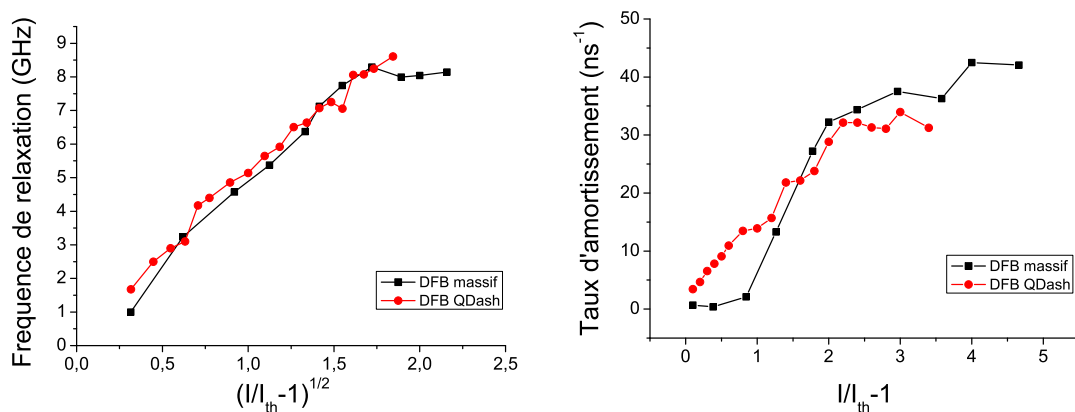


FIGURE 3.9 – Fréquence de relaxation et taux d’amortissement en fonction du taux de pompage.

Sur la figure 3.8, les courbes rouges, superposées aux mesures de RIN, sont des résultats de modélisation provenant de l’équation (2.3). Cette dernière nous permet de relever les paramètres du lasers au point de fonctionnement, comme la fréquence de relaxation et le taux d’amortissement. Nous obtenons, à l’aide de cette modélisation, les paramètres du laser pour différents taux de pompage, et les traçons dans les figures 3.9. Nous pouvons observer qu’au niveau de la fréquence de relaxation, le laser DFB massif et le laser DFB QDash ont des comportements similaires : la fréquence de relaxation est proportionnelle à la racine au carré du taux de pompage, ce qui est une propriété très générale des lasers à deux niveaux. En ce qui concerne le taux d’amortissement, les valeurs augmentent avec le taux de pompage. Pour le laser DFB QDash, ce taux d’amortissement est quasi-linéaire pour tous les taux de pompage. Remarquons que le taux d’amortissement du laser DFB massif est peu élevé pour des taux de pompage faible, et qu’il ne devient linéaire que pour un taux de pompage supérieur à 2. Ce fait est lié à la présence d’oscillations auto-entretenues pour ces courants, observables sur la figure 3.6(a) par les multiples harmoniques de la fréquence de résonance.

Au final, nous obtenons ici les performances attendues en terme de bruit dans une structure à bâtonnets quantiques en comparaison à une structure massive. Cela se caractérise par un bruit d’intensité plus faible, un taux d’amortissement plus élevé.

3.2 Influence d'une injection optique

Nous allons nous intéresser dans cette partie à l'injection optique entre deux lasers à semi-conducteurs. Commençons par l'historique et applications de l'injection optique, ensuite nous présentons des notions fondamentales relatives à l'injection optique, enfin nous étudierons la cartographie des régimes d'injection.

3.2.1 Historique et applications de l'injection optique

Le verrouillage d'un oscillateur par un autre a pour la première fois été mis en évidence par HUYGENS en 1655 [62]. Il observe l'oscillation à l'unisson de deux pendules accrochés à un même mur, qu'il décrit à son père en ces termes :

Dans l'obligation de garder la chambre quelques jours et occupé à observer mes deux nouveaux pendules pesants, j'ai remarqué un effet singulier que personne n'a dû jusqu'à présent considérer : ces deux pendules, suspendus au voisinage l'un de l'autre à une distance d'un ou deux pieds, s'entendent si bien qu'ils se mettent à osciller ensemble de manière invariablement synchrone. Après avoir admiré ce phénomène un moment, j'ai finalement imaginé qu'il ne pouvait se produire que par une sorte de sympathie.

Au lieu de *sympathie*, il a depuis été montré que la synchronisation de ce type de pendules est possible grâce aux faibles vibrations transmises par la paroi du mur.

A partir du XX^e siècle, la synchronisation est étudiée avec différents type d'oscillateurs. Par exemple, VAN DER POL [63] en 1927 ou ADLER [64] en 1946, réalisent des expériences avec des oscillateurs électriques tandis que HINES [65] s'intéresse aux oscillateurs micro-ondes en 1968.

Les premières expériences avec des lasers apparaissent rapidement après la réalisation expérimentale du premier laser par MAIMAN [12] en 1960, suite aux travaux de SCHAWLOW et TOWNES [11] de 1958. Nous pouvons notamment citer les études de PANTELL [66] en 1965 puis celles de STOVER [67] en 1966 qui effectue l'injection optique entre deux lasers à gaz. Enfin, les premières expériences mettant en œuvre des lasers à semi-conducteurs furent effectuées par KOBAYASHI [68, 69] en 1980 avec des lasers à base d'AlGaAs émettant à 840 nm.

Une des premières propriétés mise en évidence de l'injection optique fut la transmission des caractéristiques spectrales du laser maître vers le laser esclave, en terme de fréquence optique de fonctionnement et de largeur de raie d'émission. Lorsque cette transmission est totale, le laser esclave est dit en régime d'accrochage total, régime pour lequel sa seule contribution est la puissance émise. L'injection optique ayant de nombreuses applications, que nous présenterons par la suite, son étude est donc nécessaire pour la bonne compréhension des phénomènes observés. Ce type d'étude commence historiquement avec les travaux de KOBAYASHI [68–70] et GOLDBERG [71] qui étudient les formes de la zone d'accrochage et de régimes instables, en fonction de la puissance injectée et du désaccord en fréquence entre les deux lasers. Ils montrent que la dissymétrie observée de la zone d'accrochage est due au facteur de couplage phase-amplitude α_H , dit «facteur de

HENRY» [72]. Trois ans plus tard, MORGENSEN [73] trace théoriquement et expérimentalement les premières cartographies d'un laser injecté, montrant dans un plan puissance injectée-désaccord en fréquence, la position des zones d'accrochage et de mélange d'ondes simple pour des lasers CSP (pour Channel Substrate Planar) 4 (à 830 nm) et BH (pour Buried Heterostructures) 5 (à 1,3 μm). En 1988, PETITBON [74] précise les positions et largeurs de la plage d'accrochage et met en évidence la présence d'oscillations de relaxation excitées par l'injection. LEE, KOVANIS et BONDIOU [75–78] complètent ces cartes en ajoutant les zones de mélange multi-ondes double et de chaos. Notons enfin les travaux de BLIN [79–82] ayant cartographié précisément les zones de bistabilité d'un laser semi-conducteurs injecté.

Comme nous l'avons évoqué précédemment, l'injection optique permet de nombreuses applications dans de nombreux domaines. Nous allons maintenant présenter les plus importantes :

Réduction de la largeur de raie d'émission : pour cela, il suffit d'injecter le laser esclave par un laser maître plus fin spectralement. Une des premières expériences de ce type date de 1971 quand ERIKSON [83] réalise l'injection d'un laser argon dans un laser à colorant. On trouve dans la littérature d'autres travaux de ce type et notamment ceux de GALLION [84] en 1985 avec des lasers à semi-conducteurs. L'injection d'un laser fin spectralement mais peu puissant dans un laser plus large mais puissant permet, par accrochage total, d'obtenir un laser fin spectralement et puissant [85] ce qui peut avoir des applications dans des domaines comme la métrologie ou la spectroscopie. Le LIDAR en est un exemple puisque l'étude de l'atmosphère par cette méthode nécessite une grande finesse spectrale ainsi qu'une forte puissance optique.

Accrochage sur une fréquence absolue : l'accrochage du laser esclave sur une fréquence atomique permet d'obtenir des lasers puissants à des fréquences absolues pour diverses applications liées à la métrologie [86–89].

Génération de fréquences micro-ondes : le battement entre les différentes composantes du spectre optique du laser injecté en régime multi-ondes permet de générer des fréquences micro-ondes (quelques GHz à quelques dizaines de GHz), ce qui a amené à de nombreux travaux depuis les années 1980 [77, 90–103].

Détermination de constantes physiques des lasers : l'injection optique est un moyen de déterminer expérimentalement certaines constantes liées aux lasers. Les principales études portent sur la mesure du facteur de couplage phase-amplitude [104–108]. De plus, l'injection optique peut également être utilisée pour mesurer la fréquence des oscillations de relaxation [106].

Réduction du bruit : différents types de bruit présents dans un laser peuvent être réduits par injection optique. Parmi les études du bruit du laser injecté, nous pouvons donc noter celles de SPANO [109] ou SCHUNK [110] en 1986 qui considèrent le bruit en fréquence du laser, tout comme LIDOYNE [111] en 1990. D'autres s'intéressent à la réduction du bruit d'intensité [112–

114]. POETTE et VAUDEL [115] ont réalisé l'étude numérique et expérimentale du transfert de bruit lors de l'injection. Ils ont montré que le transfert de bruit entre le laser maître et le laser injecté dépend notamment de la puissance injectée.

Augmentation de la bande passante de modulation : l'augmentation des débits pour les télécommunications optiques passe entre autres par l'augmentation de la bande passante de modulation des lasers à semi-conducteurs. SIMPSON [112] et WANG [116] ont réussi à augmenter la bande passante de modulation sans augmenter le courant d'injection. Nous pouvons également noter les travaux suivant : [117–125].

Fonctionnement monomode sous modulation rapide : l'injection optique permet également d'assurer un fonctionnement monomode sous modulation rapide [126–129]. Les études de LANG [130,131] et MOGENSEN [132] montrent qu'il est possible de réduire les oscillations de relaxation d'un laser semi-conducteurs modulé en accrochant le mode principal du laser.

Diminution de la dérive temporelle de la fréquence instantanée : la modulation directe d'un laser à semi-conducteurs s'accompagne d'une dérive temporelle de la fréquence instantanée du laser, communément appelée chirp. Cette dérive est préjudiciable aux performances des transmissions optiques. Au milieu des années quatre-vingt, LIN [133] ou PIAZZOLLA [134] ont montré qu'il est possible de réduire ce phénomène par injection optique.

Modulation en phase et en fréquence : dans le contexte des transmissions optiques, l'injection est un moyen d'appliquer une modulation de fréquence [135, 136] ou de phase [105, 135, 137] à une porteuse optique.

Conversion en longueur d'onde : La fonction de routage permet de redistribuer l'information au niveau des nœuds du réseau. Il existe différents types de réseaux optiques pour les télécommunications. Certains utilisent le multiplexage en longueur d'onde. Dans de tels systèmes, la fonction de routage est réalisée grâce à une conversion en longueur d'onde qui peut être obtenue de diverses façons dont l'injection optique fait partie [138–142]

Composants achromatiques pour les réseaux d'accès hauts débits : Le succès d'Internet et l'augmentation des débits nécessaire poussent à la mise en place de nouveaux systèmes. L'accès tout optique jusqu'à l'abonné avec le FTTH (Fiber To The Home) est une solution prometteuse pouvant atteindre des débits supérieurs à quelques Gb/s. Cependant, cette technologie nécessite la possibilité pour l'opérateur de choisir la longueur d'onde allant jusqu'à l'abonné. Il faut alors disposer de composants pouvant fonctionner à de hauts débits et pour différentes longueurs d'onde. L'injection optique dans un laser Fabry-Perot offre des perspectives intéressantes [143–145], notamment grâce aux avantages de l'injection présentés ci-dessus.

Récupération d'horloge et resynchronisation : dans le domaine des télécommunications optiques, la récupération d'horloge d'une manière tout optique est un sujet d'actualité et de grand intérêt pour les transmissions à haut-débit. La régénération d'un signal dégradé au cours d'une transmission passe en effet par trois étapes. La ré-amplification, la remise en forme du signal et la ré-synchronisation du signal (il s'agit de la régénération 3R). L'injection optique du signal dégradé dans un laser auto pulsant est une méthode qui permet de récupérer une horloge de qualité [146, 147]. Les lasers à îlots quantiques ont par ailleurs montré de bons résultats pour la récupération d'horloge de données à 40, 80 et 160 GBit/s [?, 148, 149].

Génération et synchronisation de chaos : La principale application du chaos concerne le codage de l'information dans des applications de cryptographie. L'objectif est de protéger les informations qui circulent dans les fibres optiques en noyant le signal dans un chaos. Pour pouvoir envisager d'utiliser ce chaos pour des transmissions optiques, il est nécessaire que le récepteur de l'information puisse interpréter le signal. Pour cela, le signal chaotique doit être synchronisé afin d'en extraire l'information transportée par une technique de battement. L'idée originale de la synchronisation de chaos est proposée par Pecora [150] en 1990, et des études plus récentes en montrent la faisabilité expérimentale, notamment celle de VanWiggeren [151] ou encore celle de Goedgebuer [152]. L'utilisation de l'injection optique pour générer du chaos et le synchroniser a été étudiée au laboratoire par Vaudel [153]. L'intérêt de la génération du chaos via l'injection optique est de pouvoir contrôler le chaos généré grâce aux paramètres de l'injection.

3.2.2 Principe de l'injection optique

Une injection optique consiste en un couplage unidirectionnel entre deux lasers. Comme le montre la figure 3.10, le flux optique d'un premier laser, dit maître, est injecté dans la cavité d'un second laser, dit esclave. Un isolateur optique est introduit entre ces deux lasers afin de s'assurer que l'esclave ne puisse pas influencer le maître.

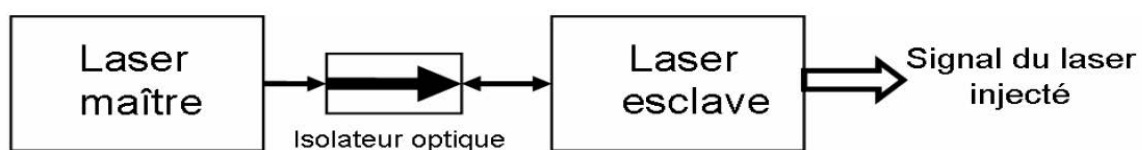


FIGURE 3.10 – Principe de l'injection optique

Les paramètres de contrôle d'une expérience d'injection optique sont les suivants :

- Le désaccord $\Delta\nu$: différence entre la fréquence laser maître (ν_M) et la fréquence laser esclave (ν_0) : $\Delta\nu = \nu_M - \nu_0$;
- La puissance maître injectée P_I ;
- Le courant de polarisation du laser esclave : nous utilisons le paramètre $\frac{I}{I_{th}}$ où I est le courant de polarisation et I_{th} le courant de seuil (threshold en anglais) du laser.

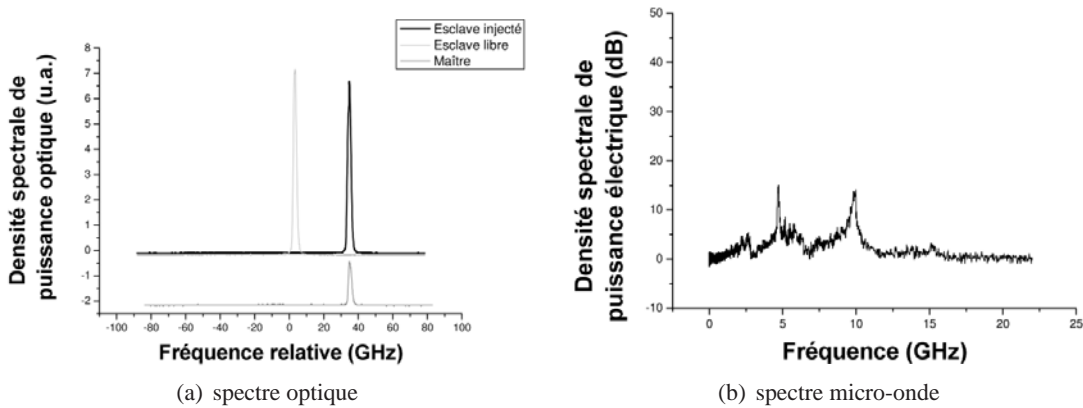


FIGURE 3.11 – Spectres caractéristiques du régime d'accrochage total.

De manière générale, nous retiendrons que pour un désaccord suffisamment faible et une puissance injectée suffisamment forte, le laser maître transmet ses caractéristiques spectrales (fréquence et largeur de raie) au laser esclave : c'est l'accrochage total. Ceci est utilisé par exemple pour affiner la raie d'un laser puissant mais large au niveau de spectrale, en lui injectant un laser moins puissant mais fin au niveau de spectrale.

Dans les différentes expériences d'injection présentées par la suite, notre laser maître sera une source accordable fine spectralement avec une largeur de raie de 125 kHz, à comparer au laser esclave, diode DFB à semi-conducteurs de largeur de raie comprise entre 1 MHz et 100 MHz (dépend du courant de polarisation). Ces deux sources sont des sources à 1550 nm couramment utilisées dans le domaine de télécommunication.

3.2.3 Différents régimes d'injection

Différents régimes existent pendant des expériences d'injection. Nous allons rapidement décrire les régimes rencontrés au cours des expériences et donnerons les spectres optiques et micro-ondes du laser esclave injecté.

Accrochage total (A) Le spectre de l'esclave injecté observé sur la figure 3.11(a) ci-contre n'est constitué que d'un pic. Ce spectre est à comparer aux spectres superposés du laser maître et du laser esclave libre. Nous pouvons observer l'accrochage en fréquence : le laser esclave injecté lase à la fréquence imposée par le maître. Il y a aussi un accrochage en phase : la largeur de raie à mi-hauteur est la même que celle du maître. Ce transfert de pureté spectrale n'est pas visible sur ces spectres car le Fabry-Perot d'analyse utilisé n'a pas une résolution suffisante. Nous l'observerons cependant par la suite avec des outils d'analyse plus fins.

Mélange d'onde simple (M1) Un spectre optique typique du mélange d'ondes simple est composé d'au moins trois pics : un pic central et deux pics satellites symétriques en fréquence par rapport au pic central. La figure 3.12 présente un spectre optique du mélange d'ondes simple, avec trois pics discernables. Un pic central correspond à la composante fréquentielle du laser esclave ; un

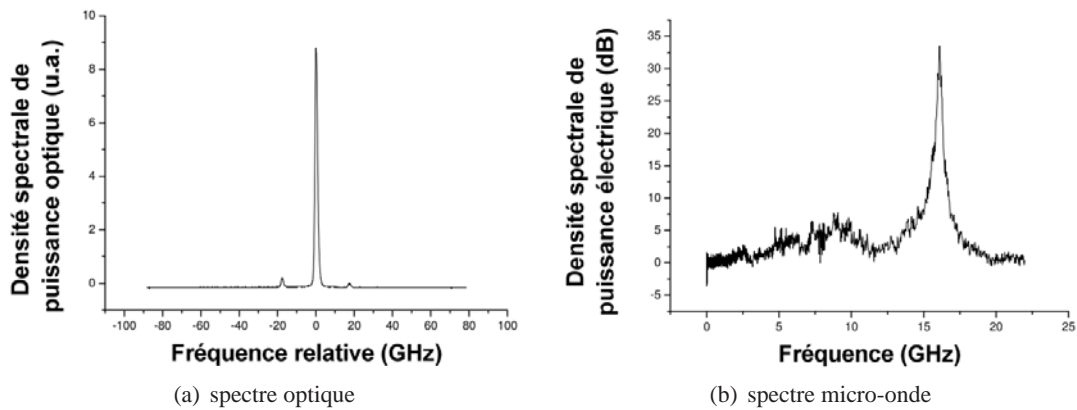


FIGURE 3.12 – Spectres caractéristiques du régime de mélange d'onde simple.

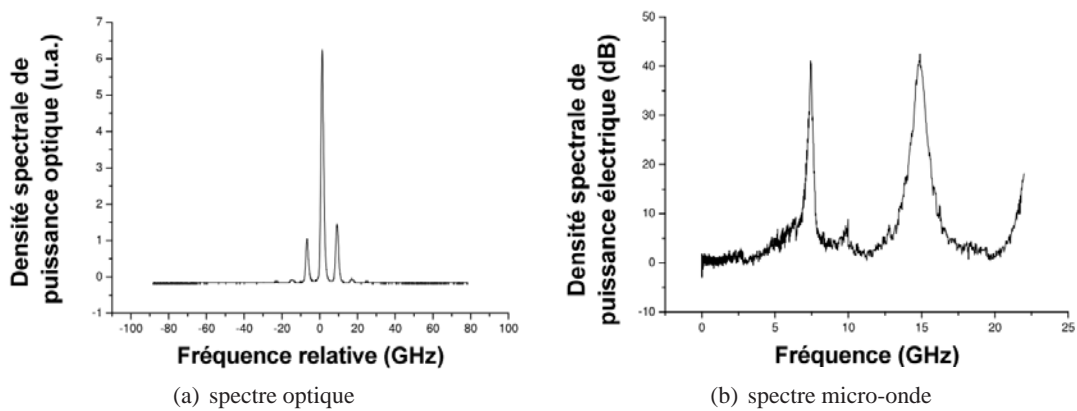


FIGURE 3.13 – Spectres caractéristiques du régime de mélange d'onde double.

des pics satellites peu puissants à la fréquence du laser maître et un pic symétrique au maître par rapport à l'esclave. Sur l'analyseur de spectre électrique, nous observons donc un battement à la valeur du désaccord (au léger décalage près).

Mélange d'onde double (M2) Ce régime est constitué d'au moins cinq pics dont un des satellites est situé à la fréquence maître. C'est une structure née du mélange d'ondes simple mais avec doublement de période : nous observons apparaître des satellites supplémentaires exactement entre les pics du mélange d'ondes simple quand on passe du régime M1 à M2. Sur le spectre micro-onde nous pouvons voir des battements supplémentaires à des fréquences deux fois plus petites que celles des pics déjà existants. (Figure 3.13)

Mélange d'onde quadruple (M4) De même que le mélange d'ondes double naît du mélange d'ondes simple, ce mélange naît du mélange multi-ondes double. Le spectre optique se traduit par une apparition de nouveaux pics entre les pics déjà présents du mélange d'ondes double. Sur le spectre électrique apparaissent des pics de battements supplémentaires aux fréquences moitiés de celles des pics déjà existants. Ces deux derniers régimes correspondent à une évolution répertoriée des systèmes dynamiques, appelée doublement de période, et amènent généralement vers un régime

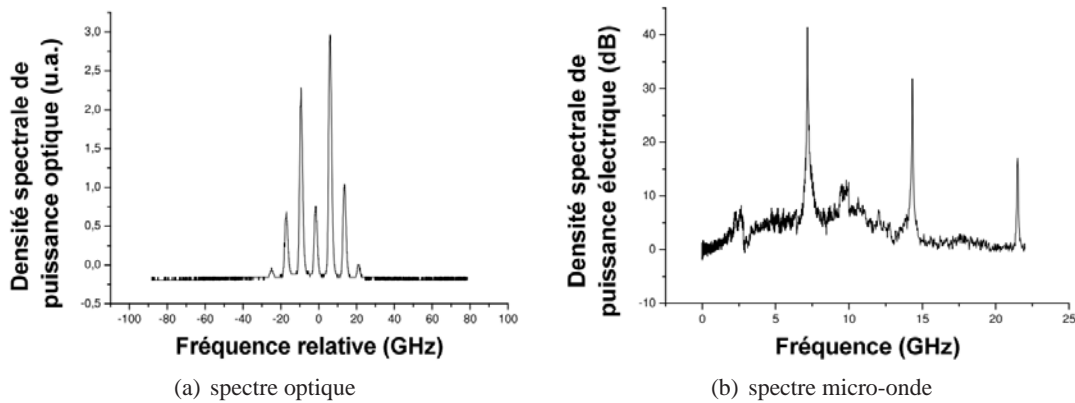


FIGURE 3.14 – Spectres caractéristiques du régime de relaxation.

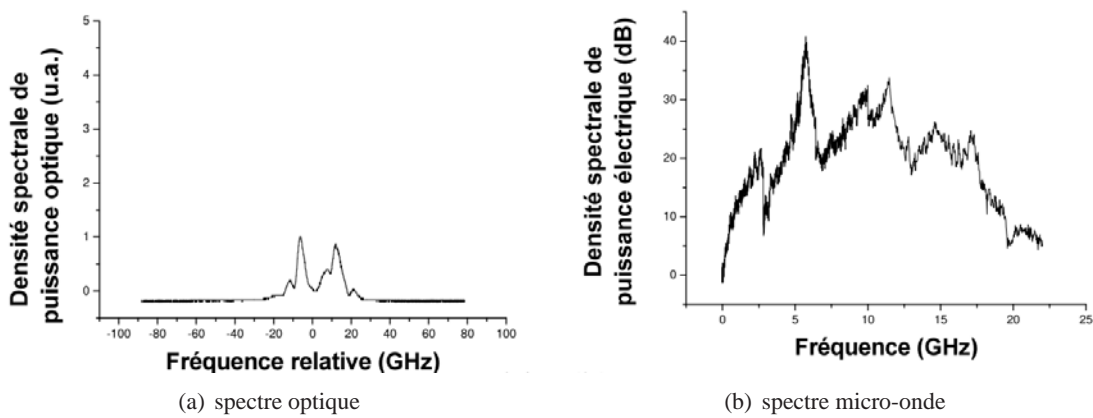


FIGURE 3.15 – Spectres caractéristiques du régime de chaos.

chaotique brièvement décrit dans ce qui suit.

Relaxation (R) L'allure de ce régime ressemble à celle du régime M1. Cependant, la différence de fréquence entre les pics du spectre optique présenté figure 3.14(a) ne correspond plus au désaccord, mais est de l'ordre des fréquences de relaxation du laser esclave libre. Il existe toujours un pic à la fréquence maître, avec toujours une différence constante entre des pics adjacents. L'ensemble du spectre se décale avec le changement du désaccord. Le spectre du régime de relaxation comporte généralement plusieurs pics : nous appelons de régime de relaxation non amortie.

Chaos (C) Les spectres optiques et micro-ondes de ce régime ne présentent plus de fréquences discrètes mais au contraire un continuum de fréquences comme la figure 3.15.

Décrochage total (D) Le laser esclave reste au même endroit comme s'il n'était pas injecté, et son amplitude peut être diminuée mais non négligeable devant la valeur de l'esclave libre.

3.2.4 Cartographie de l'injection optique

Nous avons présenté les différents régimes d'injection que nous pouvions observer lors de l'injection optique des lasers à semi-conducteurs. A partir de 1997, BONDIOU [78] et SIMPSON [154] ont éprouvé le besoin de localiser ces différents régimes en fonction des paramètres de contrôle de l'injection optique. Depuis leurs travaux, il est d'usage de tracer, pour un taux de pompage donné du laser esclave, l'emplacement des régimes observés dans un plan défini par le désaccord et la puissance injectée. C'est le résultat obtenu que nous appelons *cartographie* [82].

Le montage expérimental utilisé pour la cartographie de l'injection est présenté sur la figure 3.16. Le laser maître est une source accordable commerciale. Ce dernier est amplifié avec un amplificateur à fibre de puissance de saturation 18 dBm à maintien de polarisation. Il nous serait possible de faire varier la puissance injectée P_i en utilisant la diode de pompage de l'amplificateur à fibre, mais nous ne pourrions alors garantir une conservation du rapport signal sur bruit du signal injecté : nous utilisons donc un atténuateur variable à maintien de polarisation. Le signal maître est ensuite injecté dans le laser esclave via un coupleur d'entrée/sortie à PM (maintient de polarisation). Nous pouvons voir sur le montage que le signal maître est analysé en fréquence et en puissance afin de déterminer les deux paramètres de contrôle qui sont la puissance injectée P_i et le désaccord $\Delta\nu$. Quant au signal esclave injecté, nous observons les spectres optique et électrique par utilisation respective d'un analyseur Fabry-Perot et d'un détecteur rapide, avec sa bande passante de 20 GHz, relié à un analyseur de spectre électrique.

Le principe utilisé pour réaliser une cartographie, à un taux de pompage donné, est le suivant : nous commençons par fixer une puissance injectée très faible puis faisons varier le désaccord dans le sens croissant puis décroissant. Par observation des différents spectres caractéristiques, nous notons alors pour quelles valeurs des paramètres d'injection nous voyons apparaître les différents régimes de fonctionnement du laser injecté. Nous augmentons ensuite la puissance injectée et faisons de nouveau varier le désaccord.

Ce principe nous permet de faire ressortir la présence (ou non) de zones de bistabilités, c'est-à-dire de zones où pour de mêmes valeurs des paramètres de contrôle, le fonctionnement du laser esclave est différent suivant le point d'injection précédent.

Une remarque importante est qu'une cartographie est relativement subjective, dans le sens où chaque expérimentateur peut avoir ses propres critères de décision quant au choix du type de régime de fonctionnement observé. Autrement dit, il y aura probablement des légères différences, au niveau des frontières de différents régimes, entre les cartographies réalisées par différents expérimentateur, mais ces différences ne nous empêchent pas d'étudier les effets de différents paramètres de contrôle. Ici dans le laboratoire, le critère que nous appliquons pour définir par exemple la transition entre accrochage total et mélange d'ondes est un rapport de -10 dB en puissance optique entre le pic maximal sur le spectre optique et un pic secondaire. C'est à dire, quand la puissance d'un pic est supérieur à $P_{max} - 10$ dBm, nous en tenons compte, sinon nous considérons que sa puissance est négligeable.

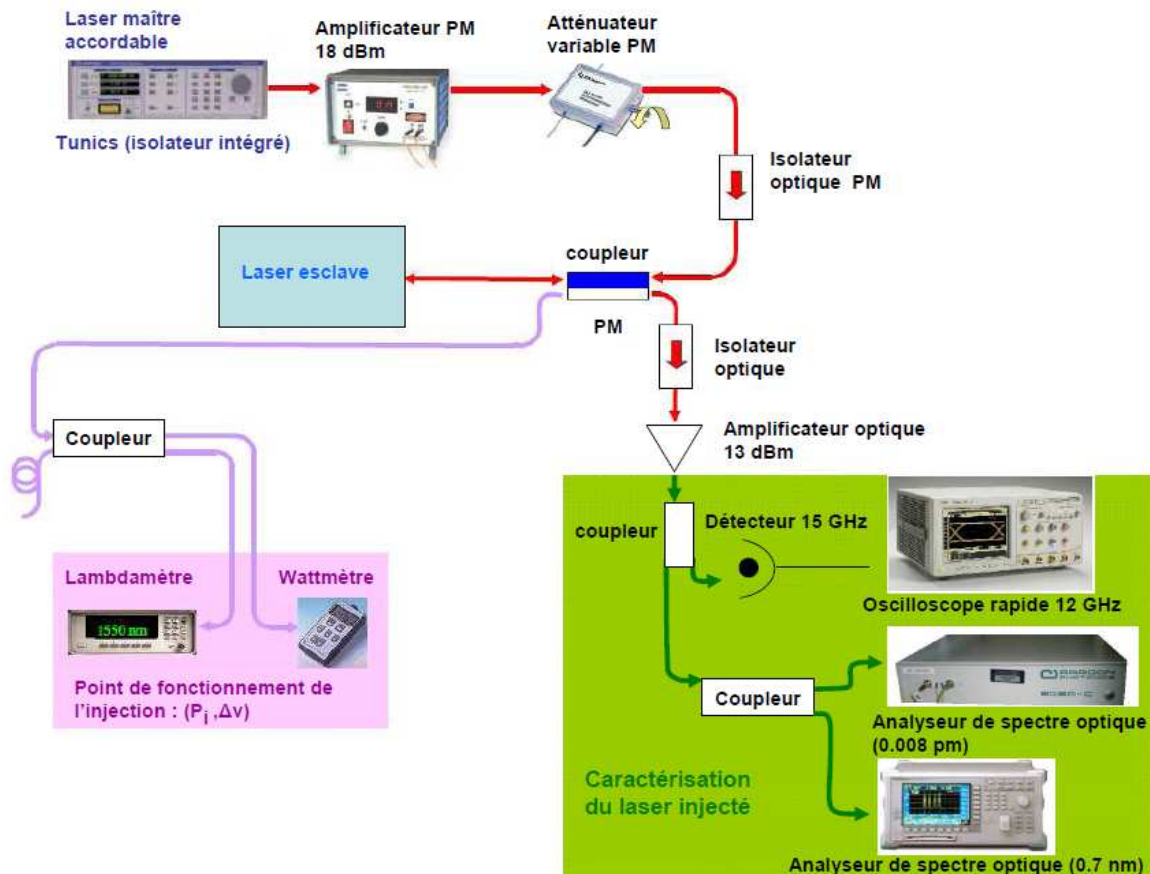


FIGURE 3.16 – Montage expérimental pour l'injection optique

3.2.5 Études expérimentales pour un laser DFB à semi-conducteurs massifs

Vaudel [153] a présenté dans sa thèse, des cartographies pour un laser DFB à semi-conducteurs massifs, en les classant suivant le taux de pompage du laser esclave 3.17 [82]. Nous allons d'abord présenter ces résultats connus, et les comparer avec nos résultats obtenus pour notre laser DFB à bâtonnets quantiques (QDash).

3.2.5.1 Taux de pompage faible

La cartographie 3.17(a) nous montre la présence d'un seul régime, celui de l'accrochage, quand le laser est polarisé à 1,3 fois son seuil, autrement dit, pour un pompage faible. Une zone bistable, la partie hachurée dans la figure où le laser n'est accroché que dans le cas des désaccords décroissants, est observable pour des puissances d'injection comprises entre -22 et +2 dBm et pour des désaccords compris entre -80 et -10 GHz.

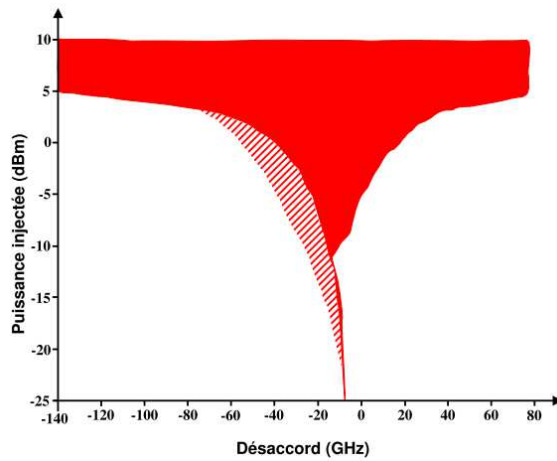
3.2.5.2 Taux de pompage modéré

Quand nous passons à un taux de pompage dit "modéré" avec $r = 1,7$, les figures 3.17(b) et 3.17(c) présentent respectivement la cartographie du laser injecté pour un désaccord décrois-

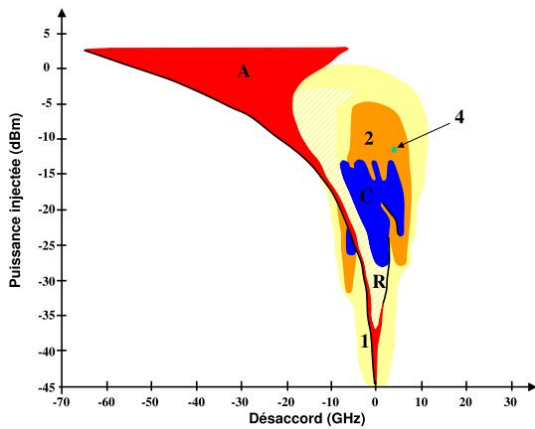
sant et pour un désaccord croissant. Pour des puissances inférieures à -36 dBm, seuls les régimes d'accrochage total et de mélange d'ondes simple sont présents, sur une plage d'environ -5 à +5 GHz. La zone d'accrochage est relativement symétrique par rapport au désaccord nul. La partie de la cartographie située entre les puissances -35 et -5 dBm fait ensuite apparaître un nombre important de régimes de fonctionnement : tous les régimes présentés au paragraphe 3.2.3 sont présents. Nous observons donc des zones de relaxation, de chaos, de mélange d'ondes simple, double et même une zone de mélange d'ondes quadruple pour un désaccord de quelques GHz et une puissance injectée de -12 dBm. En se concentrant sur la zone d'accrochage total, nous observons une forte bistabilité entre les deux figures. Pour des désaccords décroissants, une seule zone d'accrochage est présente, qui tend vers les désaccords négatifs avec l'augmentation de la puissance d'injection et s'élargit à partir de -15 dBm. Pour des désaccords croissants, une première zone d'accrochage total possède la même tendance que pour le cas précédent, mais s'interrompt pour une puissance injectée d'environ -15 dBm. Une deuxième zone d'accrochage total est retrouvée à partir d'une puissance injectée de -2 dBm. De plus nous constatons que la bistabilité n'est plus limitée au régime d'accrochage mais concerne également les régimes de mélange d'ondes simple et de relaxation, dans la zone de rupture du régime d'accrochage pour des désaccords croissants.

3.2.5.3 Taux de pompage moyen

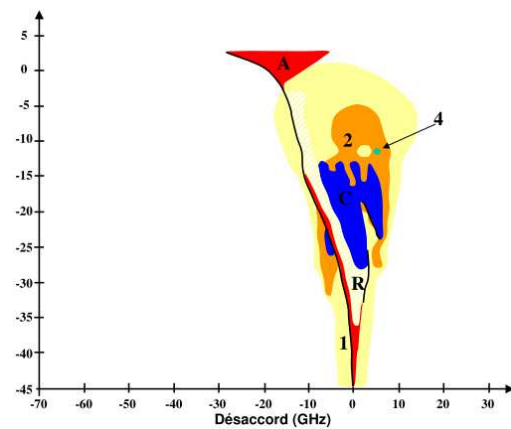
Les figures 3.17(d) et 3.17(e) nous montrent les cartographies d'injection du laser à semi-conducteurs massif polarisé à quatre fois son courant de seuil ($r = 4$). Elles sont similaires à celles dans le cas du taux de pompage "modéré" : les mêmes types de régimes de fonctionnement sont présents, et la répartition des régimes est semblable. Cependant, nous constatons que les apparitions de certains régimes sont déplacées vers des puissances injectées plus hautes : +18 dBm pour le régime de relaxation, +19 dBm pour le régime de mélange d'ondes double et +16 dBm pour le régime de chaos. L'explication pour ce phénomène est : plus le laser est polarisé, plus "robuste" est son fonctionnement, donc le laser devient moins sensible à l'injection optique d'un signal extérieur.



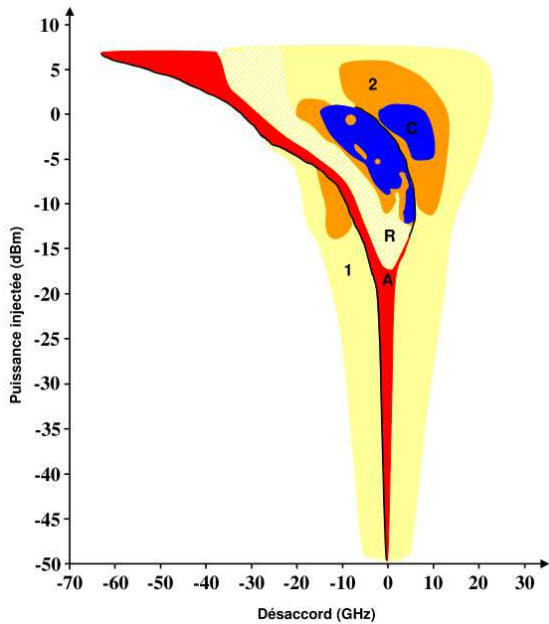
(a) 1,3 fois le courant de seuil



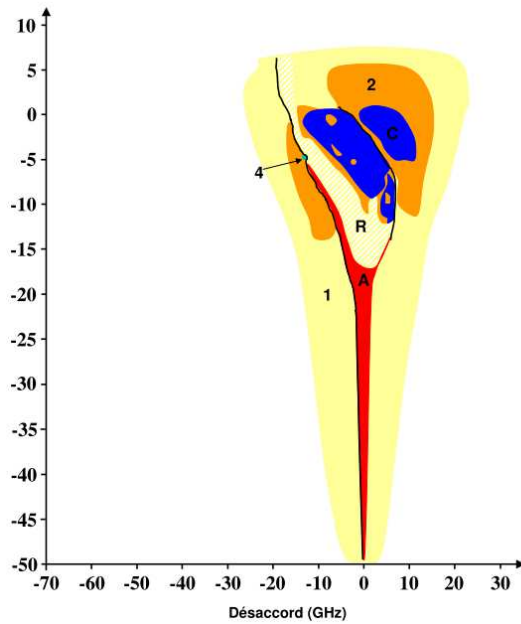
(b) 1,7 fois le courant de seuil, désaccords décroissants



(c) 1,7 fois le courant de seuil, désaccords croissants



(d) 4 fois le courant de seuil, désaccords décroissants



(e) 4 fois le courant de seuil, désaccords croissants

FIGURE 3.17 – Cartographies expérimentales d’une puce laser DFB à semi-conducteurs massifs. *A* : accrochage total, *I* : mélange d’ondes simple, *2* : mélange d’ondes double, *4* : mélange d’ondes quadruple, *R* : relaxation, *C* : chaos et en **blanc** : décrochage.

3.2.6 Études expérimentales pour un laser DFB à bâtonnets quantiques

Nous allons maintenant nous concentrer sur des cartographies d'injection optique obtenues pour le laser DFB à bâtonnets quantiques (QDash), toujours dans l'ordre du taux de pompage. Pour simplifier l'interprétation des cartographies, nous définissons, au niveau de la puissance injectée, certaines zones selon le nombre de régimes de fonctionnement présents dans les zones :

- **Zone I** Dans cette zone il existe seulement le régime d'accrochage et/ou de mélange d'ondes simple. Nous appelons les "puissances injectées faibles".
- **Zone II** Le nombre de régimes de fonctionnement présents dans cette zone est supérieur à deux. Pour les "puissances injectées moyennes", le régime de relaxation apparaît.

3.2.6.1 Taux de pompage faible

La figure 3.18 montre les cartographies d'injection quand notre laser est polarisé à 1,1 fois son courant de seuil. La figure 3.18(a) présente la cartographie obtenue pour un désaccord décroissant et la figure 3.18(b) présente la cartographie obtenue pour un désaccord croissant.

Nous observons que, à ce taux de pompage très proche du courant de seuil du laser DFB QDash ($r = 1,1$), tous les régimes de fonctionnement sauf celui de chaos sont présents.

Pour les puissances injectées faibles, inférieures à -13 dBm, seuls les régimes d'accrochage et de mélange d'ondes simple sont présents, pour une plage de désaccord entre -3 GHz et +3 GHz. La zone d'accrochage apparaît à partir de -26 dBm, et elle est relativement symétrique par rapport au désaccord nul. Ceci est la première Zone I.

Pour les puissances injectées moyennes, comprises entre -13 dBm et +5 dBm, une Zone II apparaît, où une grande variété de régimes de fonctionnement sont visibles : les régimes de relaxation, de mélange d'ondes double et quadruple. Ce dernier est situé dans les deux cartographies pour une puissance injectée de 0 dBm et un désaccord de -5 GHz. Nous remarquons qu'il existe deux zones d'accrochage séparées pour des désaccords positifs, ce qui n'a jamais été constaté pour le laser DFB à semi-conducteurs massifs.

Dans la partie de forte puissance injectée, c'est-à-dire supérieure à +5 dBm, il ne reste que les régimes d'accrochage et de relaxation qui sont dans les désaccords négatifs. Notons que la zone d'accrochage, qui apparaît à faible puissance injectée, tend vers les désaccords négatifs et s'élargit pour les puissances injectées importantes, possède un comportement similaire à celle pour le laser DFB à semi-conducteurs massifs avec un taux de pompage "modéré" ou plus.

En comparant la figure 3.18(a) et la figure 3.18(b), nous pouvons remarquer que la bistabilité est plus observable pour les puissances injectées supérieures à 0 dBm, et concerne presque tous les régimes qui se situent dans cette partie de cartographie.

3.2.6.2 Taux de pompage modéré

Nous présentons maintenant sur la figure 3.19 les cartographies obtenues pour un taux de pompage de $r = 1,4$. La figure 3.19(a) présente la cartographie d'injection pour un désaccord décroissant et la figure 3.19(b) présente la cartographie pour un désaccord croissant.

Notons que la zone d'accrochage, qui est toujours quasi-symétrique par rapport au désaccord nul pour des faibles puissances injectées, commence à -34 dBm, et le début de la zone de relaxation est situé à environ -17 dBm. Nous pouvons donc déduire la hauteur de la Zone I, qui est la différence entre le début de l'apparition de la zone de relaxation et celui de la zone d'accrochage, est de +17 dBm, alors que cette hauteur vaut +13 dBm pour le taux de pompage de $r = 1,1$.

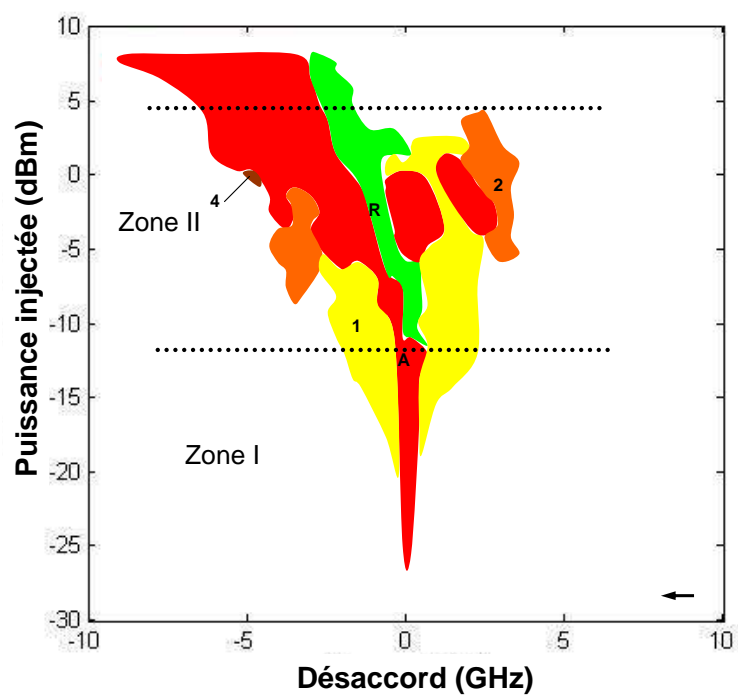
Dans la Zone II, pour des puissances d'injection moyennes, supérieures à -17 dBm, jusqu'à +8 dBm qui est la limite maximale de puissance liée à notre montage expérimental, tous les régimes que nous avons défini sont présents. Plusieurs zones de chaos sont visibles sur le frontière de droite de la zone de relaxation. Nous pouvons aussi observer deux zones de chaos dans la figure 3.19(b) pour les désaccords négatifs, adjacentes à la zone d'accrochage. Ces deux zones de chaos ne sont pas présents dans la figure 3.19(a) pour un désaccord décroissant, donc nous pouvons dire que la présence de ces zones de chaos dans les désaccord négatifs est bistable. Notons que pour ce taux de pompage, nous continuons à observer des zones d'accrochage pour les désaccords positifs, par exemple la zone d'accrochage qui se situe pour une puissance injectée d'environ +6 dBm et pour un désaccord d'environ +5 GHz.

3.2.6.3 Taux de pompage moyen

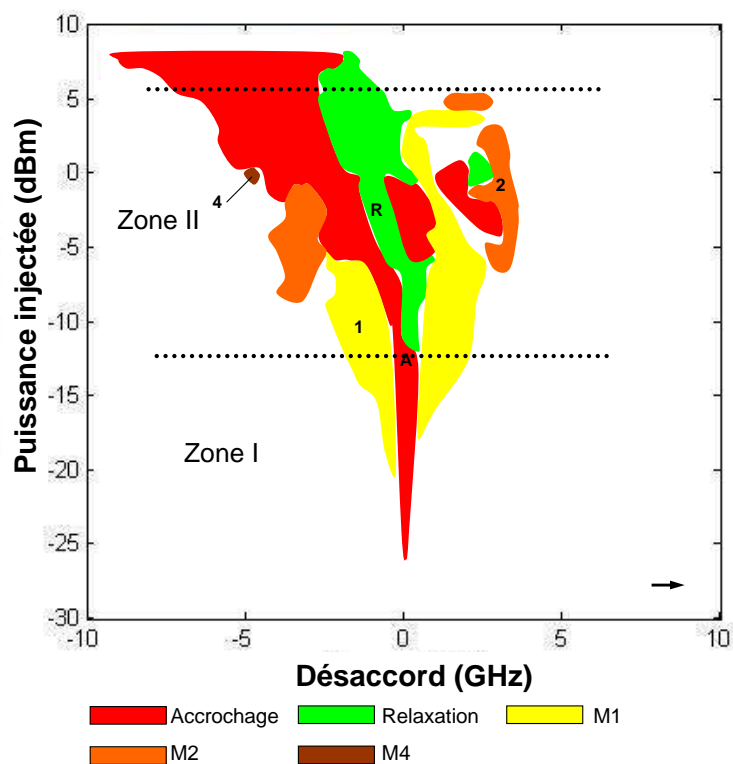
Passons maintenant au taux de pompage moyen de $r = 3$, les cartographies obtenues sont présentées par la figure 3.20. Comme pour les cas précédents, la figure 3.20(a) présente la cartographie d'injection pour un désaccord décroissant et la figure 3.20(b) présente la cartographie pour un désaccord croissant.

En effet, ces cartographies sont beaucoup plus simples que celles des deux cas précédents, avec seulement deux régimes de fonctionnement présents : le régime d'accrochage et le régime de mélange d'ondes simple. Il n'y a pas de Zone II dans les cartographies obtenues pour ce taux de pompage. Nous voyons que la zone d'accrochage reste relativement symétrique par rapport au désaccord nul, ce qui est similaire aux cas précédents, pour les puissances injectées faibles et avant l'apparition de la zone de relaxation. Concernant les zones de mélange d'ondes simple, nous observons une bistabilité : les frontières extérieures des deux zones sont décalées de -2 GHz vers les désaccords négatifs pour une puissance injectée d'environ +5 dBm dans le cas des désaccords décroissants 3.20(a).

Comme pour les taux de pompage faibles et modérés, la zone d'accrochage est quasi-symétrique par rapport au désaccord nul dans la Zone I, autrement dit, avant l'apparition du régime de relaxation et des autres régimes. Nous voyons aussi que le seuil d'apparition du régime de relaxation définissant le passage de la faible injection à l'injection modérée, soit la "hauteur" ou extension de la Zone I augmente avec le taux de pompage. Ces deux règles sont valables pour le laser DFB à semi-conducteurs massifs et pour notre laser DFB à bâtonnets quantiques. Nous pouvons donc considérer que pour un taux de pompage moyen ces derniers régimes apparaîtront pour des puissances injectées supérieures à la limite expérimentale mesurée ici.



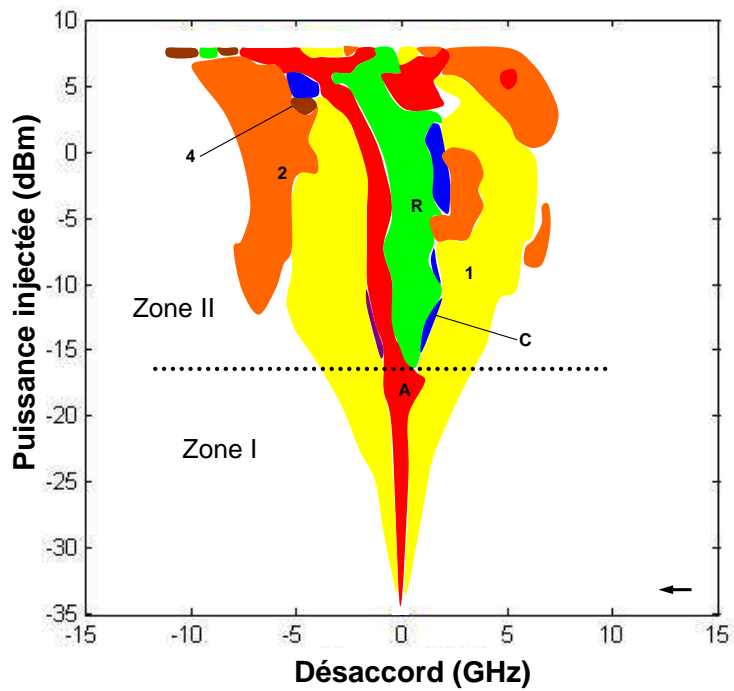
(a)



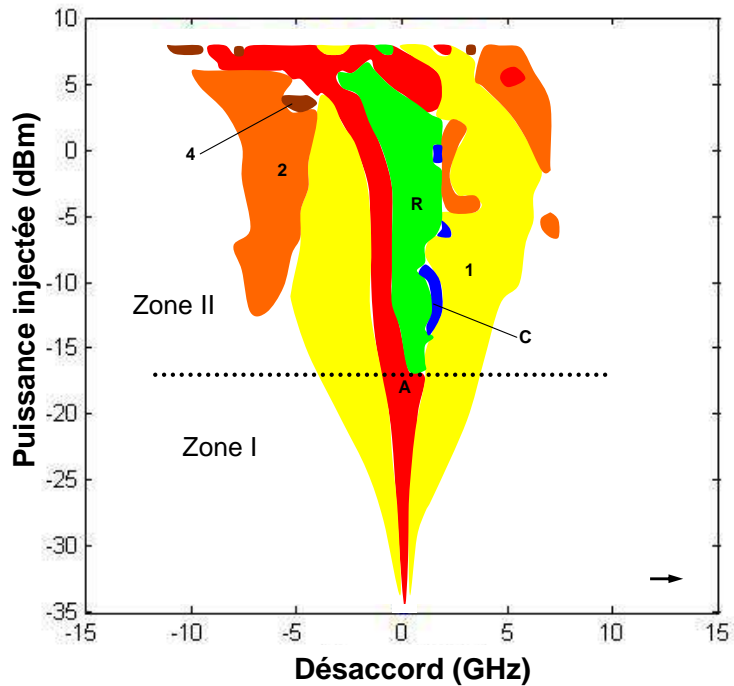
(b)

FIGURE 3.18 – Cartographies expérimentales du laser DFB QDash polarisé à 1,1 fois son seuil.

A : accrochage total, *I* : mélange d'ondes simple, *2* : mélange d'ondes double, *4* : mélange d'ondes quadruple, *R* : relaxation et en *blanc* : décrochage.



(a)



(b)

■ Accrochage	■ Relaxation	■ Chaos
■ M1	■ M2	■ M4

FIGURE 3.19 – Cartographies expérimentales du laser DFB QDash polarisé à 1,4 fois son seuil.

A : accrochage total, *1* : mélange d'ondes simple, *2* : mélange d'ondes double, *4* : mélange d'ondes quadruple, *R* : relaxation, *C* : chaos et en *blanc* : décrochage.

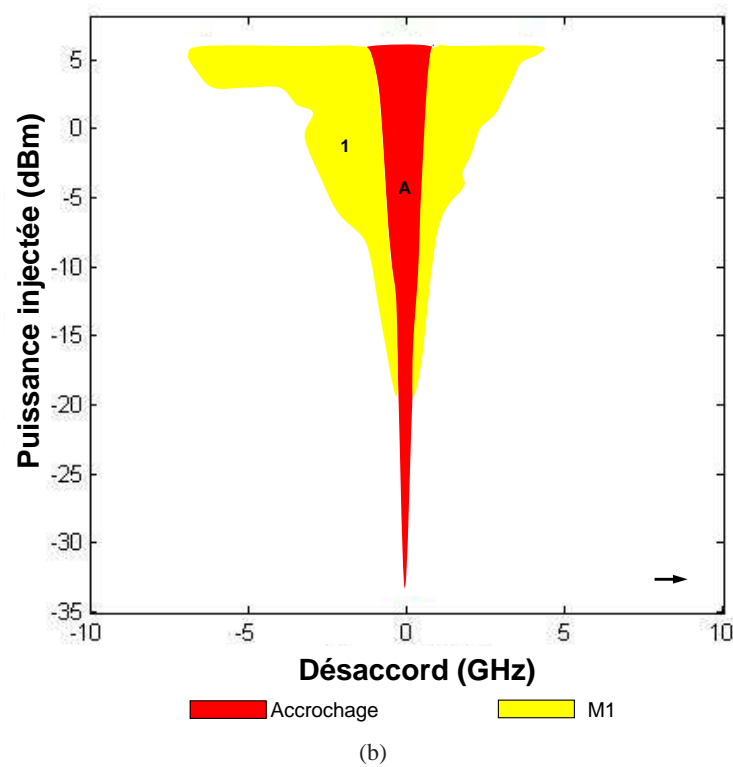
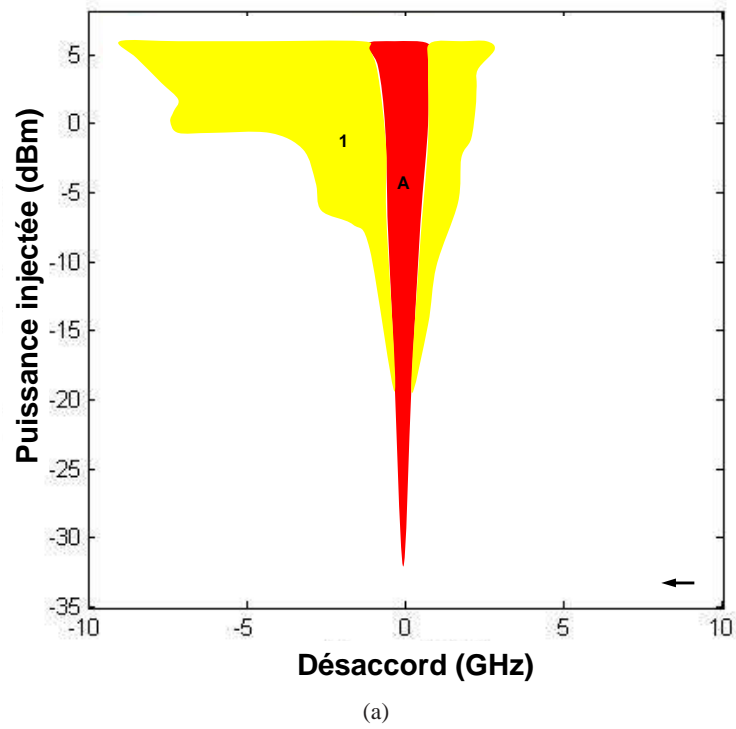


FIGURE 3.20 – Cartographies expérimentales du laser DFB QDash polarisé à 3 fois son seuil.
A : accrochage total, *1* : mélange d'ondes simple et en *blanc* : décrochage.

3.2.7 Comparaisons des résultats

En comparant les résultats obtenus de l'injection optique du laser DFB à semi-conducteurs massifs et du laser DFB à bâtonnets quantiques, nous pouvons observer certains points communs :

- Les hauteurs de la zone I augmentent avec le taux de pompage.
- Les zones d'accrochage sont relativement symétriques par rapport au désaccord nul dans les Zones I, et tendent vers les désaccords négatifs dans les Zones II.
- La bistabilité concerne non seulement le régime d'accrochage, mais aussi les autres régimes de fonctionnement comme le régime de relaxation, le régime de mélange d'ondes simple, double et quadruple.

Il existe aussi des points différents entre ces deux types de laser DFB :

- Pour le laser DFB QDash les cartographies sont comprises dans une intervalle beaucoup moins large en fréquence que le laser DFB massif. Nous voyons que les régimes de fonctionnement sont présents entre -15 GHz et +15 GHz pour le laser DFB QDash, et présents entre -70 GHz et +30 GHz pour le laser DFB massif au niveau de désaccord.
- Une grande différence pour les cartographies au taux de pompage faible. Le laser DFB massif ne possède que le régime d'accrochage. Cependant le laser DFB QDash possède tous les régimes de fonctionnement sauf celui de chaos.
- La bistabilité est plus importante pour le laser DFB massif. Par exemple au taux de pompage modéré, la zone d'accrochage est présente continument dans la Zone I et la Zone II, et s'étend vers les désaccords négatifs jusqu'à -70 GHz pour les désaccords décroissants. Cependant pour les désaccords croissants, la zone d'accrochage s'arrête dans la Zone II, et réapparaît pour les fortes puissances injectées et pour les désaccords compris entre -30 GHz et -5 GHz, ce qui vaut une bistabilité de 40 GHz. En ce qui concerne le laser DFB QDash, une bistabilité d'environ 2 GHz est visible pour le régime de mélange d'ondes simple au taux de pompage moyen.
- La présence du régime d'accrochage aux désaccords positifs est observable depuis un faible taux de pompage pour le laser DFB QDash, ce qui n'est pas le cas pour le laser DFB massif.

Chapitre 4

Laser multi-mode à base d'îlots et de bâtonnets quantiques

4.1 Présentation des lasers

Les lasers que nous étudions sont des lasers Fabry-Perot, fabriqués par différents partenaires : INSA et LPN pour les structures à îlots quantiques (QDot), et III-V Lab pour les structures à bâtonnets quantiques (QDash). Ce type de laser utilise une géométrie de cavité appelé Fabry-Perot. Cette dernière consiste en deux miroirs placés en vis à vis, englobant un milieu amplificateur de l'indice optique n et de longueur L 1.1.2.3.

Les études effectuées sont basées sur 4 lasers FP à QDash, et 2 lasers FP à QDot:

Type de nanostructure	Référence	Longueur de cavité (μm)	ISL (GHz)
Bâtonnets quantiques	61872-10 #05	430	97
	61782-10 #06	1075	39,6
	63505	1075	40
	61850-10 #04	1660	25,9
Îlots quantiques	4743 - 2G	415	100
	4824	900	46,4

TABLE 4.1 – Longueur de cavité et ISL des Lasers

Ces lasers ne sont pas conditionnés en boîtiers butterfly. Ce fait présente l'intérêt de pouvoir mieux définir les conditions d'expérimentations (connaissance des pertes de couplages optique, accès aux deux faces du laser, absence d'isolateur optique). En revanche, des désavantages existent. Par exemple, l'inhomogénéité du contact entre le laser et l'embase, et la grande sensibilité aux conditions d'environnement comme le laser est disposé en plein air. Les puces lasers ont une longueur de l'ordre du millimètre. Pour une facilité de mise en œuvre, la puce est reportée sur une embase conductrice, dont les dimensions sont de l'ordre de 6×2 mm pour les lasers QDash, et 9×6 mm pour les lasers QDot. La face inférieure de la puce directement en contact avec le support, qui est posé sur notre montage, est régulée thermiquement. Le second contact électrique doit

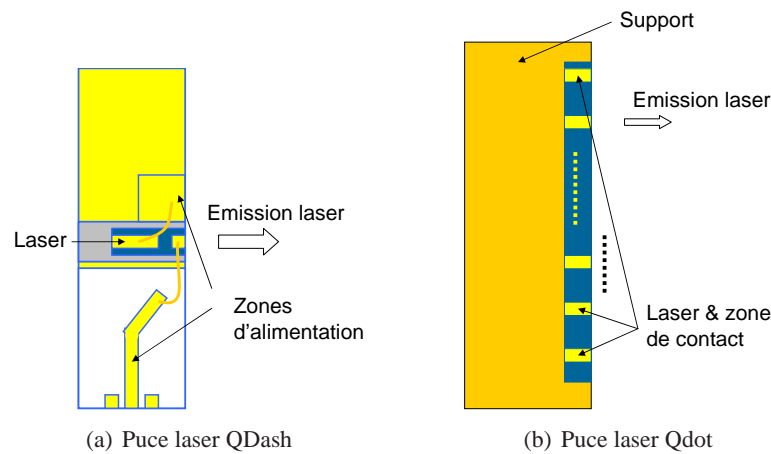


FIGURE 4.1 – Schémas des puces laser QDash et QDot.

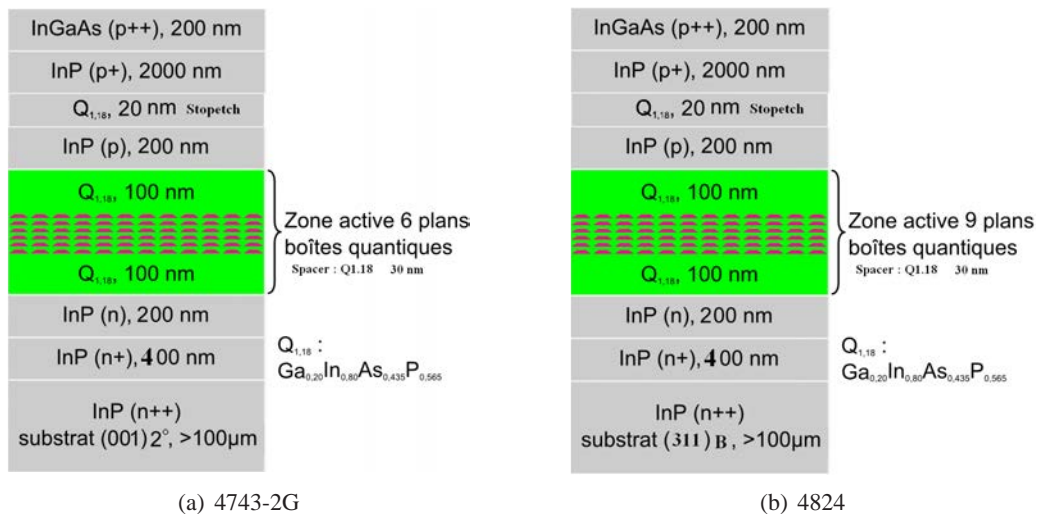


FIGURE 4.2 – Description structurale des lasers QDot.

s'effectuer par la partie supérieure de la diode laser. Pour les lasers QDash, une piste d'alimentation est à notre disposition, où nous pouvons poser la sonde en or apportant le courant électrique. Cette piste est reliée à la puce grâce à deux fils d'or soudés à la face supérieure de la diode. Cependant, pour les lasers QDot, nous sommes obligés d'effectuer des contacts en posant la sonde directement sur le laser, parce que ce qu'il n'y a pas de piste d'alimentation. L'absence de cette piste d'alimentation pour les deux lasers à îlots quantiques peut malheureusement entraîner des mesures de moins bonne qualité. La figure 4.1 présente des schémas des puces laser (vus schématique du dessus).

Les deux lasers QDot sont réalisés par la croissance des îlots quantiques de InGaAs sur le substrat InP (001) pour le 4743-2G et sur le substrat InP (311)B pour le laser 4824. Nous pouvons voir les détails de leur composition présentés par la figure 4.2.

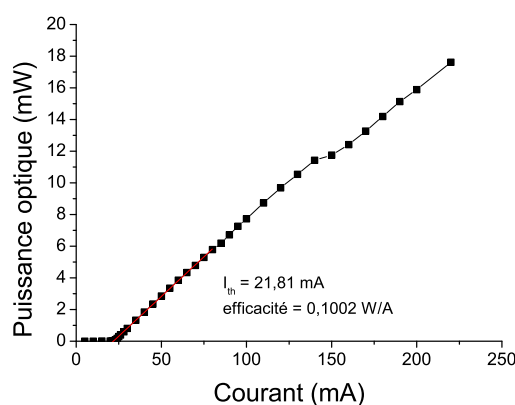


FIGURE 4.3 – Caractéristiques puissance optique en fonction du courant.

4.2 Caractéristique

Nous allons présenter des mesures préliminaires effectuées sur les structures à l'étude. La première mesure est de tracer une courbe $P(I)$, qui montre l'évolution de la puissance optique du laser en fonction du courant d'alimentation. A partir de cette courbe, nous pouvons en déduire le courant de seuil du laser, et son efficacité, qui correspond à la pente de la partie linéaire de la caractéristique. Un exemple de courbe $P(I)$ est montré figure 4.3. Nous précisons que toutes les caractérisations sont effectuées à une température de 25°C.

Après d'avoir effectué cette mesure, nous obtenons dans le tableau 4.2 des caractéristiques des lasers à îlots quantiques et à bâtonnets quantiques. Comme montré dans la figure 4.1, nous pouvons

Type de nanostructure	Référence	Courant de seuil (mA)	Rendement (W/A)
Bâtonnets quantiques	61872-10 #05	15,42	0,1722
	61782-10 #06	32,82	0,0330
	63505	12,75	0,0103
	61850-10 #04	21,81	0,1002
Îlots quantiques	4743 - 2G	45,27	0,0951
	4824 #9 ¹	140	

TABLE 4.2 – Caractéristiques $P(I)$ des lasers

voir que pour les puces lasers QDash, un seul laser est présent sur chaque embase. Cependant, pour les puces lasers QDot, une dizaine de lasers sont présents en parallèle. Malheureusement, avec une mise en place imparfaite des lasers sur l'embase, la qualité du contact entre la face inférieure et l'embase n'est pas homogène. Par conséquent, les courants de seuil pour tous les lasers sont devenus très variés (entre 80 et 160 mA). De plus, l'émission des deux lasers qui possèdent des courants de seuil faibles est perturbée par des impuretés sur la face latérale du laser. Nous sommes donc obligés de choisir le seul laser qui est adapté à notre expérimentation, et qui a un courant de

1. le seul laser fonctionnel présent sur la puce

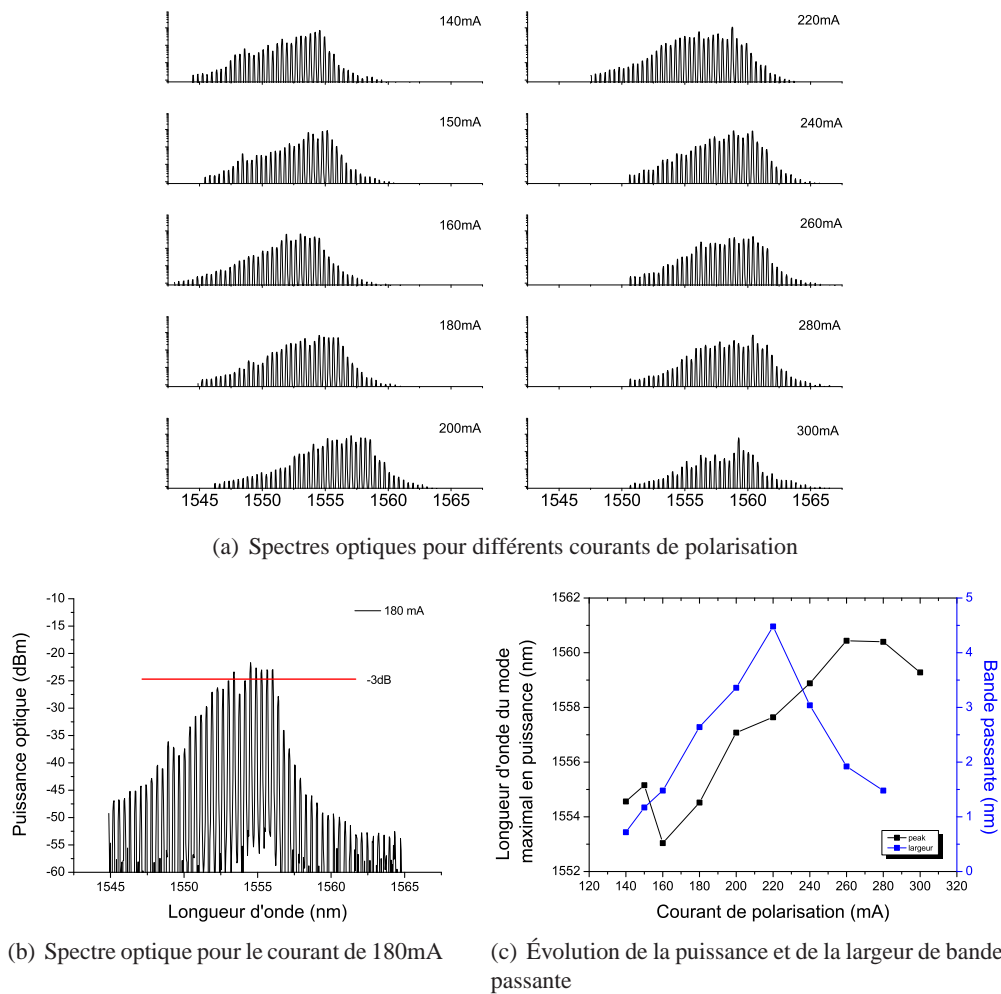
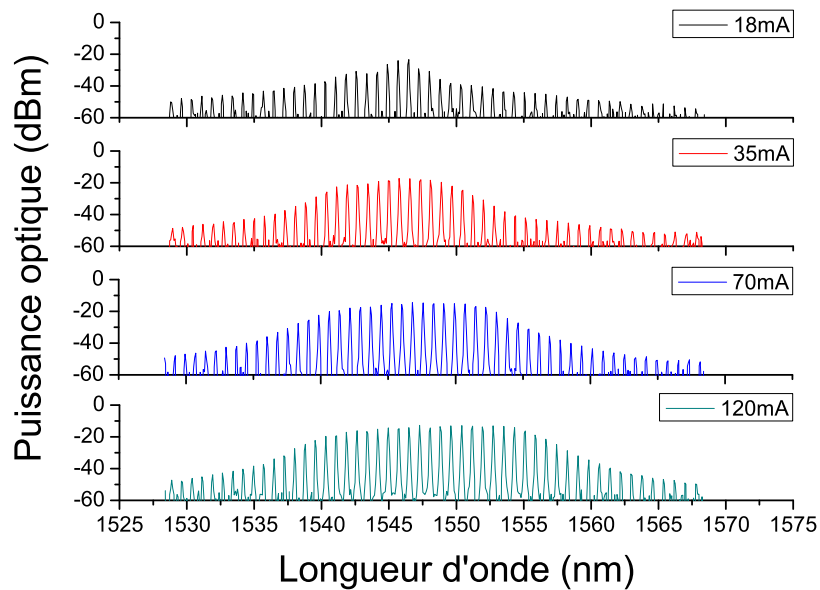


FIGURE 4.4 – Études des spectres optiques pour le laser 4824 #9.

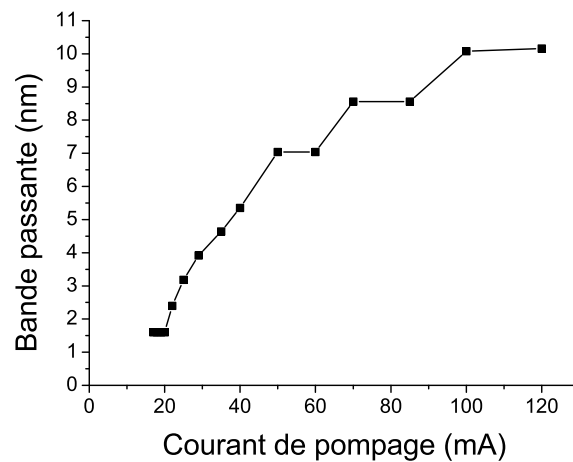
seuil assez élevé (140 mA).

Les études du spectre optique font partie des caractérisations de laser. Une série d'acquisition de spectre optique, à l'aide d'un analyseur de spectre optique (OSA), en fonction de courant de polarisation nous permet d'étudier l'évolution de la longueur d'onde ainsi que la largeur de bande passante du laser. La figure 4.4 présente un exemple de ce type de mesure sur le laser à îlots quantiques. Nous pouvons constater que le spectre optique du laser se déplace vers les grandes longueurs d'onde avec l'augmentation du courant de polarisation, ce qui est un résultat classique². Ainsi que l'enveloppe des modes centraux est devenue plate pour des courants d'environ 200 mA. A partir de 240 mA, le laser atteint sa saturation et son spectre arrête d'avancer vers les grandes longueurs d'onde, et la forme du spectre commence à être irrégulière. Nous avons donc tracé des courbes 4.4(c) afin de montrer ces évolutions. Notons que la bande passante en nm est la largeur à mi-hauteur du spectre, traduit par la largeur à -3 dB en échelle logarithmique (figure 4.4(b)).

2. La dérive spectrale peut-être décomposée en une dérive thermique, liée aux porteurs. Ces fluctuations peuvent entraîner une variation de l'indice optique, de la longueur de cavité. On peut alors séparer une dérive de l'enveloppe de la courbe de gain de la dérive d'une fréquence de résonance Fabry-Perrot ou de Bragg.



(a) Spectres optiques pour différents courants de polarisation



(b) Évolution de la largeur de bande passante

FIGURE 4.5 – Études des spectres optiques pour le laser 61872-10.

Ces caractérisations sont aussi effectuées pour un laser à bâtonnets quantiques (le laser 61872-10). La figure 4.5(a) montre des spectres optiques acquis aux différents courants de pompage. Nous observons que, avec l'augmentation du courant de pompage, le peigne de fréquences est devenu plus plat, et sa bande passante s'élargit. En effet, sa forme est plus régulière par rapport à celle du laser 4824#9. L'évolution de la bande passante est présentée par la figure 4.5(b). On notera un gain plat sur une large plage de fréquences, ce qui est une des caractéristiques par III-V Lab.

4.3 Largeur de raie

Une autre caractérisation fondamentale est la mesure de la largeur de raie optique de tous les modes du laser. Pour le faire, nous appliquons le technique d'auto-hétérodyneur. Cette méthode

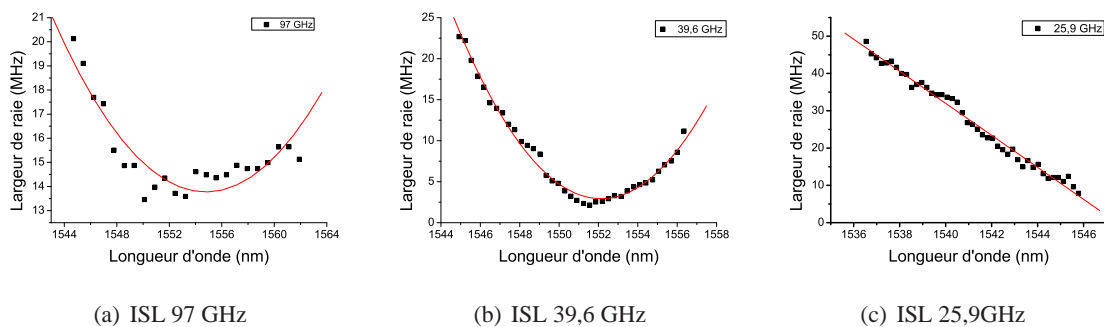


FIGURE 4.6 – Largeurs de raie des lasers à bâtonnets quantiques en fonction de longueur d'onde

consiste à séparer le faisceau optique en deux. L'une des deux composantes parcourt une fibre optique qui a une longueur supérieure à la longueur de cohérence du laser. L'autre, modulée par un modulateur acousto-optique, traverse un contrôleur de polarisation. Ces deux composantes, considérées comme incohérentes, sont ramenées sur un détecteur pour battre entre elles. Nous pouvons alors mesurer la largeur du spectre optique. [155]

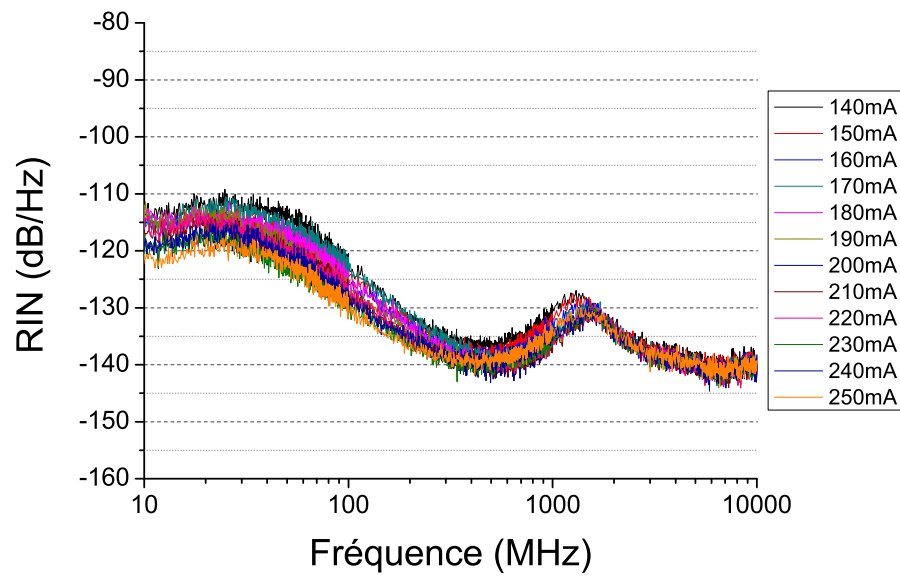
A l'aide de cette technique, nous arrivons à mesurer les largeurs de raie de chaque mode optique du laser. Nous pouvons par conséquent étudier l'évolution de la largeur de raie en fonction de la longueur d'onde. Dans la figure 4.6, nous observons que les largeurs de raie de chaque mode suivent des relations paraboliques pour les lasers d'ISL 39,6 GHz et 97 GHz. ROSALES [156], doctorant chez notre partenaire LPN (Laboratoire de Photonique et de Nanostructures), a présenté la relation entre la largeur de raie optique modale, la largeur du battement RF et la gigue de fréquence pour les MLLs QDash, et les résultats expérimentaux sur ce type de laser. Ces résultats correspondent à nos mesures. A partir de ces fits paraboliques, nous pouvons retrouver la largeur du battement RF ainsi que le coefficient de diffusion. Cependant, pour le laser d'ISL 25,9 GHz, les largeurs de raie évoluent linéairement en fonction de la longueur d'onde.

En ce qui concerne le laser à îlots quantiques 4743-2G, son spectre optique est au delà de 1600 nm et nous étions limités par notre instrumentation ne permettant pas de mesure en bande L.

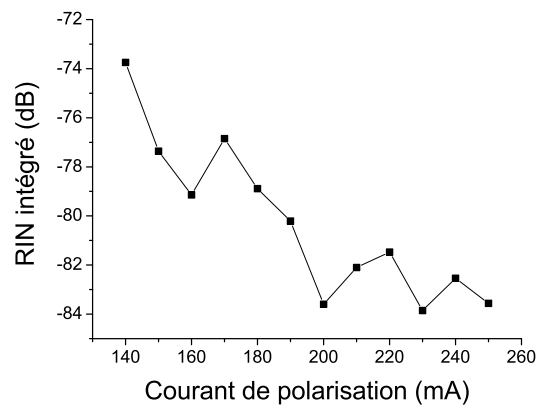
Lors de la manipulation de cette mesure, nous avons observé que la valeur de la largeur de raie mesurée évoluait de façon périodique avec une faible modification du courant de polarisation. Ceci indique l'existence d'une contre-réaction optique, probablement liée au couplage optique. Des études sont réalisées sur cet aspect, et sont développées dans la section 4.6.

4.4 Études du bruit d'intensité

Les caractérisations de laser en terme de bruit d'intensité permet d'étudier les performances des sources lasers dans une large gamme de fréquence, et de relever des paramètres intrinsèques du laser afin de mieux comprendre le fonctionnement des sources lasers. Dans cette partie, nous nous concentrons sur l'aspect du bruit d'intensité de laser. Nous allons d'abord présenter une série de mesures qui montre les fonctionnements généraux au niveau de bruit pour les structure à bâtonnets



(a) Mesures des bruit d'intensité



(b) RIN intégré en fonction du courant de polarisation

FIGURE 4.7 – Mesures des bruits d'intensité du laser QDot 4824#9.

quantiques et à îlots quantiques. Ensuite nous comparerons ces deux types de structure en choisissant deux lasers qui possèdent la même longueur de cavité. Comme les courants de seuil sont tous différents pour les lasers, nous allons comparer les mesures en utilisant la définition du taux de pompage $\frac{I}{I_{th}}$.

4.4.1 Résultats expérimentaux

Commençons toujours par réaliser les mesures de RIN en fonction de courant de polarisation. Ici nous prenons le laser à îlots quantiques 4824#9 comme un exemple. Nous avons effectué une douzaine de mesures de RIN du laser pour le courant de polarisation entre 140 mA et 250 mA. La figure 4.7(a) présente les résultats de ces mesures. Nous observons que dans une intervalle de fréquence de 10 MHz à 10 GHz, les bruits d'intensité possèdent d'un premier sommet à environ 20 MHz, qui a un niveau de bruit d'entre -120 dB/Hz et -110 dB/Hz. Après une diminution du niveau

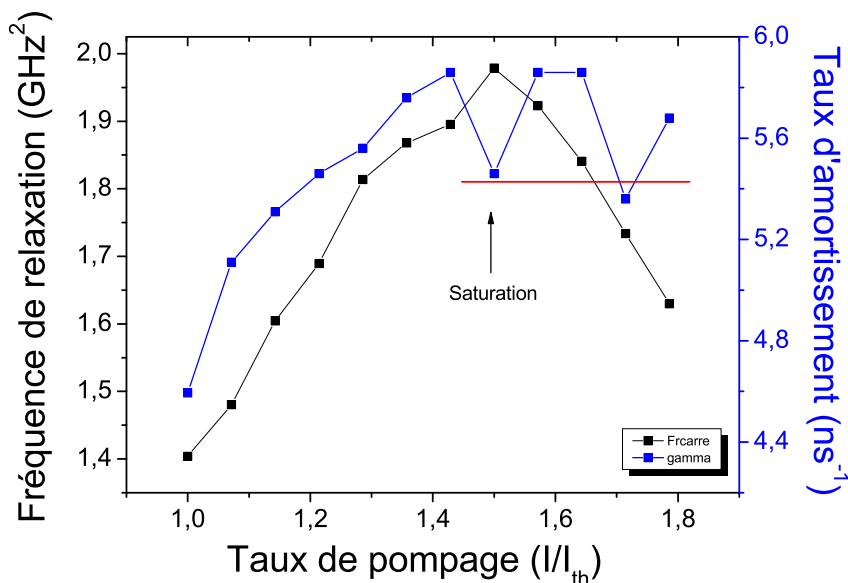


FIGURE 4.8 – La fréquence de relaxation au carré et le taux d’amortissement en fonction du taux de pompage du laser QDot 4824#9.

de bruit jusqu’à -140 dB/Hz pour les fréquences au tour de quelques centaines de mégahertz, un deuxième pic de résonance apparaît pour les fréquences d’environ un gigahertz, qui remonte à environ -127 dB/Hz . Puis, les bruits se retrouvent sur un plancher de -140 dB/Hz pour les fréquences supérieures. Le premier sommet du bruit d’intensité est lié aux fonctionnements spécifiques des lasers à îlots et à bâtonnets quantiques que nous allons discuter dans le prochain paragraphe. Afin de visualiser l’évolution des mesures de RIN en fonction du courant de polarisation, nous avons aussi tracé une courbe de RIN intégré, comme nous l’avons réalisée pour le laser monomode, présenté par la figure 4.7(b). Nous voyons que pour ce laser, l’intégrale du RIN dans cet intervalle de fréquences a une tendance à diminuer avec l’augmentation du courant de seuil, par contre l’évolution n’est pas homogène. Cela est peut-être dû à la mise en œuvre de la puce laser, comme nous l’avons expliqué au début de ce chapitre.

A partir de ces résultats de mesures de RIN, nous arrivons maintenant à relever des paramètres intrinsèques du fonctionnement de laser, comme la fréquence de relaxation et le taux d’amortissement. A l’aide de l’équation (2.3), nous avons pu déduire les évolutions de ces deux paramètres en fonction du taux de pompage, présentées dans la figure 4.8. La fréquence de relaxation augmente de $1,18 \text{ GHz}$ à $1,41 \text{ GHz}$ linéairement pour des taux de pompage entre 1 et 1,5. Le taux d’amortissement varie entre $4,5 \text{ ns}^{-1}$ et $5,9 \text{ ns}^{-1}$. Nous constatons que la fréquence de relaxation au carré et le taux d’amortissement augmentent de façon relativement linéaire jusqu’à 1,5 fois son courant de seuil (soit 210 mA). Au delà de ce taux de pompage, ces deux paramètres cessent d’augmenter et diminuent avec le courant, car le laser atteint sa saturation à ce point de fonctionnement. Ce phénomène correspond aux résultats que nous avons présentés dans la partie spectre optique.

Nous voudrions effectuer les mêmes mesures de bruit sur tous les lasers dont nous disposons, mais pour le laser QDash 61782-10 et le laser QDash 61850-10, nous avons trouvé des évolutions

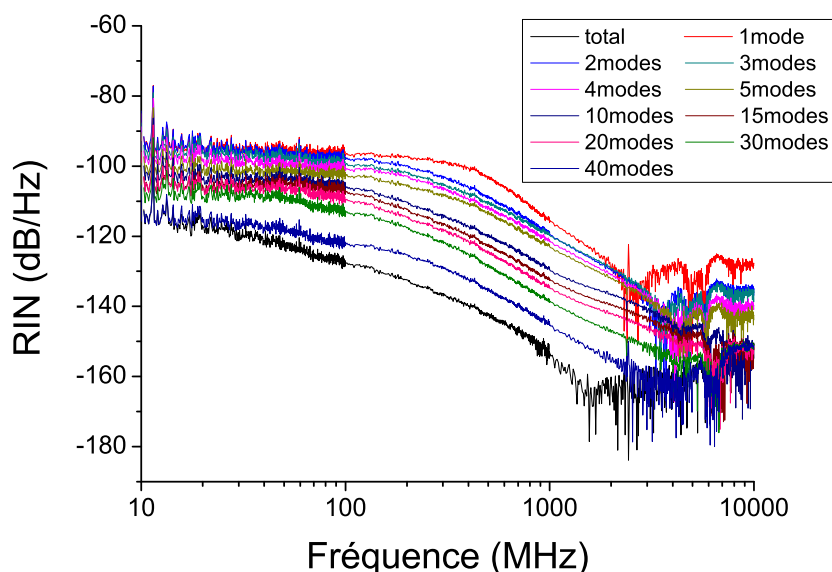


FIGURE 4.9 – Les mesures de RIN du laser QDash 61782-10 à 3 fois son courant de seuil, pour différents nombres de modes filtrés.

de RIN non exploitables. La figure 4.9 présente les mesures de RIN du laser 61782-10 à 3 fois son courant de seuil pour différents nombres de modes optiques filtrés. Pour ce fait, nous avons ajouté, dans le montage 2.4, un filtre optique à la sortie du laser afin de sélectionner autant de modes que nécessaires pour la mesure. Dans cette figure, la courbe noire, qui se trouve en-dessous de toutes les autres courbes, correspond à la mesure de RIN de tous les modes optiques du laser à ce taux de pompage. Nous voyons que le niveau de bruit continue à descendre de -115 dB/Hz à -160 dB/Hz pour les fréquences entre 10 MHz et 1 GHz, et reste à ce plancher pour les fréquences supérieures, jusqu'à la limite de notre banc de mesure (soit 10 GHz). Pour les autres taux de pompage, les mesures de RIN ont des comportements similaires. Il n'y a donc pas de pic de résonance observable pour que nous puissions déduire la fréquence de relaxation et le taux d'amortissement. Ainsi, nous n'arrivons pas à comparer avec les lasers à îlots quantiques au niveau de ces deux paramètres. Une hypothèse pour expliquer cette anomalie au niveau de RIN est que, pour ces deux lasers à bâtonnets quantiques, la fréquence de relaxation et/ou le taux d'amortissement est très important. Parce qu'une fréquence de relaxation élevée se traduira par un pic de résonance en dehors de notre gamme de fréquence de mesure, ainsi qu'un taux d'amortissement élevé rendra ce pic tellement amorti que nous ne pouvons l'observer. Des mesures complémentaires sur des gammes de fréquences plus importantes 20 GHz seraient nécessaires.

Malgré l'absence du pic de relaxation, nous pouvons seulement étudier les évolutions de RIN en fonction du nombre de modes optiques pour ces lasers QDash. Nous voyons que pour un mode optique central filtré, le niveau de bruit commence -93 dB/Hz pour une fréquence de 10 MHz et arrive à -135 dB/Hz au delà de quelques gigahertz. Plus nous mesurons de modes, plus le bruit diminue. Il existe donc une vingtaine de dB de décalage entre le niveau de bruit d'un seul mode optique et celui de l'intensité totale. La figure 4.10 montre les évolutions de RIN intégré pour les

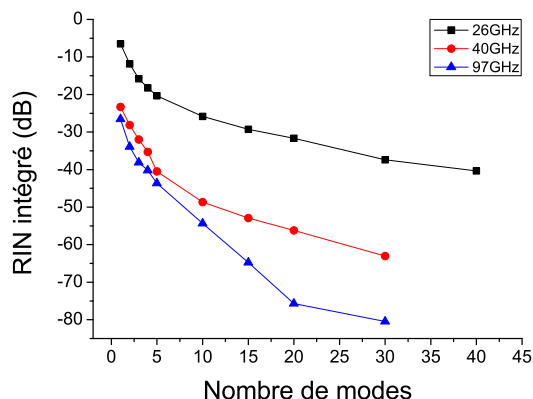


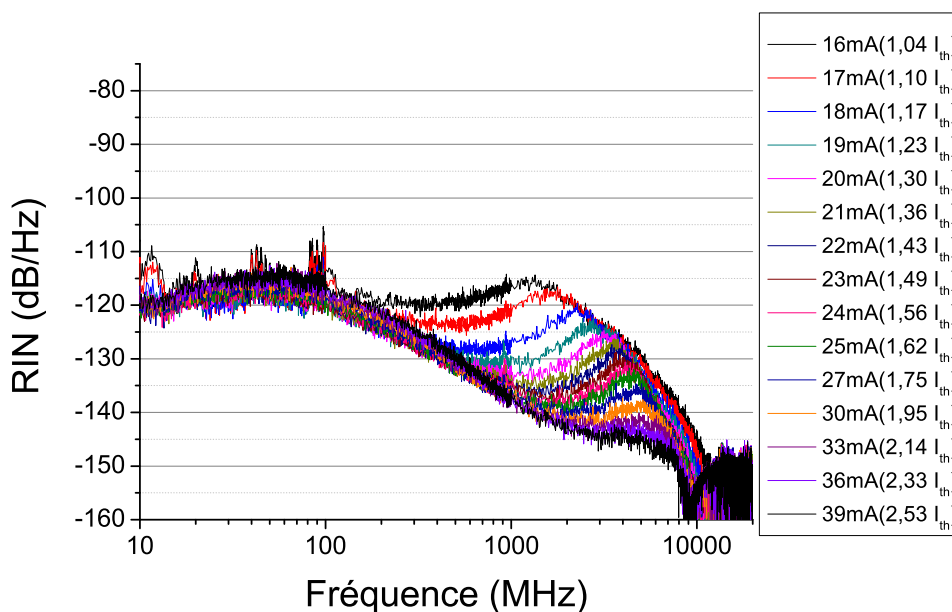
FIGURE 4.10 – RINs intégrés (entre 10 MHz et 10 GHz) en fonction de nombres de modes optiques pour les 3 lasers à bâtonnets quantiques: 61872-10 (d'ISL 97 GHz), 61782-10 (40 GHz) et 61850-10 (26GHz).

3 lasers à bâtonnets quantiques en fonction de nombre de modes optiques filtrés. Ces mesures sont effectuées pour un taux de pompage de 3 pour chacun des lasers. Quand nous filtrons un seul mode au milieu du peigne de fréquences du laser, la puissance optique est de l'ordre de 0,01 mA, où nous arrivons à la limite de mesure au niveau de la puissance. C'est la raison pour laquelle nous avons choisi un taux de pompage assez important, pour rendre nos résultats plus fiables. Nous voyons que les RINs intégrés diminuent avec le nombre de modes choisis, et que le laser 61872-10, qui a un ISL de 97 GHz, porte un niveau de bruit plus faible. Nous pouvons donc considérer que le niveau de bruit est plus faible pour des cavités de laser plus courte, ce qui lie de façon logique la longueur de cavité au taux d'émission spontanée. Pour des structures ayant des dimensions comparables, une cavité plus longue sera synonyme d'un taux d'émission spontanée plus important.

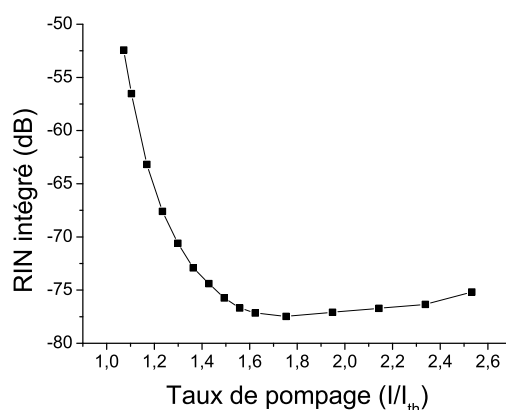
4.4.2 Comparaison entre structure QDash et QDot

Nous avons choisi deux lasers d'ISL d'environ 100 GHz afin de comparer les performances au niveau du RIN entre les structures à bâtonnets quantiques et à îlots quantiques. Ce sont donc le laser QDash 61872-10 et le laser QDot 4743-2G.

La figure 4.11 montre l'évolution des bruits d'intensité du laser à bâtonnets quantiques 61872-10 en fonction du taux de pompage. Nous observons que les pics de résonance au delà d'un gigahertz se déplacent vers les hautes fréquences, et sont plus amortis avec l'augmentation du taux de pompage. Pour un taux de 2,53 fois du courant de seuil, le pic n'est plus détectable. Pour les fréquences inférieures à un gigahertz, nous observons que le bruit est relativement élevé (entre -120 et -115 dB/Hz). Quand nous augmentons le courant de polarisation, la partie haute fréquence du bruit baisse de -120 dB/Hz à -145 dB/Hz, alors que la partie entre 10 MHz et 200 MHz augmente légèrement de -120 dB/Hz à -115 dB/Hz. Tout cela induit une décroissance du RIN avec une pente associée de plus en plus importante quand le courant de polarisation augmente. Ce phénomène est lié au fonctionnement des lasers à îlots et à bâtonnets quantiques, qui est plus compliqué que celui des lasers massifs. Avec la présence d'une couche de mouillage et de la largeur inhomogène



(a) Mesures des bruit d'intensité



(b) RIN intégré (entre 10 MHz et 10 GHz) en fonction du courant de polarisation

FIGURE 4.11 – Mesures des bruits d'intensité du laser QDash d'ISL 97 GHz.

résultant de la dispersion en taille dans les lasers à îlots et à bâtonnets quantiques, les équations d'évolutions s'éloignent des équations considérées pour un laser massif. Des détails ont été présentés dans le chapitre 2.2. La figure 4.11(b) présente l'évolution du RIN intégré en fonction du courant de polarisation de ce laser. Le RIN intégré diminue pour les taux de pompage faibles, comme le pic de résonance de RIN est plus amorti dans les hautes fréquences. Et pour les taux importants, la partie du RIN entre 10 MHz et 200 MHz augmente légèrement, ce qui est traduit par une légère augmentation du RIN intégré.

La figure 4.12 présente une série de mesures de RIN pour différents taux de pompage du laser. Des modélisations sont effectuées selon l'expression (2.25), et montrées par les courbes rouges dans la figure. A partir de quelques centaines de MHz, 200 MHz pour la figure 4.12(a) et 800 MHz pour la figure 4.12(d), les modélisations sont fidèles aux résultats expérimentaux. Les creux du bruit, les

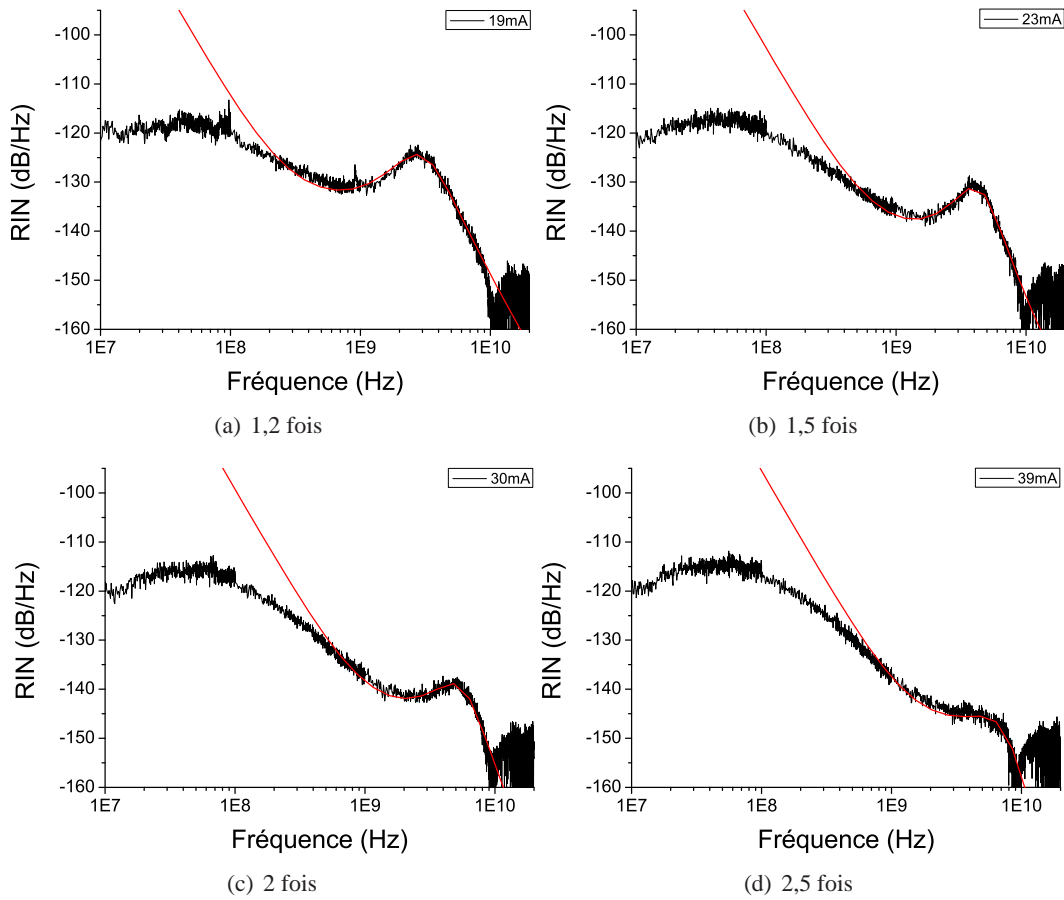


FIGURE 4.12 – Mesures et modélisations de RIN du laser à bâtonnets quantiques 61872-10 pour différents taux de pompage.

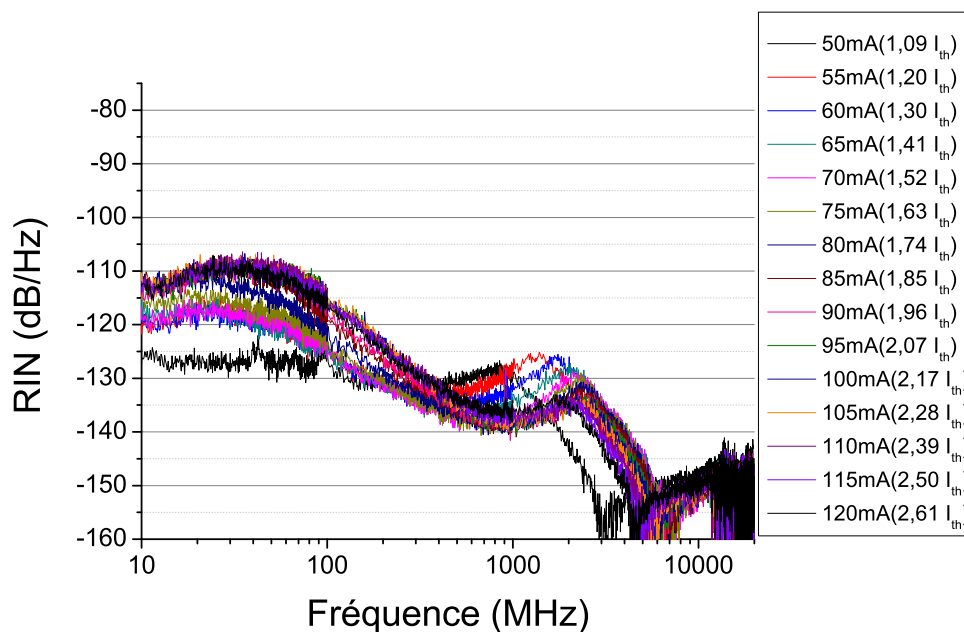
pics de relaxation ainsi que les décroissances après le pic de relaxation sont correctement simulés. Cependant, pour les basses fréquences, les modélisations tendent à diverger du fait du terme en $\frac{1}{\omega^2}$. Cette dépendance est liée à la présence d'une couche de mouillage dans les lasers à îlots quantiques (paragraphe 2.2). Le modèle est donc incomplet et ne peut parvenir à décrire le bruit aux basses fréquences. Il semble nécessaire d'inclure aux basses fréquences un filtrage supplémentaire. Le tableau 4.3 donne les valeurs des paramètres dans l'expression (2.25). Notons que le paramètre H est suffisamment grand devant le paramètre A afin d'avoir une incidence sur le RIN.

Ensuite, la figure 4.13 présente les résultats des mesures de RIN pour le laser à îlots quantiques 4743-2G. Sur la figure 4.13(a), nous observons que le pic de résonance se déplace vers les hautes

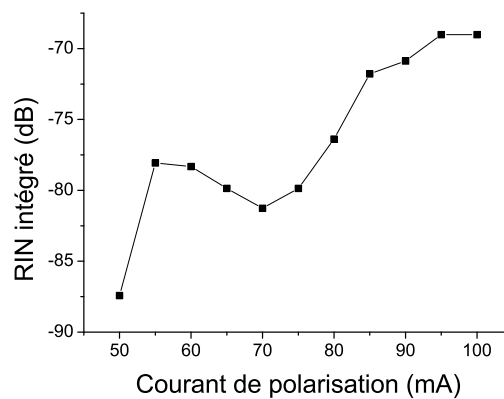
r	$H (s^{-5})$	$A (s^{-3})$	$B (s^{-1})$	$F_r (GHz)$	$\Gamma_r (ns^{-1})$	$\gamma (s^{-2})$
1,2	$6,582 \times 10^{53}$	$1,986 \times 10^{35}$	$1,241 \times 10^{15}$	2,528	11,05	$1,058 \times 10^{19}$
1,5	$9,278 \times 10^{54}$	$4,586 \times 10^{35}$	$5,721 \times 10^{14}$	4,028	13,67	$7,858 \times 10^{19}$
2	$3,781 \times 10^{55}$	$8,386 \times 10^{35}$	$4,220 \times 10^{14}$	5,057	19,66	$1,758 \times 10^{20}$
2,5	$1,577 \times 10^{56}$	$1,784 \times 10^{36}$	$8,721 \times 10^{12}$	6,358	27,67	$2,558 \times 10^{20}$

TABLE 4.3 – Paramètres des modélisations de RIN du laser 61872-10.

fréquences avec l'augmentation de courant de polarisation. Comparé au laser précédent, ce pic est toujours visible jusqu'à un taux de pompage de 2,61. Cela veut dire que ce laser à îlots quantiques possède un taux d'amortissement plus faible que le laser précédent à bâtonnets quantiques, au même taux de pompage. Dans l'intervalle de fréquence entre 10 MHz et 200 MHz, le RIN varie entre -127 dB/Hz et -107 dB/Hz, et monte jusqu'à -107 dB/Hz pour le courant de polarisation de 120 mA. L'amplitude du changement de RIN dans cet intervalle de fréquence est donc plus important pour ce laser à îlots quantiques. Comme le montre la figure 4.13(b), le RIN intégré ne suit plus la règle de diminution schématiquement inversement proportionnel au courant de polarisation telle qu'observée dans les autres lasers. Cela est directement lié à l'augmentation du RIN dans cet intervalle de fréquence.



(a) Mesures des bruit d'intensité



(b) RIN intégré (entre 10 MHz et 10 GHz) en fonction du courant de polarisation

FIGURE 4.13 – Mesures des bruits d'intensité du laser QDdot 4743.

Comme pour le laser précédent, des modélisations de RIN du laser à îlots quantiques sont

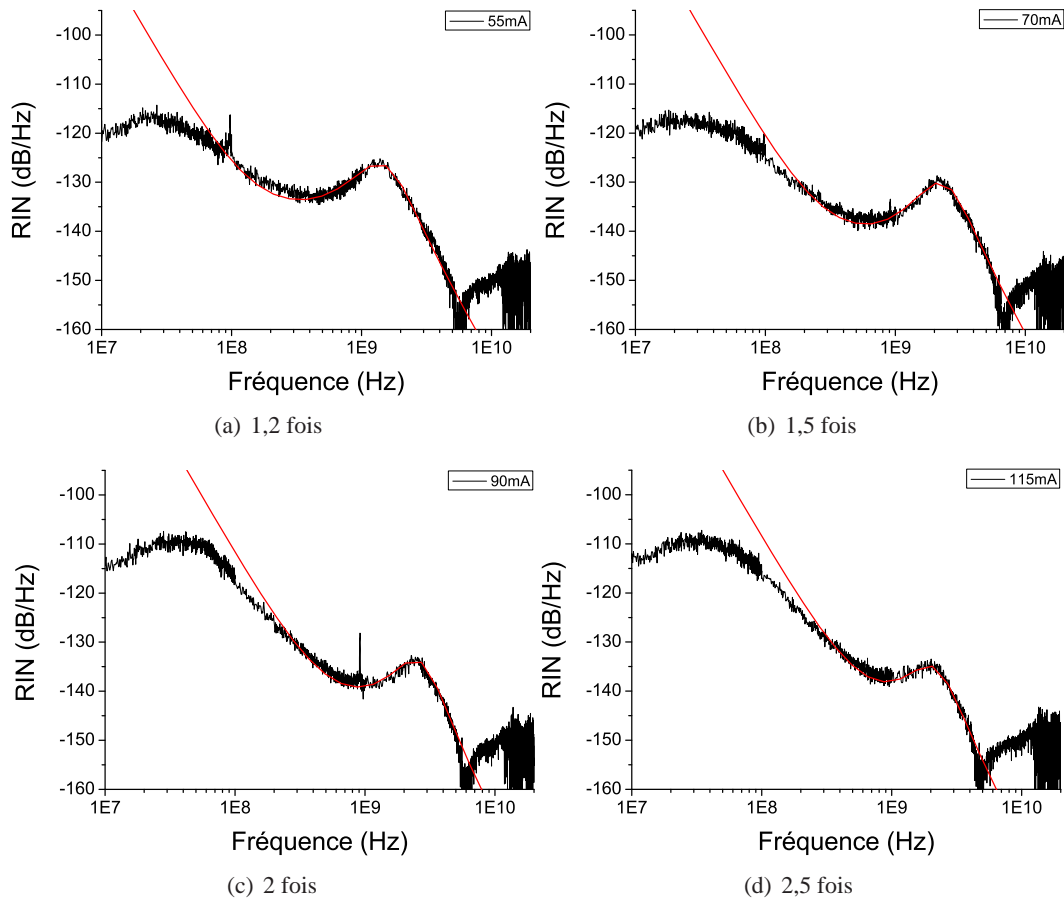


FIGURE 4.14 – Mesures et modélisations de RIN du laser à îlots quantiques 4743-2G pour différents taux de pompage.

présentées par la figure 4.14 pour différents taux de pompage. Afin de vérifier l'efficacité de la modélisation, nous nous concentrons sur la fréquence à partir de laquelle la courbe de modélisation s'accorde au résultat expérimental. Pour les taux de pompage montrés à la figure 4.14, cette fréquence varie entre 80 MHz ($r = 1,2$ Fig. 4.14(a)) et 400 MHz ($r = 2,5$ Fig. 4.14(d)). Ces valeurs sont plus faibles que celles du laser à bâtonnets quantiques. De plus, la pente descendante au tour de 100 MHz est plus importante comme le montre les résultats expérimentaux, et plus approchée des simulations. Ainsi, nous trouvons que cette modélisation est plus adaptée au laser à îlots quantiques qu'au laser à bâtonnets quantiques que nous étudions suivant le critère de fréquence ce coupure basse. Ces résultats tendent à montrer l'importance de la couche de mouillage dans les processus de

r	H (s^{-5})	A (s^{-3})	B (s^{-1})	F_r (GHz)	Γ_r (ns^{-1})	γ (s^{-2})
1,2	$2,124 \times 10^{52}$	$2,334 \times 10^{34}$	$2,466 \times 10^{14}$	1,120	9,364	$6,800 \times 10^{19}$
1,5	$1,742 \times 10^{53}$	$5,034 \times 10^{34}$	$3,865 \times 10^{14}$	2,003	11,06	$8,748 \times 10^{19}$
2	$6,937 \times 10^{53}$	$6,133 \times 10^{34}$	$2,266 \times 10^{14}$	2,335	11,46	$1,025 \times 10^{20}$
2,5	$5,742 \times 10^{53}$	$2,834 \times 10^{34}$	$1,566 \times 10^{14}$	1,785	11,46	$1,125 \times 10^{20}$

TABLE 4.4 – Paramètres des modélisations de RIN du laser 4743.

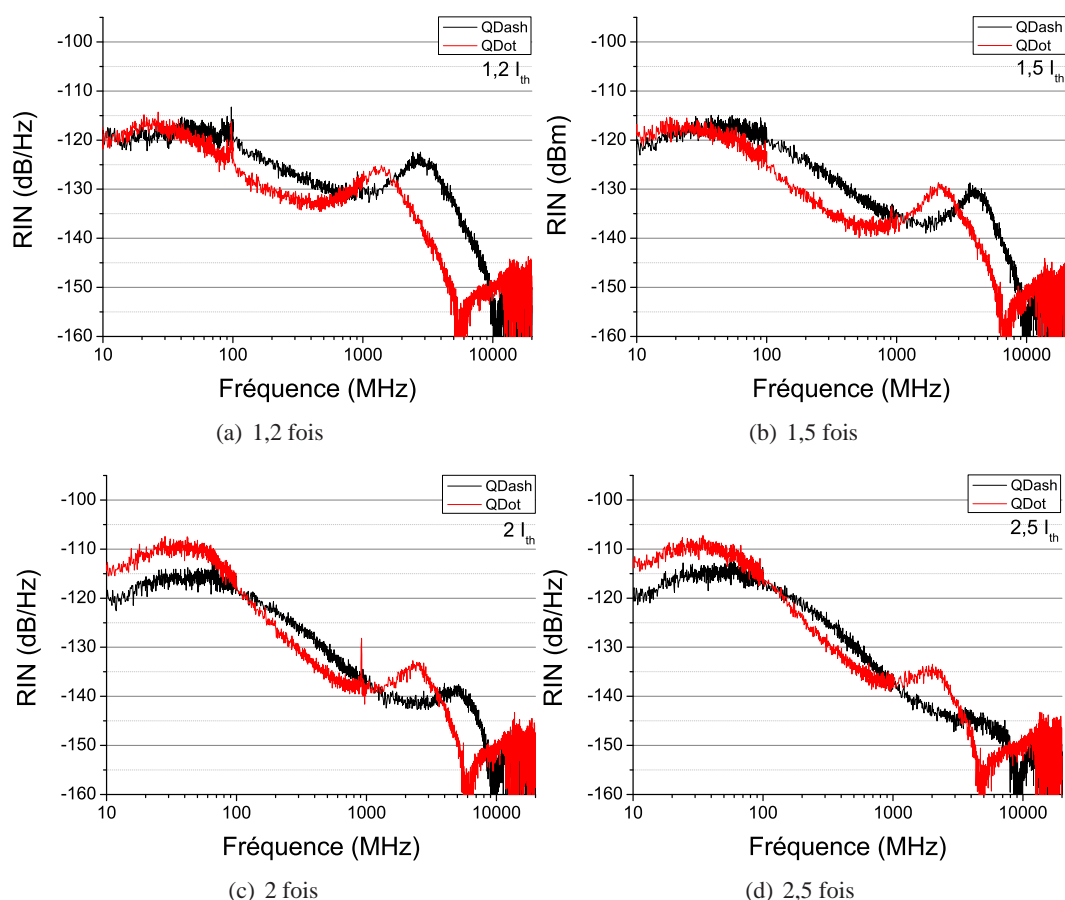


FIGURE 4.15 – Comparaisons de mesures de RIN entre le laser à bâtonnets quantiques 61872-10 et le laser à îlots quantiques 4743-2G, pour différents taux de pompage.

bruit. Cette couche est certainement liée à la méthode de croissance adoptée et au savoir faire utilisée dans la réalisation des bâtonnets ou des îlots. Il faut toutefois noter que le laser DFB à bâtonnets quantiques, étudié au chapitre 2, ne présente pas de remontée dans les basses fréquences.

Afin de comparer entre ces deux lasers les résultats de mesure de RIN de façon plus claire, nous avons relevé certaines mesures pour des taux de pompage identiques. Elles sont présentées figure 4.15. Pour des pompages proche du courant de seuil (4.15(a) et 4.15(b)), le RIN entre 30 MHz et 50MHz est à -118 dB/Hz pour le laser QDash et -117 dB/Hz pour le laser QDot. Quand le taux pompage augmente à 2 et 2,5, les RIN dans la même gamme de fréquence montent à -114 dB/Hz pour le laser QDash et -108 dB/Hz pour le laser QDot(4.15(c) et 4.15(d)); nous constatons un changement plus important pour le dernier laser. Concernant le pic de résonance dans les gigahertz, nous voyons que celui pour le laser QDash est amortis progressivement avec le taux de pompage. Il disparaît au taux de pompage de 2,5, cependant pour le laser QDot le changement est mineur. Nous pouvons donc déduire une sensibilité de résonance plus importante de l'amortissement dans le laser à bâtonnets quantiques. Cette propriété pourrait-être à la base des particularités fortes de ce type de lasers (blocage de mode [157]).

Comme nous l'avons présenté auparavant, la fréquence de relaxation et le taux d'amortisse-

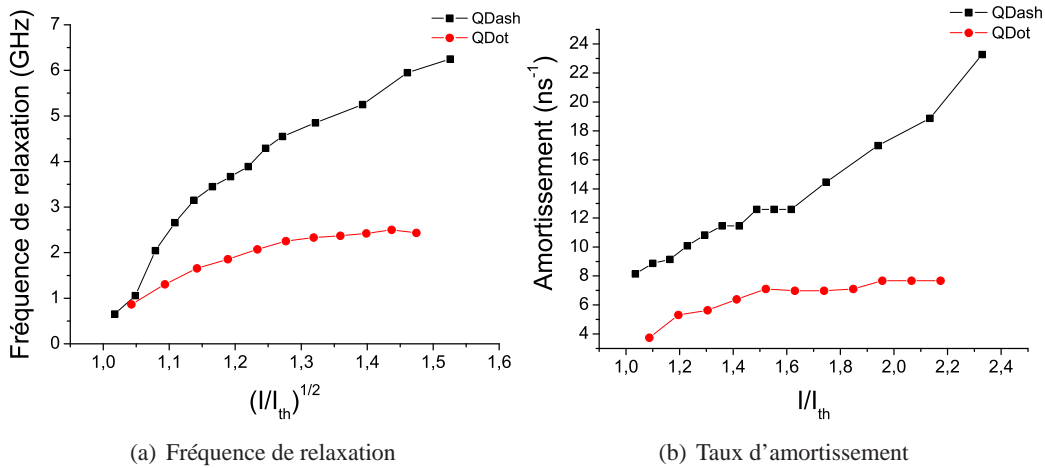


FIGURE 4.16 – Fréquence de relaxation et taux d'amortissement en fonction du taux de pompage pour le laser QDash et QDot.

ment peuvent être déduits des mesures de RIN. La figure 4.16 donne respectivement la fréquence de relaxation en fonction de la racine carré du taux de pompage, et le taux d'amortissement en fonction du taux de pompage du laser à îlots quantiques et du laser à bâtonnets quantiques. Théoriquement la fréquence de relaxation au carré est proportionnelle au courant de polarisation. Dans la figure 4.16(a), les deux courbes sont plus linéaires pour des taux de pompage supérieurs à 1,2.

Nous voyons d'abord que le laser QDash présente une fréquence de relaxation toujours supérieure au laser QDot. Ainsi, pour un taux de pompage de 2, nous observons une fréquence de relaxation autour de 5,5 GHz dans le QDash, alors que le laser QDot présente une fréquence de relaxation de l'ordre de 2,5 GHz. Comme la fréquence de relaxation est proportionnelle au gain différentiel, nous pouvons considérer que le laser QDash possède d'un gain différentiel plus important que le laser QDot.

La figure 4.16(b) donne le taux d'amortissement en fonction du taux de pompage pour les deux lasers, où les courbes sont théoriquement linéaires. Nous observons que le taux d'amortissement du laser QDash est proportionnel au courant de polarisation, et est toujours supérieur à celui du laser QDot. Ce dernier présente un taux d'amortissement en augmentation, mais avec une pente plus faible. Par conséquent, nous observons un écart entre le taux d'amortissement du laser QDash et du laser QDot augmentant avec le courant de polarisation.

Rappelons que l'amortissement et le carré de la fréquence de relaxation s'expriment :

$$\Gamma_r = \frac{1}{2\tau_e} + \frac{n_{sp}}{2\tau_e} \times \left(\frac{I}{I_{th}} - 1 \right) \quad (4.1)$$

$$F_r = \frac{1}{4\pi^2} \left[\frac{g_d}{\tau_e \tau_c} \left(\frac{I}{I_{th}} - 1 \right) - \Gamma_r^2 \right] \quad (4.2)$$

Nous pouvons déduire certains paramètres des lasers, montrés par le tableau 4.5 :

Pour conclure, nous avons développé une étude du bruit dans différents lasers. Nous avons montré les meilleures caractéristiques dynamiques d'une structure à bâtonnets quantiques en comparaison à une structure à îlots quantiques : le niveau de RIN plus faible, la fréquence de relaxation

	Laser QDash 61872-10	Laser QDot 4743
Longueur L	430 μm	415 μm
Largeur l	1,5 μm	3 μm
Épaisseur e	0,15 μm	0,15 μm
Volume V	96,75 μm^3	186,75 μm^3
Courant de seuil I_{th}	15,42 mA	45,27 mA
Autres paramètres mesurés	Γ_r, ω_r, B	
Durée de vie des porteurs τ_e	64,63 ps	133,26 ps
Taux d'émission spontanée n_{sp}	1,22	1,56
Densité de porteurs à la transparence N_t	$2,12 \times 10^{+21} \text{m}^{-3}$	$2,63 \times 10^{+21} \text{m}^{-3}$
Densité de porteurs au seuil N_{th}	$1,17 \times 10^{+22} \text{m}^{-3}$	$7,28 \times 10^{+22} \text{m}^{-3}$
Gain G	$3,91 \times 10^{-17} \text{m}^2$	$3,39 \times 10^{-18} \text{m}^2$
Gain différentiel G_N	$3,13 \times 10^{-9} \text{m}^3 \text{s}^{-1}$	$2,71 \times 10^{-10} \text{m}^3 \text{s}^{-1}$
Durée de vie du photon τ_p	14,8 ps	35,2 ps

TABLE 4.5 – Paramètres relevés des mesures de RIN du laser QDash 61872-10 et du laser QDot 4743.

plus importante, et un fort taux d'amortissement. Les évolutions de ces paramètres dans le laser QDash sont aussi plus régulières en fonction du courant de pompage.

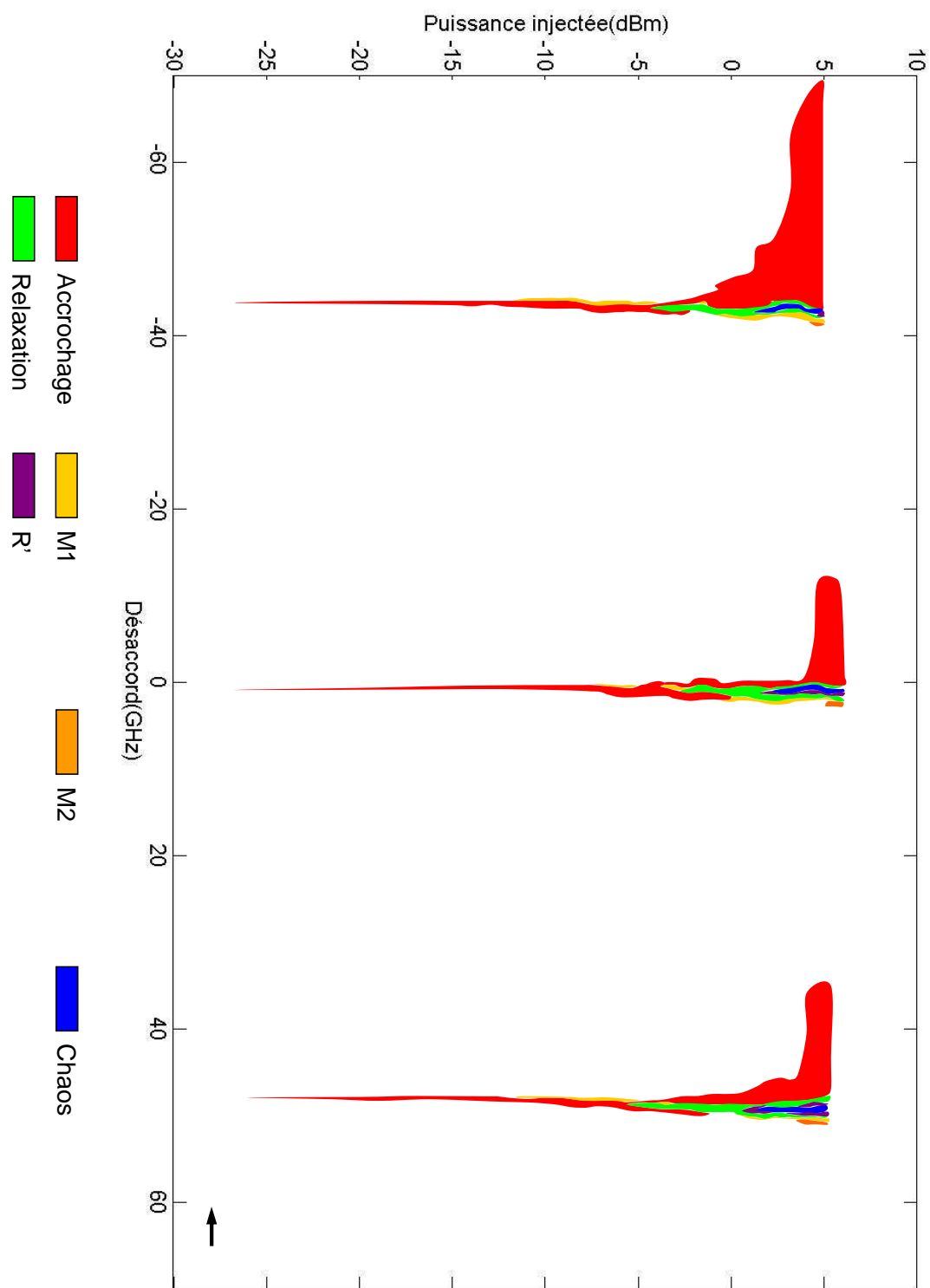


FIGURE 4.17 – Cartographie d'injection optique du laser à îlots quantiques 4824#9 pompé à 1,1 fois son courant de seuil, désaccord sens décroissant

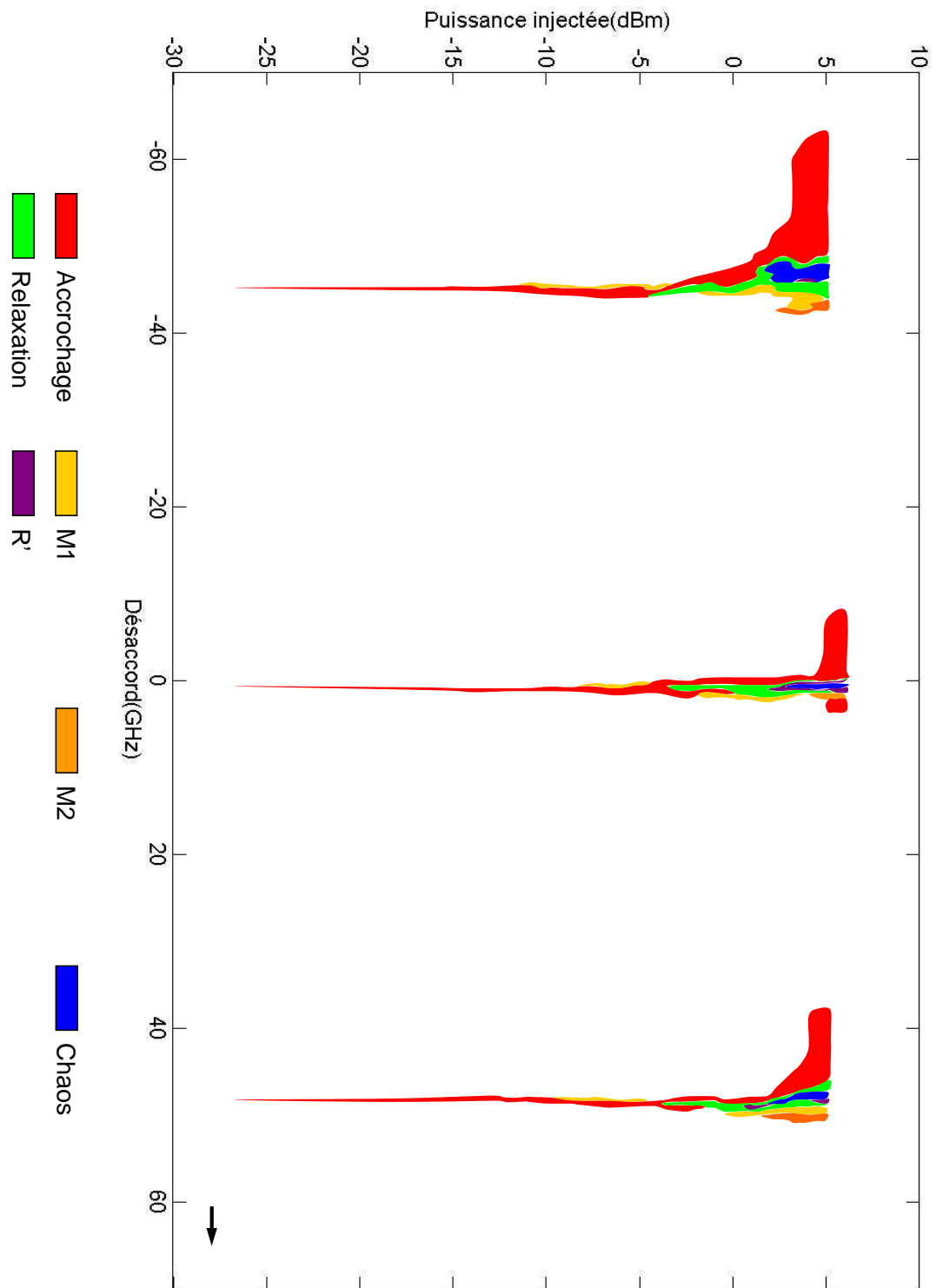


FIGURE 4.18 – Cartographie d'injection optique du laser à flots quantiques 4824#9 pompé à 1,1 fois son courant de seuil, désaccord sens croissant

4.5 Injection optique

Dans cette partie, nous allons montrer des résultats d'injection optique pour les lasers multi-modes. Commençons par le laser à îlots quantiques 4824# 9, nous présenterons des cartographies réalisées pour différents taux de pompage et des observations. Ensuite nous montrons les résultats pour les lasers à bâtonnets quantiques afin de comparer les fonctionnements des lasers.

4.5.1 Laser à îlots quantiques

Comme la longueur d'onde d'émission du laser 4743-2G est supérieure à 1600 nm, et nous sommes limités en matériel pour l'injection optique, nous allons donc concentrer l'étude sur le laser 4824#9.

Pour un taux de pompage faible ($r = 1, 1$), nous avons choisi 3 modes centraux qui ont des puissances optiques importantes. Les figures 4.17 et 4.18 présentent les cartographies réalisées respectivement pour le désaccord décroissant et pour le désaccord croissant. Nous pouvons voir que ces modes sont séparés entre eux d'un ISL de 46 GHz.

Pour les puissances injectées faibles, nous commençons à observer le régime d'accrochage à partir de -28 dBm. Quand nous arrivons à la puissance injectée de -12 dBm, le régime de mélange d'ondes apparaît, mais uniquement sur les désaccords négatifs du régime d'accrochage. Cette zone I³ continue jusqu'à -6 dBm, où nous trouvons le début des régimes de relaxation. Dans cette Zone I, les régimes d'accrochage sont relativement symétriques par rapport au désaccord nul pour chaque mode, et leurs largeurs de 0,1 GHz pour la puissance d'injection de -28 dBm à 0,6 GHz pour celle de -6 dBm.

Une zone II est située entre -6 dBm et +5 dBm de la puissance injectée. Dans cette zone, nous pouvons observer les régimes d'accrochage, de mélange d'ondes simple et double, de chaos, de relaxation, ainsi qu'un autre régime lié au régime de relaxation que nous allons décrire en plus de détails ensuite.

Nous voyons que les régimes d'accrochage s'étendent vers les désaccords négatifs, plus pour le mode qui se trouve à gauche (largeur du régime est de vingtaine de GHz) de la cartographie que celui à droite (largeur d'une dizaine de GHz), et moins pour le mode au milieu (largeur de 1 GHz). Cette différence de fonctionnement est probablement liée au fait que les expérimentations ne sont pas effectuées dans la même journée. Sachant que le laser n'est pas emballé dans boîtier butterfly comme nous avons décrit au début du chapitre, nous ne sommes pas capables d'assurer une condition de travail identique pour une série de mesures qui s'enchaîne pendant une longue période (quelques jours voir une semaine).

Les régimes de relaxation commencent à -6 dBm et restent au centre à la fréquence de chaque mode. Les régimes de mélange d'onde simple et double se trouvent à droite de la fréquence de chaque mode (vers le désaccord positif). Pour une puissance d'injection d'environ +1 dBm, les régimes de

3. la définition des Zones sont dans la partie précédente 3.2.6

chaos apparaissent, en séparant les régimes de relaxation en forme de "V". Nous allons maintenant présenter le régime mentionné plus tôt que nous appelons *le régime de relaxation double*.

Ce dernier régime se trouve toujours entre le régime de relaxation et de chaos. Pendant les manipulations, pour une puissance injectée assez importante (supérieure à +1 dBm), en incrémentant (sens croissant ou décroissant) la fréquence du maître, nous rencontrons le régime de relaxation avant et après le régime de chaos. Entre ces deux régimes, nous observons souvent un troisième régime.

La figure 4.19 montre les spectres caractéristiques du régime de relaxation double. Sur le spectre optique 4.19(a), un pic maximal se trouve à la fréquence du laser maître. Les pics marqués comme *R* sont écartés d'une fréquence qui correspond à la fréquence de relaxation. Notons que cette fréquence varie légèrement avec la puissance injectée. Entre les pics *R* et le pic du maître, nous constatons à mi-fréquence des pics marqués *R2*. Sur le spectre électrique 4.19(b), nous voyons le pic de battement principal à environ 1 GHz qui correspond aux pics *R*, et des pics de battements secondaires à 500 MHz et à 1,5 GHz qui correspondent aux pics *R2*. Pour comparer, la figure 4.20 montre les spectres caractéristiques du régime de relaxation. Nous voyons sur le spectre électrique 4.20(b) qu'il n'y a qu'un pic de battement à 1,2 GHz qui correspond à la fréquence de relaxation du laser à ce point de fonctionnement (la figure 4.8 montre que la fréquence de relaxation est égale à 1,22 GHz pour un taux de pompage de 1,1).

Un point commun entre ce régime de relaxation double et le régime de relaxation est que, quand nous déplaçons la fréquence du maître, l'ensemble des pics se décalent avec le changement de désaccord, tout en gardant la distance fréquentielle constante, autrement dit le spectre électrique ne change pas. Un deuxième point commun pour ces deux régimes est que, sur le spectre optique, nous ne constatons pas de pic à la fréquence du laser esclave. Cela correspond donc à un doublement de période pour la régime de relaxation.

Pour assurer notre observation de ce nouveau régime, nous allons le comparer avec le phénomène expérimental de ceux de mélange d'ondes double. Les figures 4.21 et 4.22 présentent les spectres caractéristiques des régime de mélange d'onde simple et double pour le même laser, et point de fonctionnement d'injection différent. Pour montrer que nous n'avons pas confondu le régime de relaxation double et le régime de mélange d'onde double, nous trouvons certaines différences entre ces deux régimes:

- D'abord, pour les régimes de mélange d'ondes simple et double, le pic du laser esclave est toujours présents sur sa fréquence (Cf. 4.21(a) et 4.22(a)) alors que pour le régime de relaxation double, il y est absent.
- Nous voyons aussi sur les figures 4.21(a) et 4.22(a) que la largeur du laser esclave est plus importante que celle du laser maître, et que les pics harmoniques *M* et *D* sont encore plus large que le pic esclave. Cependant, la largeur des pics dans le spectre optique du régime de relaxation double est relativement identique par rapport au maître, c'est aussi le cas pour le régime de relaxation.
- Enfin, quand nous incrémentons la fréquence du maître, les pics harmoniques optiques pour

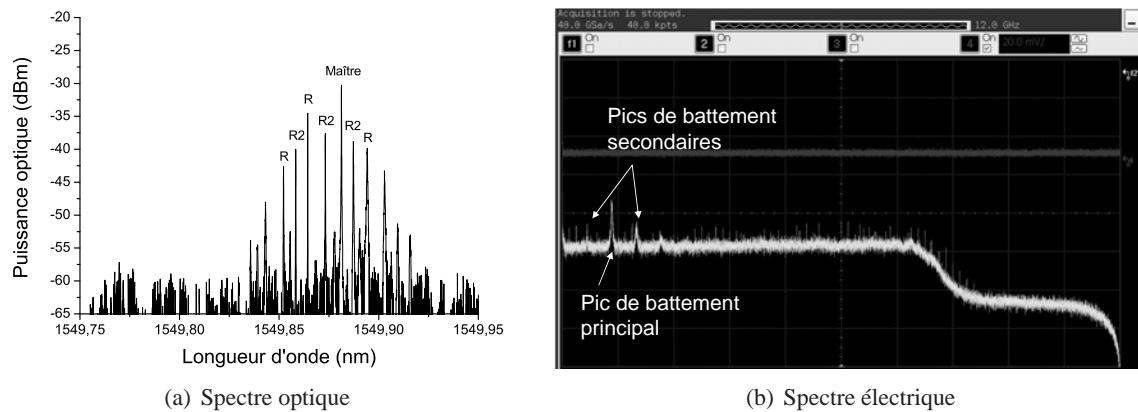


FIGURE 4.19 – Spectres caractéristiques du régime de relaxation double.

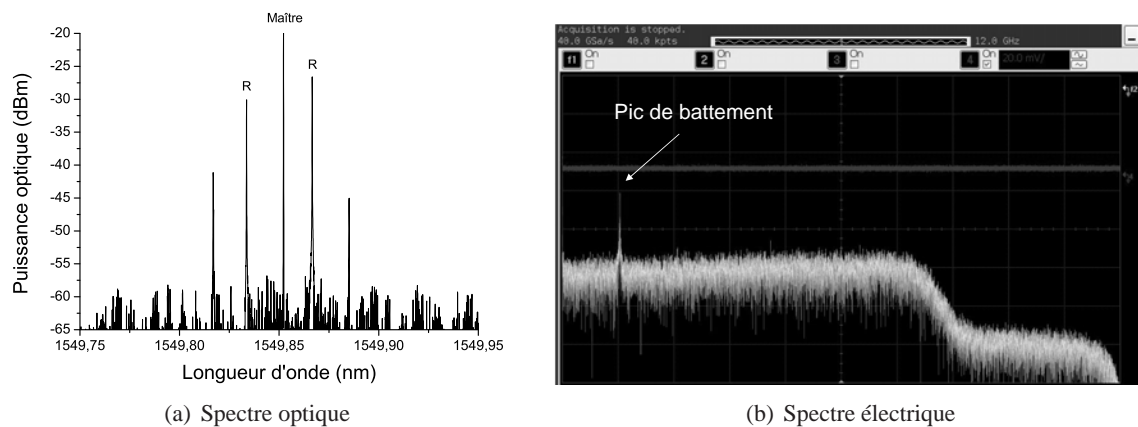


FIGURE 4.20 – Spectres caractéristiques du régime de relaxation (4824).

les régimes de mélange d'ondes se déplacent par rapport à l'esclave qui reste fixe, et le pic de battement du spectre électrique varie afin d'accorder sa fréquence et la distance fréquentielle entre les pics.

Revenons vers les cartographies, en comparant les deux figures 4.17 et 4.18 respectivement pour le sens de désaccord décroissant et croissant, nous constatons pour les puissances injectées élevées des bistabilités:

- Les zones d'accrochage sont plus vers les désaccords négatifs pour le sens du désaccord décroissant, la différence en largeur entre deux cas est d'environ 10 GHz pour le mode à gauche, et de 4 GHz celui à droite.
- Une zone d'accrochage est présente pour le mode au milieu au désaccord positif par rapport la fréquence du mode, dans la cartographie 4.18.
- Toujours pour les désaccords positifs par rapport à la fréquence de chaque mode, les zones de mélange d'ondes simple et double sont plus larges (de $0,4 \sim 0,5\text{ GHz}$) dans la cartographie 4.18, autrement dit quand nous augmentons la fréquence du maître.

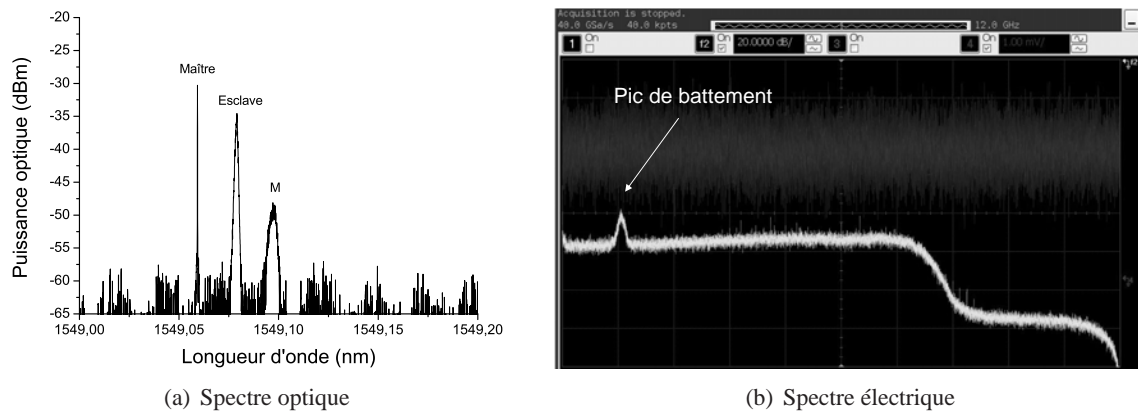


FIGURE 4.21 – Spectres caractéristiques du régime de mélange d'onde simple (4824).

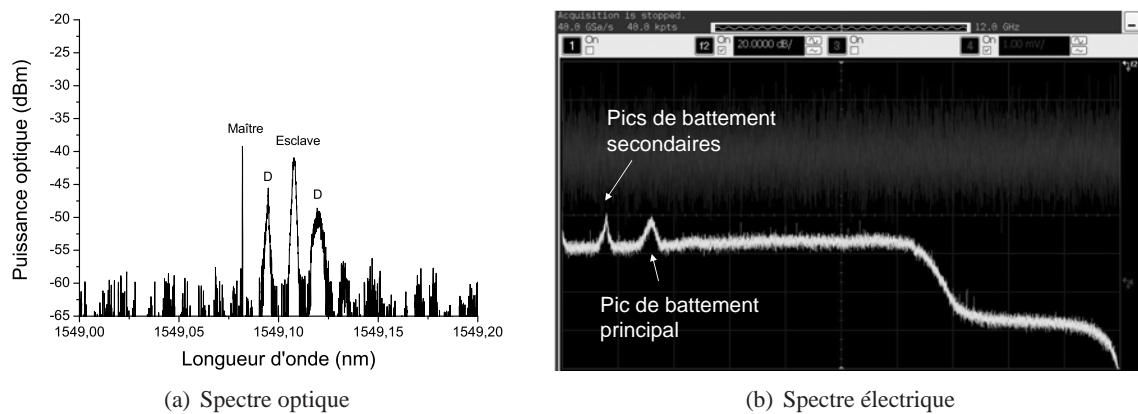
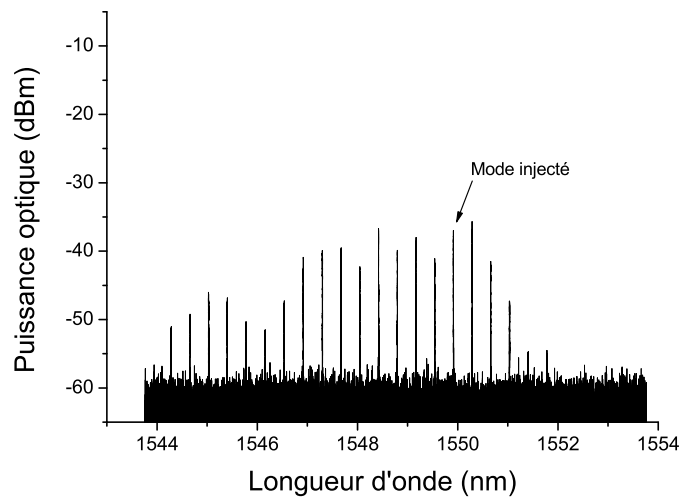


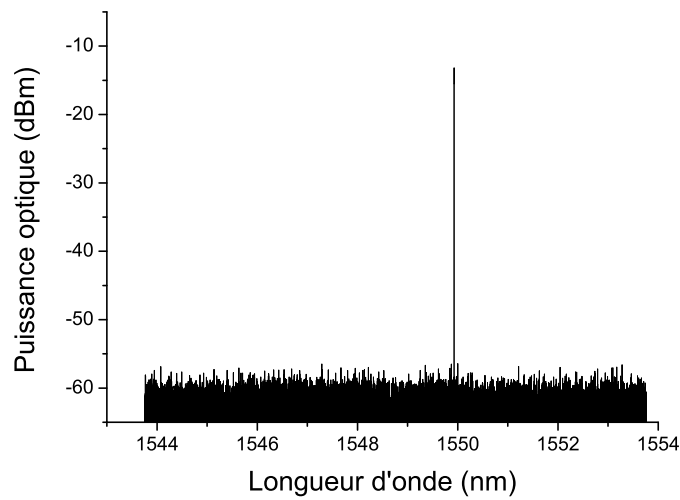
FIGURE 4.22 – Spectres caractéristiques du régime de mélange d'ondes double (4824).

Remarquons qu'un laser multimode optiquement injecté présente des régimes de fonctionnement différents de ceux présentés au paragraphe 3.2.3. GUIGNARD [158] définit en effet les régimes de quasi-accrochage, quasi-extinction ou encore de transfert de pureté. Nous n'entrerons pas dans les détails de la différenciation de ces nouveaux régimes, et nous allons présenter un exemple que nous avons pu rencontrer pendant les expérimentations sur notre laser à îlots quantiques. La figure 4.23(a) montre le spectre optique du laser esclave libre, possédant une peigne de longueurs d'onde, avec la puissance optique maximale à -35 dBm. A un point de fonctionnement de l'injection optique, nous observons le régime d'accrochage total accompagné d'extinction total des modes non injectés, montré dans la figure 4.23(b). Nous voyons que le mode injecté est totalement accroché à la fréquence du maître, en même temps les autres modes sont tous disparus. A la fréquence du maître, la puissance optique du pic atteint à une valeur de -13 dBm. Nous pouvons dire qu'à ce régime de fonctionnement le maître a pris la puissance de tous les modes et rend le laser esclave monomode.

Après avoir étudié l'injection optique pour ce laser à 1,1 fois son courant de seuil, nous allons maintenant regarder celle pour un courant de pompage plus élevé. Comme le laser atteint sa saturation à 220 mA, nous avons pu seulement effectuer l'injection à 1,5 fois son courant de seuil (210



(a) Esclave libre



(b) Esclave injecté

FIGURE 4.23 – Spectres optique du régime d'accrochage total accompagné d'extinction des modes non injectés.

mA). La figure 4.24 montre les cartographies réalisées à ce taux de pompage, pour les deux sens de désaccord fréquentielle. Nous voyons que le laser est devenu plus résistant à l'injection optique, et il n'y a que le régime d'accrochage et de relaxation qui sont présents. Ce dernier apparaît à partir de -4 dBm pour la puissance injectée, et se situe à la fréquence de chaque mode avec une largeur en fréquence d'environ 0,6 GHz. Nous observons donc une augmentation du seuil d'injection permettant d'atteindre un régime de relaxation en fonction du taux de pompage.

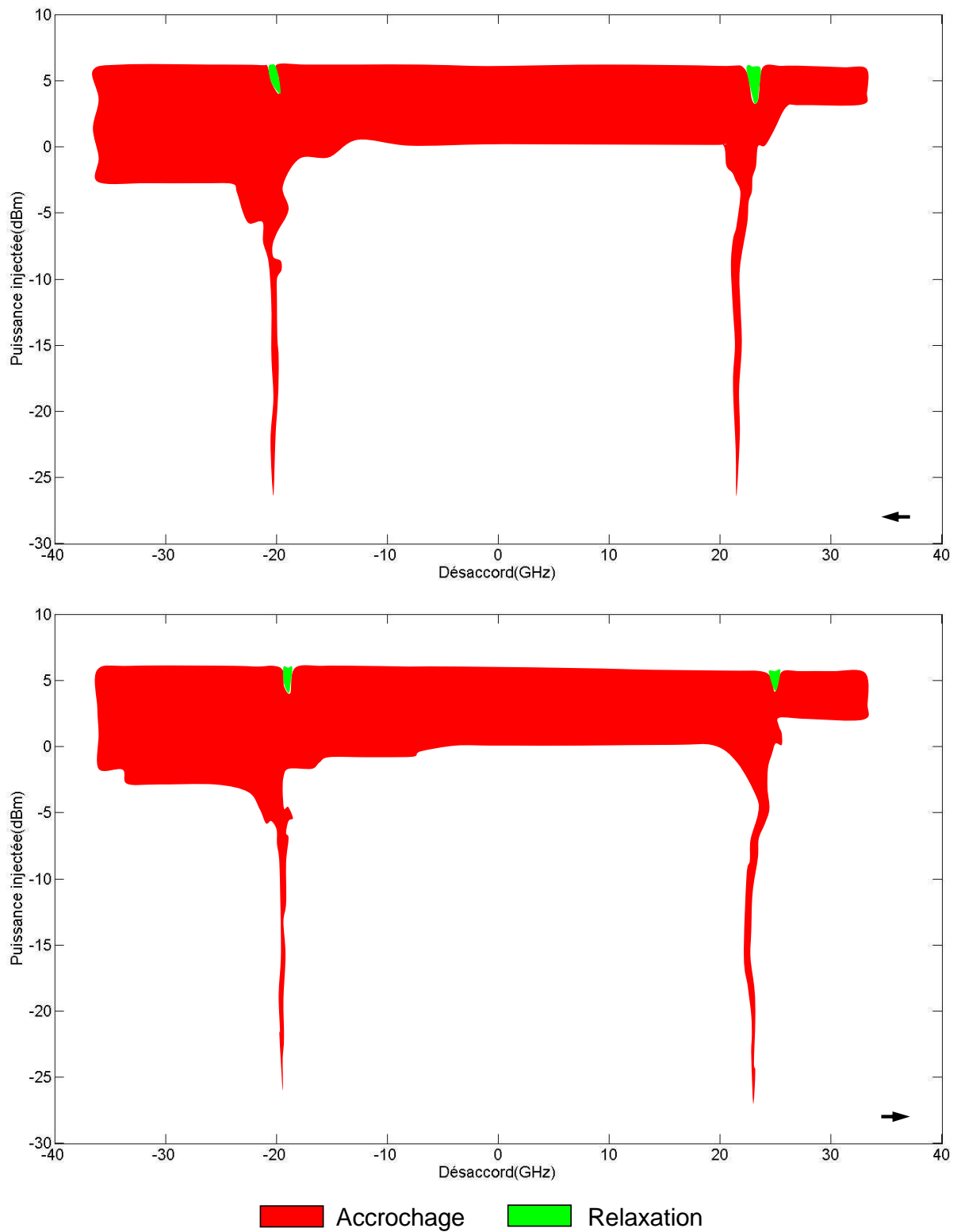


FIGURE 4.24 – Cartographie d’injection optique du laser à îlots quantiques 4824#9 pompé à 1,5 fois son courant de seuil

4.5.2 Laser à bâtonnets quantiques

Nous allons présenter dans cette partie des résultats d'injection optique obtenus pour les lasers à bâtonnets quantiques. Commençons par le laser 63505 qui possède une largeur de même ordre que le laser 4824#9, afin de comparer leurs fonctionnements en injection optique, ensuite nous étudierons sur le laser 61872-10 pour connaître les influences de la longueur de cavité.

4.5.2.1 Laser 63505

La figure 4.25 montre les cartographies d'injection optique réalisées quand le laser est alimenté avec un courant proche de seuil, à environ 1,1 fois son seuil. Le sens de changement du désaccord est indiqué par la flèche qui se trouve en bas à droite de chaque cartographie. Nous observons qu'à ce faible taux de pompage, il y a les régimes d'accrochage, de mélange d'ondes simple et de relaxation. Le début du régime de relaxation apparaît à -5 dBm, ainsi que celui du régime de mélange d'ondes. Au niveau de la largeur du régime de relaxation, elle varie entre 0,2 GHz et 0,5 GHz, et celle du régime de mélange d'ondes varie entre 0,3 GHz et 0,8 GHz. Entre les deux cartes réalisées pour les désaccords décroissants et croissants, ces largeurs sont pratiquement identiques.

Quand nous augmentons le taux de pompage du laser esclave à 19,3 mA, soit à 1,5 fois son courant de seuil, nous avons obtenu des cartographies d'injection présentées dans la figure 4.26. Deux régimes sont présents, l'accrochage et le mélange d'ondes simple. Une zone du régime de mélange d'ondes apparaît à partir de -10 dBm en puissance injectée pour les désaccords négatifs. Pour les fortes puissances injectées (supérieures à 0 dBm), une deuxième zone de ce même régime est présent pour les désaccords positifs. À ce taux de pompage, nous n'avons pas pu observer le régime de relaxation, à l'aide de l'évolution des régimes en fonction du taux de pompage du laser à îlots quantiques, nous considérons maintenant que le régime de relaxation est probablement présent pour des points de fonctionnement de puissance injectée plus importante.

En comparant le laser à îlots quantiques et le laser à bâtonnets quantiques de même ordre de longueur de cavité, nous constatons que le laser à bâtonnets présente des caractéristiques plus simples, autrement dit, moins de régimes de fonctionnement sont présents. Notamment pour le taux de pompage faible, le laser à îlots quantiques possède une grande variété de régimes de fonctionnement : le mélange d'ondes double, le chaos et le régime de relaxation double. Ce qui rend le laser à îlots quantiques plus sensible à l'injection optique.

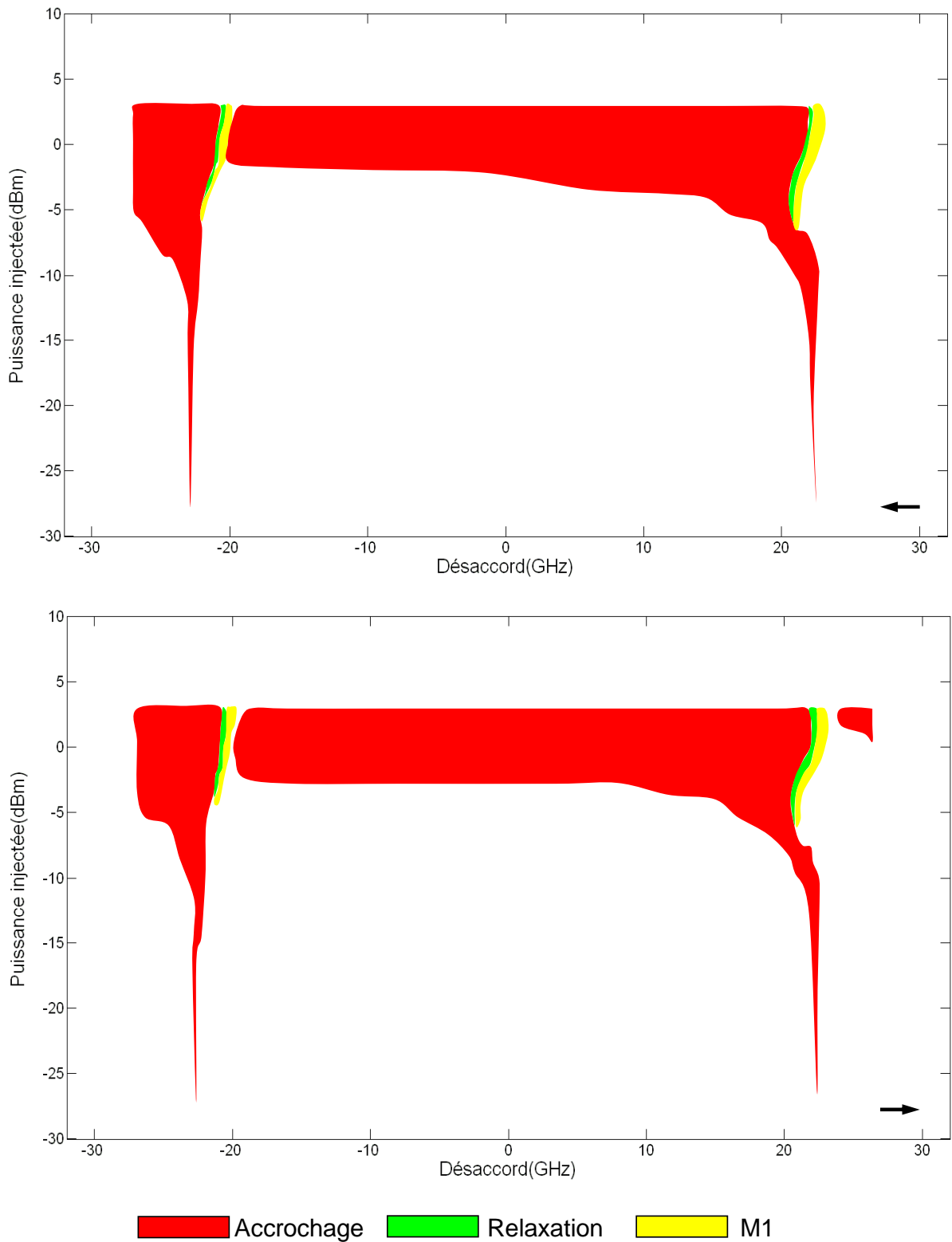


FIGURE 4.25 – Cartographie d’injection optique du laser QDash 63505 pompé à 15 mA (1,1 fois de son seuil).

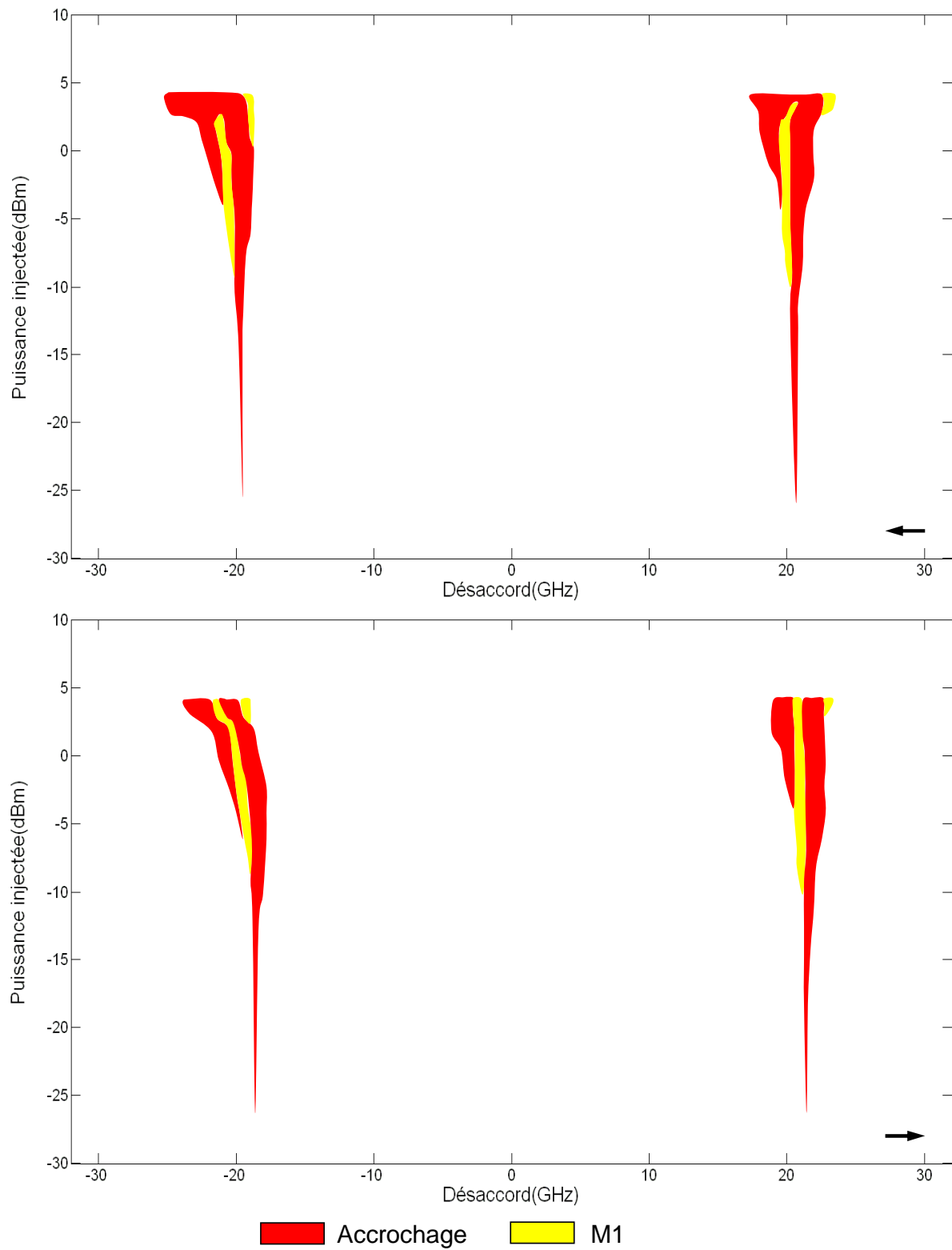


FIGURE 4.26 – Cartographie d'injection optique du laser QDash 63505 pompé à 19,3 mA (1,5 fois de son seuil).

4.5.2.2 Laser 61872-10

Nous avons caractérisé un laser avec une longueur de cavité différente que les lasers précédents, afin d'observer différents fonctionnements de l'injection optique liés à la longueur de cavité. Ce laser 61872-10 à bâtonnets quantiques a une longueur de $430 \mu\text{m}$, soit 2,5 fois moins long que les cavités précédentes. Nous avons réussi à tracer des cartographies d'injection pour différents taux de pompage.

La figure 4.27 présente les cartes réalisées pour le taux de pompage de 1,1, soit 16,96 mA. Nous voyons que les régimes de relaxation et de mélange d'ondes sont présents pour les puissances injectées modérées : de -22 dBm à -8 dBm pour le *R* et de -22 dBm à -5 dBm pour le *M1*. Ces deux régimes se trouvent à droite du régime d'accrochage, vers les désaccords positifs. La carte en haut est réalisée pour un désaccord décroissant. Dans ce cas, la largeur de la zone de relaxation varie entre $0,2 \text{ GHz}$ et $1,1 \text{ GHz}$, et celle de la zone de mélange d'ondes varie entre $0,2 \text{ GHz}$ et $1,2 \text{ GHz}$. Cependant dans la carte en bas, réalisée avec les désaccords croissants, les largeurs maximales de ces deux régimes sont respectivement 2 GHz et $3,6 \text{ GHz}$. Nous avons donc constaté que, pour ce laser, les régimes de relaxation et de mélange d'ondes sont plus larges que ceux du laser précédent, et qu'une bistabilité plus importante entre les deux sens de désaccords est présente pour ces deux régimes.

Pour un taux de pompage moyen, à 1,5 fois le courant de seuil (soit 23,12 mA), les cartographies sont présentées par la figure 4.28. Trois régimes de fonctionnement sont présents : les régimes d'accrochage, de mélange d'ondes simple et de relaxation. Pour les puissances injectées modérées, la première zone de mélange d'ondes, qui se trouve à gauche du régime d'accrochage apparaît à partir de -22 dBm et s'arrête à -10 dBm. Pour les puissances plus importantes (supérieure à -10 dBm), le régime de relaxation et la deuxième zone de mélange d'ondes sont présents, du côté positif en fréquence de chaque mode. En ce qui concerne la bistabilité pour les régimes de relaxation et de mélange d'ondes, elle est plus visible à ce taux de pompage. La largeur maximale du régime de relaxation est de $3,8 \text{ GHz}$ pour les désaccords décroissants et de $4,2 \text{ GHz}$ pour les désaccords croissants. Celle du régime de mélange d'onde est de $4,4 \text{ GHz}$ pour les désaccords décroissants, et de $11,4 \text{ GHz}$ pour les désaccords croissants.

Nous arrivons à réaliser les cartographies (montré par la figure 4.29) pour un taux de pompage important, soit à 3 fois le courant de seuil à 46,26 mA. Pour les puissances injectées faibles et modérées, nous n'avons que du régime d'accrochage. Quand la puissance est au dessus de -6 dBm, nous pouvons constater le début d'une première zone de mélange d'ondes aux désaccords négatifs, qui continue jusqu'à +3 dBm. En même temps que la disparition de cette zone, nous rencontrons le début du régime de relaxation au désaccord nul par rapport à la fréquence du mode, et celui de la deuxième zone de mélange d'ondes simple aux désaccords négatifs. Cette répartition des régimes est similaire à celle pour le taux de pompage à 1,5, sauf que les régimes de fonctionnement sont déplacés vers les fortes puissances injectées, ce qui est une tendance dans les processus d'injection optique. Pour ce taux de pompage, nous n'avons pas pu constater la bistabilité au niveau du régime de relaxation et de mélange d'ondes, car nous n'avons que leurs débuts sur les cartes. Cependant,

nous observons, pour les désaccords croissants (carte en bas), une absence du régime d'accrochage à droite de la zone de mélange d'ondes simple pour les puissances injectées supérieures à +3 dBm.

4.5.3 Comparaisons des résultats expérimentaux

En résumant les résultats expérimentaux que nous avons présenté, nous observons un fonctionnement de l'injection optique beaucoup plus compliqué pour le laser à îlots quantiques à un faible taux de pompage, où nous rencontrons pratiquement tous les régimes connus, ainsi qu'un régime de relaxation double que nous avons défini. Quand nous arrivons à un taux de pompage moyenne ($r=1,5$), il n'existe que le régime d'accrochage et de relaxation. De plus le seuil d'apparition du régime de relaxation a beaucoup augmenté, d'environ +10 dB. Alors que pour les lasers à bâtonnets quantiques, nous avons seulement constaté les régimes d'accrochage, de relaxation et de mélange d'onde simple pour des taux de pompage différents.

Si nous regroupons les lasers par la longueur de cavité, nous voyons que pour une cavité longue (le laser 4824#9 et le laser 63505), les zones de fonctionnement, sauf le régime d'accrochage, sont relativement étroites en fréquence (de l'ordre de 0,2 à 3 GHz), et la bistabilité entre le désaccord décroissant et le désaccord croissant est faible. Ainsi, pour une cavité courte (le laser 61872-10), les zones de fonctionnement sont larges (jusqu'à une dizaine de GHz). La bistabilité pour le laser d'une cavité courte est plus importante. Elle s'agit de la différence importante en largeur des régimes de fonctionnement, et de la présence différente de certains régimes entre les cartographies réalisées dans les deux sens de désaccord.

Remarquons que pendant l'étude d'injection optique, nous observons la présence des régimes de relaxation pour le laser QDash 61782-10. Sur les spectres électriques, les pics de battement se trouvent entre 1 GHz et 5 GHz, qui correspondent à la valeur de la fréquence de relaxation. Cela veut dire que ce laser possède une fréquence de relaxation de même niveau que le laser QDash 61872-10 ainsi que les lasers QDot. Revenons à l'hypothèse que nous avons fait dans la section 4.4.1, nous pouvons considérer que les lasers QDash qui ne présentent pas de pic de relaxation ont un taux d'amortissement très important.

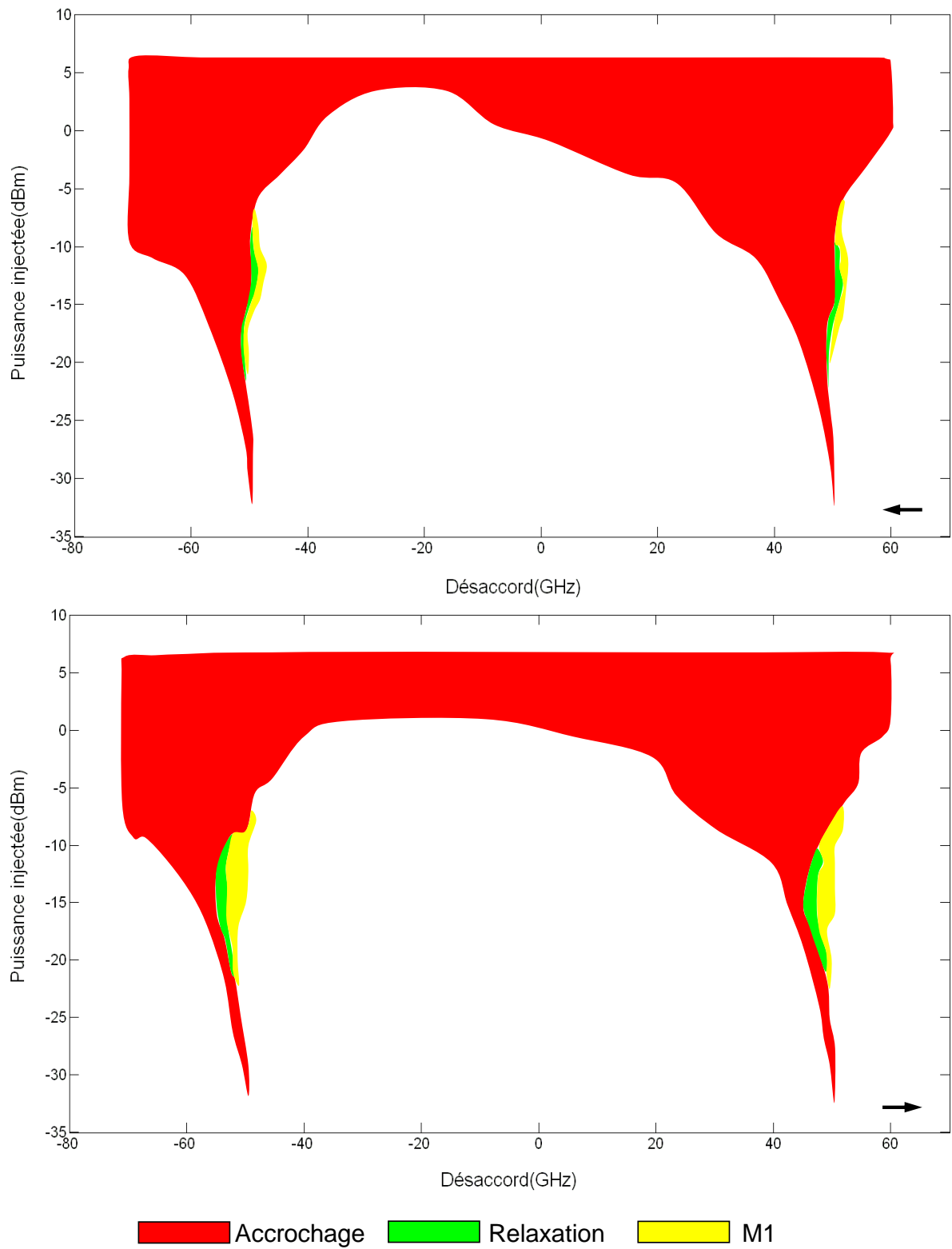


FIGURE 4.27 – Cartographie d’injection optique du laser QDash 61872-10 pompé à 16,96 mA (1,1 fois de son seuil).

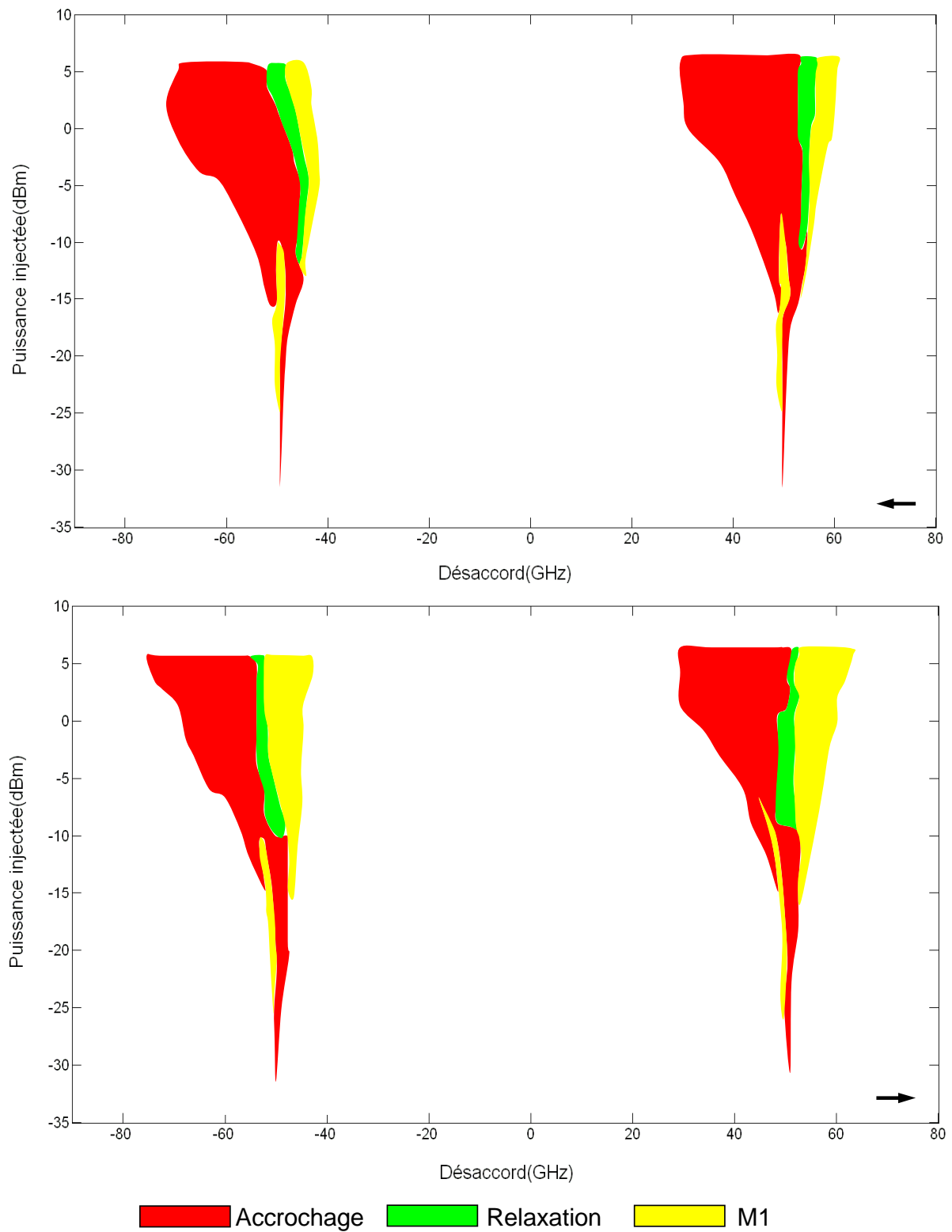


FIGURE 4.28 – Cartographie d'injection optique du laser QDash 61872-10 pompé à 23,12 mA (1,5 fois de son seuil).

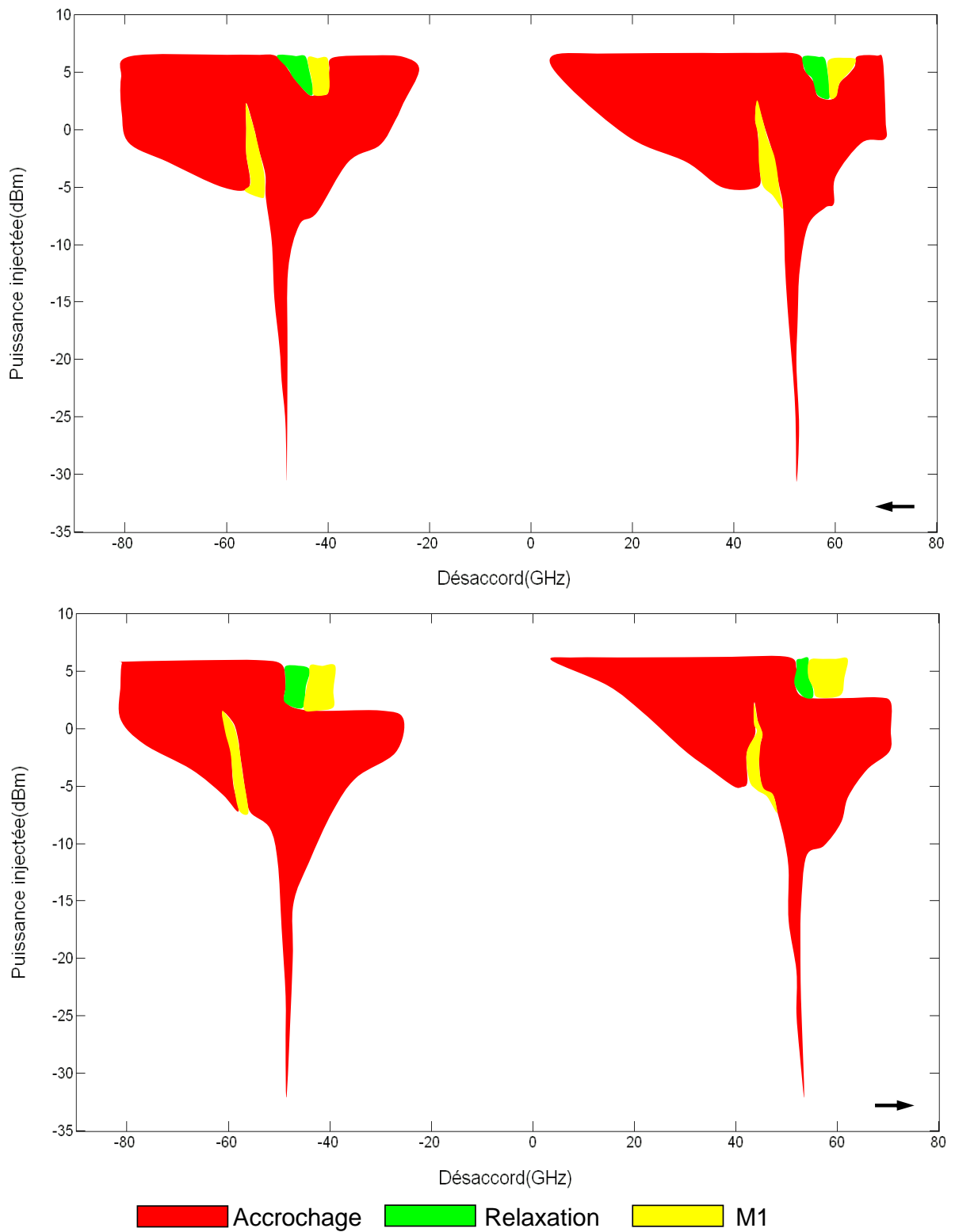


FIGURE 4.29 – Cartographie d’injection optique du laser QDash 61872-10 pompé à 46,26 mA (3 fois de son seuil).

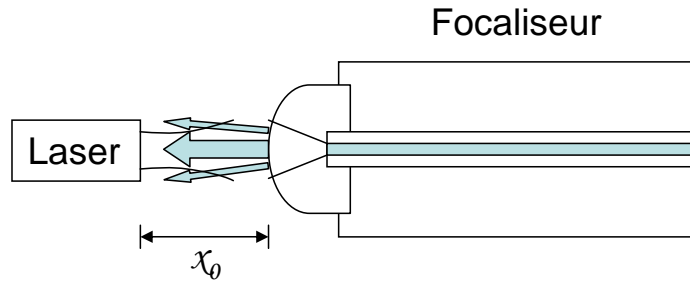


FIGURE 4.30 – Contre-réaction optique au couplage optique.

4.6 Études de la contre-réaction

Il est connu que le faisceau optique réfléchi des composants optiques externes à la cavité laser peut influencer la performance du laser [159–166]. Cela va perturber les caractéristiques des lasers pour différents termes, par exemple la largeur de raie optique, la largeur du battement RF ainsi que le niveau de bruit laser. L'aspect de cette contre-réaction optique est inévitable avec la présence de l'interface laser-air-focaliseur du couplage optique que nous utilisons. Une solution possible est d'appliquer les composants de couplage optique (fibre micro-lentillée ou focaliseur) commerciaux avec une facette traitée anti-reflet (AR). Cependant, les spécifications de traitement AR sont seulement valables pour une gamme spectrale relativement limitée, qui ne correspond pas toujours à la gamme spectrale de tous nos lasers. Une autre solution qui est toujours présente, est de désaligner le couplage optique suivant un ou deux axes afin d'éviter la réflexion face-en-face entraînant une pénalité en efficacité de couplage. Nous allons dans cette partie étudier le phénomène de la contre-réaction optique et essayer de le minimiser et de stabiliser l'influence de ce problème afin de valider nos caractérisations.

Le schéma 4.30 présente une origine éventuelle de la contre-réaction optique. Une partie de l'émission laser est réfléchi par la facette du focaliseur, et rentrée dans la cavité après avoir parcouru une distance L , soit deux fois la distance entre la facette du laser et celle du focaliseur ($L = 2x_0$). A l'aide de notre montage statique 3.1, nous pouvons ajuster la distance x_0 avec un contrôleur piézoélectrique qui garantit une résolution de déplacement de 20 nm.

Une première approche sur l'aspect de la contre-réaction optique est réalisée avec une analyse du spectre RF du laser. Nous utilisons le laser à bâtonnets quantiques 61850-10, couplé avec un focaliseur et alimenté à 90 mA. Le signal optique est introduit dans une photodiode, qui possède d'une bande passante de 40 GHz. Le spectre RF est enfin acquis par notre analyseur de spectre électrique (ESA). La figure 4.31 présente quatre spectres RF du laser en modifiant la condition de couplage. La courbe noire est obtenue avec un désalignement total qui présente une perte optique de couplage de -15 dB. Nous pouvons donc le considérer comme une référence, où la contre-réaction est nulle. Sa fréquence correspond à l'ISL du peigne de fréquences du laser, et sa largeur à mi-hauteur est de l'ordre de 350 kHz. Ensuite, nous revenons vers le couplage optimisé ($x_0 \sim 40 \mu\text{m}$) et varions la distance entre le laser et le focaliseur x_0 . Nous avons obtenu trois autres spectres RF qui correspondent chacun à une condition de contre-réaction optique. Nous observons sur les spectres

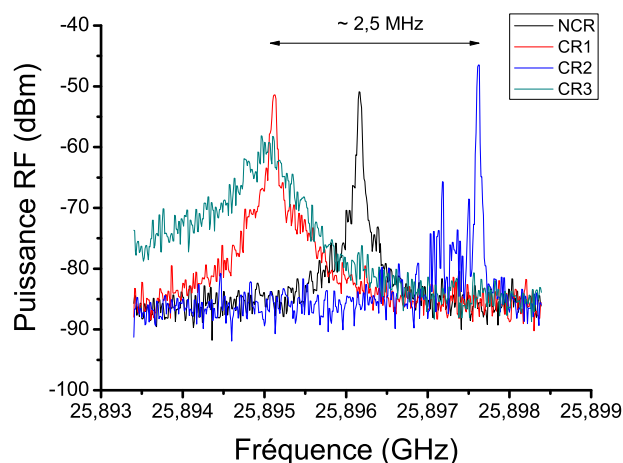


FIGURE 4.31 – Spectres RF du laser pour différentes conditions de contre-réaction.

que la fréquence du pic de battement varie entre une intervalle d'environ 2,5 MHz, et la largeur du battement varie entre 120 kHz et 600 kHz.

Nous avons ensuite choisi, dans la bande passante du laser, trois modes séparés afin d'étudier l'influence de la contre-réaction sur la largeur de raie optique de chaque mode. La figure 4.32 montre des résultats de mesure. Pour les quatre conditions différentes présentées précédemment, nous voyons que les largeurs de raie optique de chaque mode sont relativement faibles pour la contre-réaction "nulle". Par exemple, le mode au milieu présente une largeur de raie de 230 kHz pour la CR nulle, alors que pour la condition de CR3 (courbe en vert), cette valeur monte à 1,7 MHz. La qualité de mesure de la largeur de raie optique est donc fortement lié à la contre-réaction.

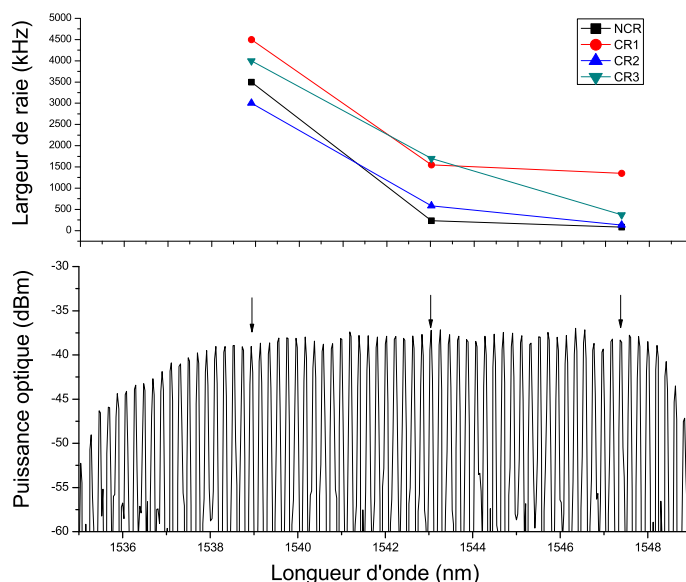


FIGURE 4.32 – Influence de la contre-réaction optique sur la largeur de raie optique.

Pour une observation plus détaillée, nous avons effectué une série de mesures présentée par la

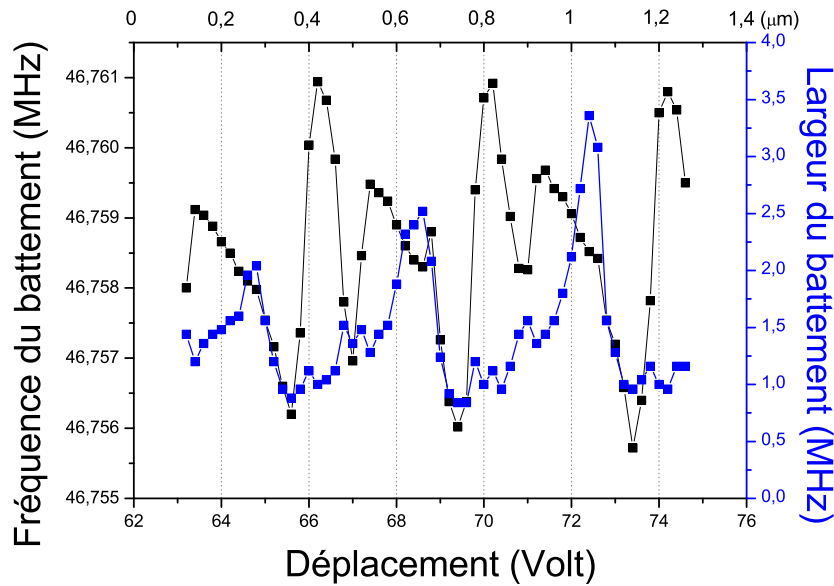


FIGURE 4.33 – Évolutions de la fréquence et de la largeur du pic de battement du spectre RF en fonction de déplacement pour le laser 61782-10.

figure 4.33. En déplaçant le focaliseur avec un pas de $0,02 \mu\text{m}$, nous traçons les évolutions de la fréquence du pic de battement du spectre RF et de la largeur du pic pour le laser 61782-10, polarisé à 150 mA. Notons que l'abscisse en-dessous présente le voltage du contrôleur piézoélectrique, et la conversion en μm est donc affichée au-dessus de la figure. Le zéro de l'abscisse est une référence par rapport à la distance de travail du focaliseur (environ $40 \mu\text{m}$). Nous observons une variation de 5,5 MHz pour la fréquence du battement, et une largeur du battement varie entre 600 kHz et 3,5 MHz. Toutes les deux valeurs suivent une périodicité de $0,4 \mu\text{m}$. En comparant les évolutions pour la fréquence et la largeur du battement, nous remarquons que les minima se trouvent sur des déplacements identiques, alors qu'il n'y a pas de correspondance pour les maximums entre ces deux paramètres.

Nous avons aussi mesuré le RIN d'un mode central pour tous les 60 nm (soit trois pas de déplacement). Cela nous permet de observer l'influence de la contre-réaction optique sur la mesure de bruit du laser. En combinant les résultats de RIN intégré avec ceux pour la largeur du pic de battement (figure 4.34), nous observons que l'évolution de l'intégral de RIN du mode choisi correspond à celle pour la largeur du battement, en respectant la même périodicité que nous avons trouvée précédemment. La figure 4.35 présente cinq mesures de RIN qui correspondent à deux minima, deux maxima et un point intermédiaire. Les points de fonctionnement sélectionnés sont indiqués sur la figure 4.34 avec les couleurs correspondantes. Nous voyons que pour les points de fonctionnement qui présentent la largeur du battement faible, le niveau de RIN est relativement faible et lisse. Alors que pour les points où la largeur est importante, nous pouvons constater sur la mesure de RIN deux remontées pour les fréquences de 40 MHz et de 200 MHz. Concernant le dernier point de fonctionnement intermédiaire, la mesure de RIN se trouve entre les deux cas d'extrême. Nous avons donc trouvé une corrélation entre la contre-réaction optique et le bruit d'intensité du laser.

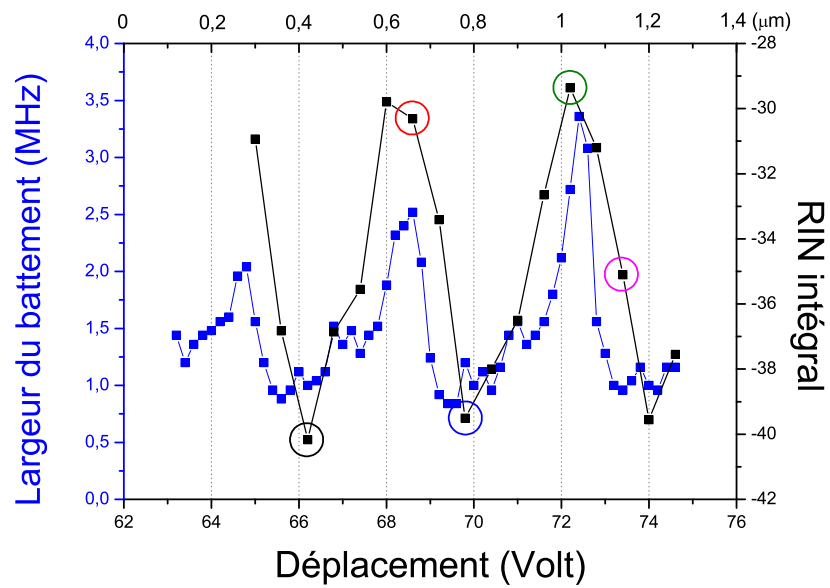


FIGURE 4.34 – Évolutions de la largeur du pic de battement du spectre RF et de RIN intégré d'un mode en fonction de déplacement pour le laser 61782-10.

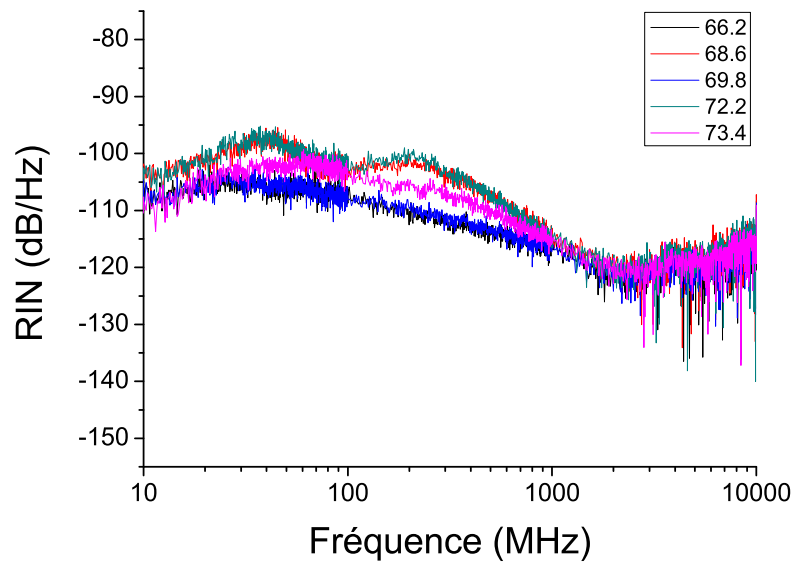


FIGURE 4.35 – Exemples de mesure de RIN pour différents cas de contre-réaction.

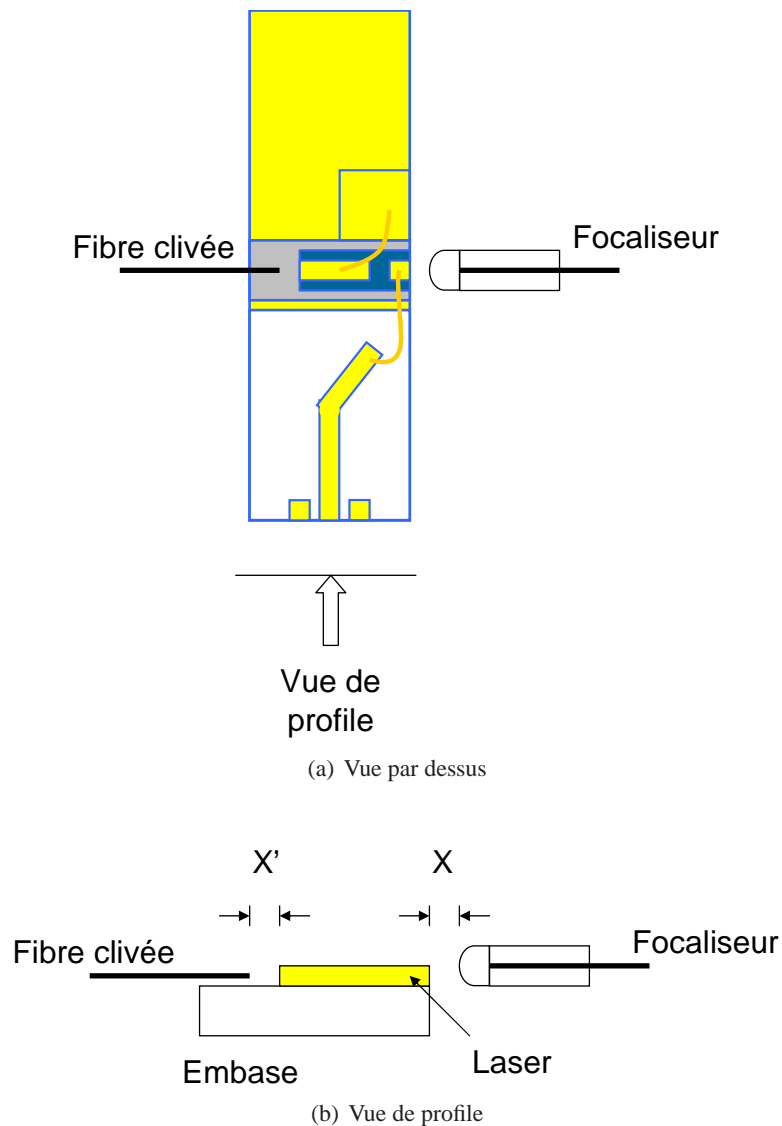


FIGURE 4.36 – Montage adapté pour l'étude de la contre-réaction optique.

Comme pour les lasers à bâtonnets nous avons accès aux deux côtés du laser, nous avons donc réalisé un montage adapté à l'étude de la contre-réaction. Il s'agit d'ajouter une deuxième platine de translation trois axes sous contrôle piézoélectrique. De cette façon, nous arrivons à mettre en place une fibre clivée droit en face du deuxième facette du laser, afin de créer une deuxième cavité en air. Comme présenté dans la figure 4.36, la deuxième cavité a une longueur de x' . Ces deux cavités en air peuvent maintenant interagir avec la cavité laser et nous allons observer le phénomène de CR optique par la suite.

L'expérimentation est réalisée sur le laser à bâtonnets quantiques 61850-10, toujours polarisé à 90 mA. D'abord, une série de mesure (résultats en noir) est effectuée comme ce que nous avons fait pour le laser précédent, en absence de la fibre de l'autre côté du laser. Ensuite, une deuxième série de mesure (courbe en rouge) consiste à fixer le focaliseur à une distance pour laquelle le couplage

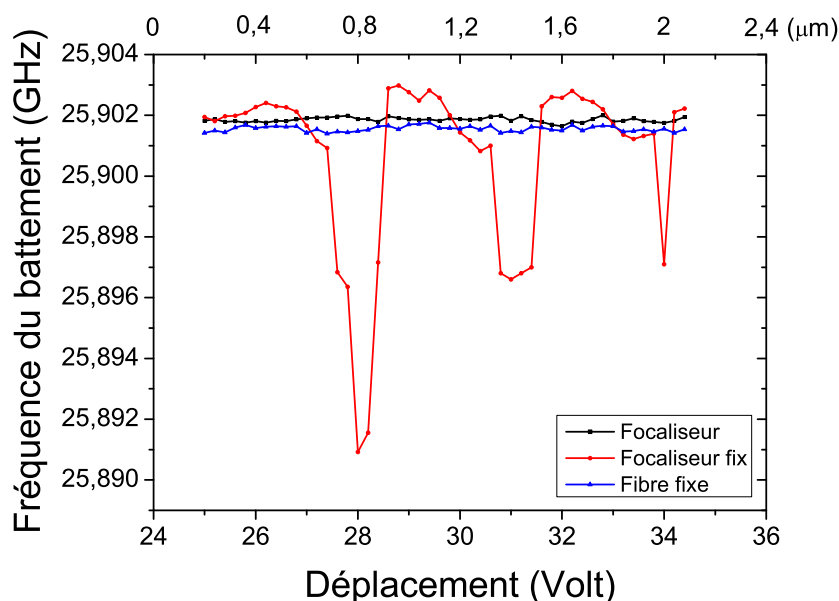


FIGURE 4.37 – Étude de la fréquence du battement en CR optique avec la présence d'une deuxième cavité pour le laser 61850-10.

optique est optimisé (x fixe), et nous déplaçons la fibre en face de deuxième facette du laser (x' varie). Puis nous complétons avec une troisième série de mesure (courbe en bleu) en fixant la fibre (x' fixe), et en variant la distance x . Pour la dernière mesure, la fibre est ajustée à une position où le pic de battement du spectre RF du laser se trouve à la même fréquence que la condition CR "nulle".

La figure 4.37 présente les résultats expérimentaux de la fréquence du pic de battement. Une première impression est que la largeur du battement est beaucoup plus sensible au déplacement de la fibre qui est située de l'autre côté du laser. La variation de cette largeur est de 12 MHz. Alors que pour les deux autres cas, la variation reste inférieure à 1 MHz. Nous trouvons donc que la cavité externe derrière le laser joue un rôle important sur la contre-réaction optique, ce qui est lié au clivage de la fibre utilisée.

Sur la figure 4.38, nous observons que la courbe rouge, qui correspond à la fibre en déplacement, varie entre 180 kHz et 960 kHz. Cette variation pour la courbe bleu est entre 200 kHz et 480 kHz. Pour les mesures en absence de la fibre, la largeur du battement varie entre 130 kHz et 600 kHz. Nous pouvons dire que la fréquence du battement est plus stable avec la distance x' optimisée fixe. En ce qui concerne l'évolution de l'intégral de RIN (figure 4.39), nous remarquons que pour la courbe bleue présente une meilleure stabilité et un niveau plus bas, alors que la courbe rouge témoigne d'une variation très importante.

D'un point de vue général, les évolutions de la fréquence du battement, de la largeur du battement et de l'intégrale de RIN varient de manière périodique avec une périodicité de $0,6 \mu\text{m}$. Cette dernière est différente que celle du laser 61782-10. Cela est lié à la différence de la longueur de cavité entre ces deux lasers. En effet, il existe toujours une corrélation entre la largeur du battement et l'intégrale du RIN, ce qui est similaire aux résultats obtenus pour le laser 61782-10. Pour résumer,

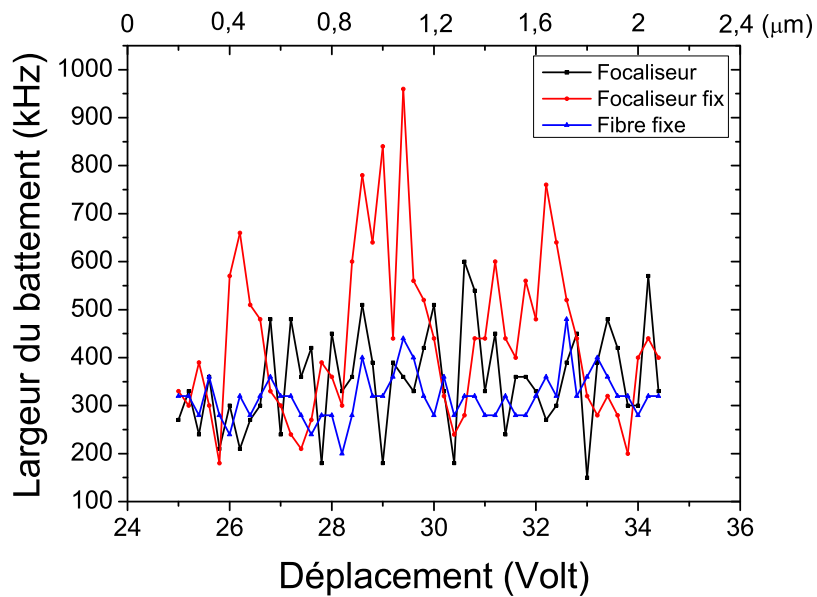


FIGURE 4.38 – Étude de la largeur du battement en CR optique avec la présence d'une deuxième cavité pour le laser 61850-10.

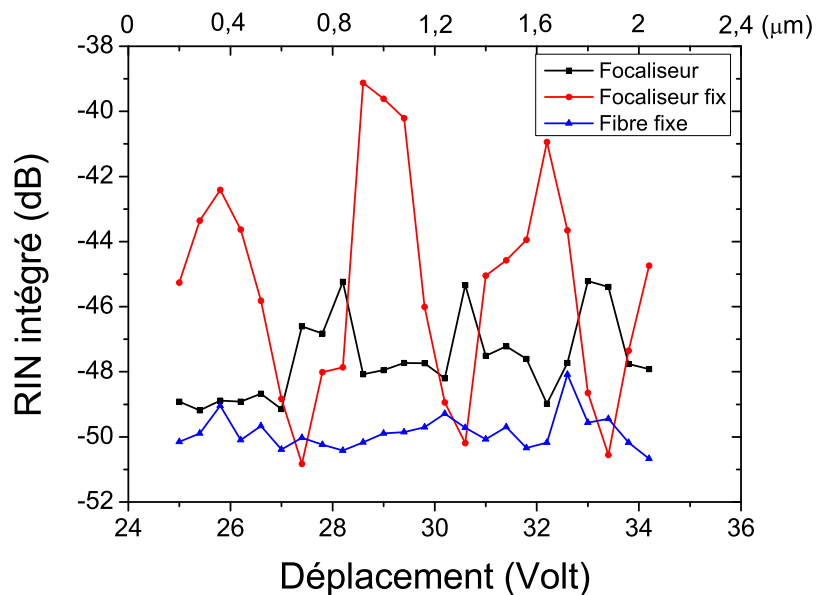


FIGURE 4.39 – Étude de l'intégrale de RIN en CR optique avec la présence d'une deuxième cavité pour le laser 61850-10.

à l'aide de cette fibre qui forme une deuxième cavité pour le laser, nous arrivons à maintenir une condition de CR optique minimisée, sans subir une grande perte optique de couplage avec le désalignement de couplage. Cependant, cette solution n'est pas valable pour tout type de laser, car elle exige l'accès à la deuxième facette du laser. Remarquons que pour les deux lasers à îlots quantiques, nous n'avons pas pu faire ces études à cause des difficultés d'accès aux deux faces du laser.

Conclusion

Cette thèse avait pour objectif de caractériser les lasers à base d'îlots quantiques et de bâtonnets quantiques en terme de bruit d'intensité et d'injection optique. Ce manuscrit présente les résultats obtenus dans ce cadre pendant la durée de thèse.

En utilisant le banc de mesure de RIN qui est à notre disposition au laboratoire, nous avons pu caractériser un laser DFB à bâtonnets quantiques (QDash), ayant une longueur d'onde d'émission à 1550 nm, en terme du RIN, et comparer les résultats avec ceux d'un laser massif. Nous avons trouvé pour le laser DFB QDash un bruit d'intensité plus faible, un taux d'amortissement plus élevé.

Nous avons aussi effectué des études de bruit sur des lasers de type Fabry-Perot QDot/QDash, de longueurs de cavité différentes. Nous avons donc obtenu les évolutions de la fréquence de relaxation et du taux d'amortissement, avec qui nous pouvons déduire certains paramètres de laser comme le taux d'émission spontanée et la durée de vie des porteurs. Pour ces lasers multi-modes, une remontée du bruit aux basses fréquences dans les mesures de RIN est observée. Elle est liée à l'interaction entre la couche de mouillage et les îlots quantiques. Ainsi, une modélisation de bruit en tenant compte de la présence de la couche de mouillage a été adoptée. Pour la première fois, nous arrivons à confronter cette modélisation aux résultats expérimentaux. Après une comparaison entre les deux types de lasers (QDot et QDash), nous trouvons une sensibilité de résonance plus importante pour les lasers QDash.

Des études d'injection optique ont été également réalisées. Pour le laser DFB QDash, les cartographies d'injection sont comprises dans un intervalle fréquentielle de 30 GHz, alors que pour un laser DFB massif cet intervalle est de 100 GHz. Cette différence de largeur est liée à la valeur de facteur d'Henry α_H [153]. Dans les cartographies, tous les régimes de fonctionnement d'injection optique sont présents : accrochage, mélange d'ondes (simple, double et quadruple), relaxation et chaos. Cependant contrairement aux observations usuelles faites pour un laser DFB massif, une zone de régime d'accrochage est présente aux désaccords positifs pour un taux de pompage faible (proche de 1) et moyen (entre 1 et 2) sur la cartographie du laser DFB QDash.

Quant aux lasers multi-modes, nous observons que le laser QDot possède une plus grande variété de régimes de fonctionnement à faible taux de pompage que le laser QDash : accrochage, mélange d'ondes (simple et double), relaxation et chaos, ainsi qu'un régime de relaxation double que nous avons défini dans cette thèse. Les caractéristiques de ce régime sont similaires à celles

du régime de relaxation, sauf que la fréquence de battement sur le spectre électrique vaut la moitié de la fréquence de relaxation du laser injecté. Pour les lasers QDash, seulement les régimes d'accrochage, de mélange d'ondes simple et de relaxation sont présents pour des taux de pompage différents.

Nous avons aussi étudié les cartographies d'injection selon la longueur de cavité. Nous trouvons que pour les lasers à cavité courte (environ $400 \mu\text{m}$), les zones de fonctionnement sont plus larges que pour les lasers à cavité longue (environ $1000 \mu\text{m}$). La bistabilité, qui est la différence en désaccord des régimes de fonctionnement entre les cartographies réalisées dans les deux sens de désaccord, est trouvée plus importante pour les lasers à cavité courte.

Une étude sur la contre-réaction (CR) optique a été effectuée pendant la thèse, et un banc de mesure adapté à cette étude a été développé. Ce banc nous permet d'étudier l'influence des cavités externes de couplage, devant et derrière la cavité du laser, dans le cadre de CR optique. Une série de mesures nous amène à une solution pour limiter la perturbation au niveau de CR optique liée au couplage optique. Il s'agit de créer une deuxième cavité, à l'aide par exemple d'une fibre clivée droit en utilisant l'autre face du laser. Nous arrivons donc à maintenir de façon stable une CR optique dont l'influence reste relativement faible. Cette solution est en cours de développement au laboratoire.

Ces résultats semblent indiquer l'importance de la couche de mouillage, qui permet d'assurer un fort amortissement tout en ayant un fort couplage entre modes.

Ainsi pour l'injection optique, lorsque le taux de pompage est moyen à fort (entre 1,5 et 3), peu de régime dynamiques sont présents. Pour les mesures de bruit, une incertitude pourrait demeurer sur l'absence de fréquence de relaxation. Cette non-observation pourrait être liée à une bande passante insuffisante ou à un amortissement très important. En fait, l'injection optique permet de lever cette incertitude car le régime appelé de relaxation indique la valeur de la fréquence de relaxation qui est dans la gamme 1-10 GHz.

D'autre part l'observation de régimes dynamiques fortement non linéaires près du seuil est une indication claire d'un fort couplage par le gain pour lequel le stimulée domine nettement le spontanée contrairement aux structures classiques qui se rapprochent d'un fonctionnement d'amplificateur à faible taux de pompage.

Au final, ces résultats nous donnent les pistes très encourageantes pour la modélisation de ces structures.

Annexe A

Modélisation du bruit d'amplitude

A.1 Équations d'évolution

A.1.1 Gain de la structure

Lorsque la concentration en électrons et en trous au niveau de la jonction est importante, il est possible de générer du gain optique.

Nous pouvons définir les quasi niveaux de fermi E_{fn} et E_{fp} pour les électrons f_n et un autre pour les trous f_p reliant la probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie E par des électrons ou des trous respectivement par :

$$f_n = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_{fn}}{kT}}} \quad (\text{A.1a})$$

$$f_p = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_{fp}}{kT}}} \quad (\text{A.1b})$$

Plus les concentrations en électrons dans la bande de conduction et celles des trous dans la bande de valence augmentent et plus les quasi niveaux de Fermi s'écartent l'un de l'autre. On pourra avoir du gain optique quand l'écart entre les quasi niveaux de Fermi sera supérieur à l'écart entre la bande de valence et la bande de conduction appelée bande interdite.

En connaissant les probabilités d'occupation définies par les équations (A.1) ainsi que les densités d'état, il est possible de définir la proportion d'électrons et de trous pour une énergie donnée. En intégrant sur toutes les énergies distantes de E , il est possible de connaître le gain à la longueur d'onde ν telle que $h\nu = E$. Marinelli a aboutit à l'expression suivante pour le gain, ne dépendant que de la longueur d'onde λ et de la densité de porteur N :

$$G(\lambda, N) = \frac{\pi^2 c^2 \hbar^3}{n} B_{sp} \frac{N_c N_v}{2k^3 T^3} \frac{\left(\frac{E-E_g}{E}\right)^2 \sinh\left(\frac{F_c+F_v-E+E_g}{2kT}\right)}{\cosh\left(\frac{F_c+F_v-E+E_g}{2kT}\right) + \cosh\left(\frac{F_c-F_v}{2kT}\right)} \quad (\text{A.2})$$

avec $F_c = E_{fn} - E_c$ et $F_v = E_v - E_{fp}$ tenant compte de la probabilité d'occupation des bandes, $E_g = E_c - E_v$ l'énergie de la transition interdite, n l'indice de réfraction du milieu, T la température

en Kelvin et B_{sp} le coefficient de recombinaison spontanée totale ($\approx 10 \cdot 10^{-10}$ pour les matériaux fonctionnant à 1550 nm).

Cette expression du gain est assez imposante pour être manipulée facilement dans les équations. Par la suite, nous allons d'ailleurs nous intéresser au gain à la seule longueur d'onde laser. Ce dernier ne dépendra plus que de N . Afin de simplifier encore cette expression, plusieurs approximations vont être faites.

Tout d'abord, la longueur d'onde considérée coïncidera au maximum de la courbe de gain. Cette hypothèse peut facilement être approchée en pratique par un choix approprié des matériaux utilisés. Ensuite, la courbe de gain sera approchée par sa tangente au seuil N_{th} . Nous introduisons ainsi le gain différentiel g_0 :

$$g_0 = \left. \frac{\partial G}{\partial N} \right|_{N=N_{th}} \quad (\text{A.3})$$

En première approximation, le gain peut donc s'écrire, dans le cas des structures massives :

$$G(N) = v_g \frac{a}{V} (N - N_t) = g_0 (N - N_t) \quad (\text{A.4})$$

avec v_g la vitesse de groupe des photons, V le volume, a la constante de gain et N_t la densité de porteurs à la transparence.

Le gain semble donc fixé pour une densité de porteur N donnée. Cependant, il s'avère que si la puissance optique augmente, le gain diminue. Deux situations peuvent influencer le gain à une longueur d'onde donnée. Premièrement, des fortes puissances optiques présentent au voisinage de la longueur d'onde peuvent faire chuter le gain : c'est le *spectral hole burning*. Deuxièmement, le gain peut diminuer localement dans la cavité à cause de la nature stationnaire du champ à l'intérieur de celle-ci : c'est le *spatial hole burning*. Ces deux modifications du gain avec l'intensité optique peuvent être prises en compte via le terme de compression ϵ . Le gain devient alors :

$$G(N) = g_0 (N - N_t) (1 - \epsilon S) \quad (\text{A.5})$$

S représente la densité de photons.

A.1.2 Recombinaison spontanée

De la même manière que dans le modèle atomique, lorsque les électrons de conduction sont spatialement proches de trous de la bande de valence, il peut y avoir naturellement recombinaisons de paires électrons trous. Certaines de ces recombinaisons peuvent se faire de façon radiative, c'est à dire en émettant un photon, exactement de la même manière que dans le modèle atomique. Le taux de recombinaison R_{rad} associé à ces transitions s'exprime en fonction du nombre de porteurs :

$$R_{rad} = Bnp$$

avec n la densité d'électrons et p la densité de trous. Dans le cas particulier d'une zone non dopée comme la zone intrinsèque I d'une diode PIN où $n = p = N$, nous avons :

$$R_{rad} = BN^2 \quad (\text{A.6})$$

Dans le cas des milieux semi-conducteurs, il existe des phénomènes de recombinaison non radiative n'apparaissant pas, ou du moins pas en aussi grande envergure dans les lasers "atomiques". C'est le cas en particulier de l'effet Auger qui revêt une grande importance dans les diodes lasers. Dans ce cas précis, l'énergie produite lors de la recombinaison n'est pas transférée au champ sous forme de photon, mais sert à exciter un électron dans la bande de conduction ou un trou de la bande de valence. La particule ainsi excitée n'a pas changé de bande et peut revenir à son état initial en transférant la différence d'énergie au réseau cristallin sous forme de phonon. Ce phénomène peut être caractérisé par un coefficient C liant le taux de recombinaison associé R_{au} à la densité de porteur :

$$R_{au} = CN^3 \quad (\text{A.7})$$

Il peut aussi se produire des recombinaisons dues à la présence de défauts à l'intérieur de la structure ou encore en dehors de la zone de charge (recombinaison de surface). Ces dernières disparitions de paires électron-trou sont prises en compte via le coefficient :

$$R_{nr} = AN \quad (\text{A.8})$$

A chacun des types de recombinaison est associé un temps caractéristique. Le taux global de recombinaison spontanée R_{tot} est la somme des différentes contributions :

$$R_{tot} = (A + BN + CN^2)N = \left(\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \right) N \quad (\text{A.9})$$

τ_r et τ_{nr} correspondant respectivement au temps de vie des processus radiatif et non radiatif. Ces temps caractéristiques peuvent être considérés constants au tour du point de fonctionnement.

A.1.3 Équation d'évolution de la densité de porteurs

En regroupant les résultats précédents, il est possible d'obtenir l'équation d'évolution de la densité de porteurs N .

En effet, la diminution du nombre de porteurs par émission stimulée est directement liée au gain. De même les recombinaisons spontanées diverse tendent à réduire la valeur de N . Pour obtenir une densité de porteurs suffisante malgré ces phénomènes, il est nécessaire de générer des paires électron-trou. Ceci est généralement réalisé, et c'est là un des grands atouts des lasers à semi-conducteurs, par l'apport direct d'un courant électrique I au niveau de la jonction. L'équation d'évolution temporelle de la densité de porteur au voisinage du point de fonctionnement est alors :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{q} - v_g g_0 (N - N_t) (1 - \epsilon S) S - N \left(\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \right) \quad (\text{A.10})$$

avec q la charge électronique, v_g la vitesse de groupe des photons dans le milieu, g_0 la constante de gain, S la densité de photon, τ_r le temps de vie radiatif des porteurs, τ_{nr} le temps de vie non-radiatif des porteurs et N_t la densité de porteurs à la transparence.

A.1.4 Équation d'évolution de la densité de photons

Notons que seule une fraction du champ optique se situe dans la zone de gain. Nous appelons facteur de recouvrement Γ le résultat de l'intégrale de recouvrement entre le mode optique guidé et le milieu amplificateur. Une partie des photons quittent la cavité à cause des pertes du milieu et de la nature même des miroirs. Il ne faut pas oublier que le but d'un laser est d'obtenir un champ cohérent utilisable et donc en général à l'extérieur de la cavité. Nous introduisons donc le temps de vie des photons dans la cavité τ_c de la même manière que pour un laser atomique.

L'équation d'évolution de la densité de porteur indique aussi qu'une partie des porteurs se recombine en générant des photons par émission stimulée. Il est donc normal de retrouver cette contribution dans l'équation d'évolution des photons. Cependant, sachant que l'émission spontanée produise des photons dans toutes les directions, une seule fraction β_{sp} intègre le champ laser car une partie seulement des photons ainsi émis est guidée. Le taux d'émission spontanée de photons R_{sp} participant au champ laser est :

$$R_{sp} = \beta_{sp}BN^2 \quad (\text{A.11})$$

Une autre expression du taux d'émission spontanée permet de faire le lien avec cette grandeur et le gain g de la structure :

$$R_{sp}(\omega) = n_{sp}G(\omega) \quad (\text{A.12})$$

avec ω la pulsation du champ optique et n_{sp} le facteur d'inversion de population. En introduisant E_f l'énergie séparant les quasi niveaux de Fermi, ce facteur est défini par :

$$n_{sp}(\omega) = \frac{1}{1 - \exp\left(\frac{\hbar\omega - E_f}{kT}\right)} \quad (\text{A.13})$$

Nous obtenons finalement l'expression de l'équation d'évolution de la densité de photons suivante :

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \Gamma v_g g_0 (N - N_t)(1 - \epsilon S)S - \frac{S}{\tau_c} + R_{sp} \quad (\text{A.14})$$

A.2 Étude du système

A.2.1 Solutions stationnaires

Les caractéristiques lasers peuvent être définies pour un point de fonctionnement donné. Les paramètres n'évoluent pas dans le temps, donc l'équation (A.14) permet d'obtenir la densité de porteur N_0 en fonction de la densité de photons S_0 :

$$N_0 = \frac{S_0}{\tau_c v_g g_0 (1 - \epsilon S_0) (\Gamma S_0 + n_{sp})} + N_t \quad (\text{A.15})$$

En réintroduisant cette expression dans l'équation (A.10), dans le cas stationnaire, nous pouvons obtenir une équation du troisième degré sur la densité de photons à l'état stationnaire S_0 :

$$\epsilon S^3 - (1 + \epsilon \Gamma \tau_c I_n) S^2 + \left[I_n \tau_c (\Gamma - \epsilon n_{sp}) - \frac{1}{\tau_c v_g g_0} \right] S + n_{sp} \tau_c I_n = 0 \quad (\text{A.16})$$

avec τ le temps de vie de recombinaison spontanée avec $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}}$ et l'intensité normalisée $I_n = \left(\frac{I}{q} - \frac{N_t}{\tau}\right)$.

Afin de résoudre cette équation, nous nous plaçons dans le cas d'un pompage proche du seuil pour lequel la densité de photons reste faible. Dans ce cadre, l'effet de la saturation du gain est peu perceptible, donc le terme ε peut être considéré négligeable. Nous obtenons alors une équation d'ordre deux dont la seule solution physiquement acceptable donnant une densité de photons positive est :

$$S_0 = \frac{1}{2} \left[\Gamma \tau_c I_n - \frac{1}{\tau \nu_g g_0} \right] \left[1 + \sqrt{1 + \frac{4n_{sp} \tau_c I_n}{\left(\Gamma \tau_c I_n - \frac{1}{\tau \nu_g g_0}\right)^2}} \right] \quad (\text{A.17})$$

Cette équation permet de mettre en évidence le courant de seuil I_{th} , courant minimum pour lequel la solution S_0 est positive :

$$I_{th} = \frac{q}{\tau} \left(\frac{1}{\Gamma \tau \nu_g g_0} + N_t \right) \quad (\text{A.18})$$

L'expression (A.17) peut encore être simplifiée en négligeant l'émission spontanée en :

$$S_0 = \Gamma \tau_c \left(\frac{I}{q} - \frac{N_t}{\tau} \right) - \frac{1}{\tau \nu_g g_0} \quad (\text{A.19})$$

A.2.2 Étude dynamique

Nous allons introduire maintenant de petites perturbations n et s aux solutions stationnaires N_0 et S_0 respectivement pour poser les densités de porteurs et de photons :

$$N = N_0 + n$$

$$S = S_0 + s$$

Le gain du système est fonction des deux densités N et S et s'écrit avec les nouvelles notations :

$$\begin{aligned} G(N, S) &= \nu_g g_0 (N_0 + n - N_t) (1 - \varepsilon (S_0 + s)) \\ &= G(N_0, S_0) + \nu_g g_0 (1 - \varepsilon S_0) n - \varepsilon \nu_g g_0 (N_0 - N_t) s \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

en négligeant les termes d'ordre deux en ns . Nous allons introduire les gains différentiels G_n et G_s ainsi que le gain statique G_0 en posant :

$$G(N, S) = G_0 + G_n n + G_s s \quad (\text{A.21})$$

Le système d'équations devient, en tenant compte des solutions stationnaires :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - \left(G_n S_0 + \frac{1}{\tau} \right) n - (G_s S_0 + G_0) s \quad (\text{A.22a})$$

$$\frac{\partial s}{\partial t} = (\Gamma S_0 + n_{sp}) G_n n + \left((\Gamma S_0 + n_{sp}) G_s + \Gamma G_0 - \frac{1}{\tau_c} \right) s \quad (\text{A.22b})$$

Nous introduisons les coefficients a, b, c et d afin de simplifier l'écriture pour obtenir :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = an + bs \quad (\text{A.23a})$$

$$\frac{\partial s}{\partial t} = cn + ds \quad (\text{A.23b})$$

$$\begin{aligned} a &= -\left(G_n S_0 + \frac{1}{\tau}\right) & ; b &= -(G_s S_0 + G_0) \\ c &= (\Gamma S_0 + n_{sp}) G_n & ; d &= (\Gamma S_0 + n_{sp}) G_s + \Gamma G_0 - \frac{1}{\tau_c} \end{aligned}$$

En utilisant cette notation, nous arrivons facilement à l'expression de la variation de la densité de porteurs n en fonction de celle de la densité de photons s :

$$n = \frac{1}{c} \frac{\partial s}{\partial t} - \frac{d}{c} s \quad (\text{A.24})$$

ce qui permet en dérivant une nouvelle fois cette équation d'obtenir :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{c} \frac{\partial^2 s}{\partial t^2} - \frac{d}{c} \frac{\partial s}{\partial t} \quad (\text{A.25})$$

En reprenant ces deux expressions et en les remplaçant dans l'équation (A.23a), nous aboutissons à une équation différentielle du second degré pour s :

$$\frac{\partial^2 s}{\partial t^2} - (a + d) \frac{\partial s}{\partial t} + (ad - bc) s = 0 \quad (\text{A.26})$$

Par analogie avec l'équation différentielle d'un oscillateur, nous obtenons l'expression de l'amortissement :

$$\Gamma_r = -\frac{a + d}{2} \quad (\text{A.27})$$

et celle de la pulsation de relaxation ω_r :

$$\omega_r^2 = ad - bc - \Gamma^2 \quad (\text{A.28})$$

Afin d'obtenir une solution analytique simple pour l'amortissement, nous pouvons dans un premier temps négliger la contribution du facteur de compression ϵ dans les équations d'évolution. Cette hypothèse permet de simplifier l'équation d'évolution de la perturbation de la densité de photons en :

$$\frac{\partial s}{\partial t} = (\Gamma S_0 + n_{sp}) \nu_g g_0 n + \left(\Gamma \nu_g g_0 (N_0 - N_r) - \frac{1}{\tau_c} \right) s \quad (\text{A.29})$$

en négligeant la contribution de l'émission spontanée n_{sp} dans la solution stationnaire (A.15), l'équation se simplifie en :

$$\frac{\partial s}{\partial t} = (\Gamma S_0 + n_{sp}) \nu_g g_0 n \quad (\text{A.30})$$

De même manière que pour la résolution numérique, la dérivée de l'équation d'évolution de la perturbation n de la densité de porteurs associés au résultat précédent permet d'obtenir une équation différentielle d'ordre deux sur n :

$$\frac{\partial^2 n}{\partial t^2} + \left(\nu_0 g_0 S_0 + \frac{1}{\tau} \right) \frac{\partial n}{\partial t} + \nu_g^2 g_0^2 (N_0 + N_t) (\Gamma S_0 + n_{sp}) n = 0 \quad (\text{A.31})$$

Ce qui permet de déduire le facteur d'amortissement Γ_r qui s'exprime, grâce à la solution stationnaire (A.17) :

$$\Gamma_r = \frac{1}{2} \nu_g g_0 \Gamma \tau \left(\frac{I}{q} - \frac{N_t}{\tau} \right) \quad (\text{A.32})$$

Nous constatons bien une évolution linéaire par rapport à l'intensité de pompage.

De l'équation (A.31), nous déduisons aussi la pulsation de résonance ω_r . En utilisant le résultat de l'équation (A.14) dans le cas stationnaire, nous avons :

$$\nu_g g_0 (N_0 - N_t) (\Gamma S_0 + n_{sp}) = \frac{S_0}{\tau_c} \quad (\text{A.33})$$

En utilisant le résultat (A.17), l'expression de la pulsation de résonance est donnée par :

$$\omega_r^2 = \Gamma \nu_g g_0 \left(\frac{I}{q} - \frac{N_t}{\tau} \right) - \frac{1}{4} \nu_g^2 g_0^2 \Gamma^2 \tau^2 \left(\frac{I}{q} - \frac{N_t}{\tau} \right)^2 - \frac{1}{\tau \tau_c} \quad (\text{A.34})$$

Nous retrouvons bien une évolution linéaire du carré de la fréquence de relaxation en fonction du taux de pompage pour les faibles courants de pompe. Pour le plus forts courants, le terme principal de l'équation précédente est concurrencé par un terme quadratique tendant à réduire la valeur obtenue. Ce terme est d'autant plus important que le temps de vie des photons dans la cavité est petit.

A.3 Modélisation du bruit d'amplitude

Le bruit peut se modéliser de plusieurs façons. La première consiste à considérer le laser comme un système fournissant un signal optique en fonction d'une commande électrique. Le but étant d'observer les fluctuations de la puissance optique en fonction de perturbations appliquées à la densité de porteurs, de photons et principalement du courant de pompe. Cela permet de déterminer les fréquences de résonance du système. L'ensemble de cette technique est en résumé la détermination de la fonction de transfert du laser.

A.3.1 Expression général

La technique utilisée ici consiste une fois de plus à introduire les termes de Langevin dans le système d'équation d'évolution des perturbations. Pour cela, il suffit de reprendre le système (A.23) en y ajoutant les forces f_n et f_s associées au bruit des densités de porteurs et de photons respectivement. La transposition de ce système dans le domaine des fréquences aboutit au système simple :

$$(i\omega - a)n(\omega) - bs(\omega) = f_n(\omega) \quad (\text{A.35a})$$

$$-cn(\omega) + (i\omega - d)s(\omega) = f_s(\omega) \quad (\text{A.35b})$$

Nous obtenons facilement de la seconde équation d'évolution spectrale de la perturbation des porteurs en fonction de celle des photons :

$$n(\omega) = \frac{(i\omega - d)s(\omega) - f_s(\omega)}{c} \quad (\text{A.36})$$

En utilisant ce résultat dans l'autre équation, nous obtenons les variations de la densité de photons :

$$s(\omega) = \frac{(i\omega - a)f_s(\omega) + cf_n(\omega)}{(i\omega - a)(i\omega - d) - bc} \quad (\text{A.37})$$

La densité spectrale de la variation de photons s'exprime comme étant la moyenne du carré des fluctuations soit :

$$\langle |s(\omega)|^2 \rangle = \frac{(\omega^2 + a^2) \langle |f_s(\omega)|^2 \rangle + c^2 \langle |f_n(\omega)|^2 \rangle + 2ac \langle f_n(\omega)f_s(\omega) \rangle}{(-\omega^2 + ad - bc)^2 + \omega^2(a + d)^2} \quad (\text{A.38})$$

En utilisant les relations (A.32) et (A.34), le dénominateur prend la forme générale déjà décrite dans les parties consacrées aux comparaisons des modèles lasers en fonction du nombre de niveaux à savoir :

$$\langle |s(\omega)|^2 \rangle = \frac{(\omega^2 + a^2) \langle |f_s(\omega)|^2 \rangle + c^2 \langle |f_n(\omega)|^2 \rangle + 2ac \langle f_n(\omega)f_s(\omega) \rangle}{[\omega^2 - (\omega_r^2 + \Gamma_r^2)]^2 + 4\omega^2\Gamma_r^2} \quad (\text{A.39})$$

A.3.2 Forces de Langevin

Les forces de Langevin f_i sont les termes introduits dans les équations afin de tenir compte de phénomènes aléatoires. On les définit à partir de leur moment. Nous avons, entre autre, les propriétés suivantes :

$$\langle f_i(t) \rangle = 0 \quad (\text{A.40a})$$

$$\langle f_i(t)f_j(t') \rangle = 2D_{i,j}\delta_{i,j} \quad (\text{A.40b})$$

Ces expressions traduisent le fait que la moyenne de la force appliquée est nulle. Cela n'induit pas forcément que la grandeur observée ait une valeur moyenne nulle. Prenons par exemple le cas où ces forces ont été appliquées pour la première fois : l'observation de la position d'un grain de pollen dans une solution. Le grain de pollen est soumis à diverses forces provenant entre autre de l'agitation thermique des molécules du milieu. Le grain se déplace petit à petit. Même si la valeur moyenne des forces appliquées peut être considérée nulle, le grain au bout d'un certain temps peut s'être déplacé d'une grandeur non négligeable : c'est le phénomène de diffusion.

Le cas du laser est assez similaire. Si aucun phénomène ne tend la grandeur observée à se stabiliser à une valeur donnée, nous pouvons avoir une variation non négligeable de ce paramètre.

C'est le cas pour la phase qui, sur un temps assez court peut être déterminée, mais qui, soumise à des perturbations provenant de l'émission spontanée diffuse petit à petit. Après un temps suffisamment long, la phase à un instant donné est totalement indépendante de la valeur de la phase initiale. Ce phénomène est à l'origine de l'élargissement de la raie laser.

Les cas de l'intensité laser est du nombre de porteurs sont différents. Il existe en effet des phénomènes tels que l'équilibre entre le pompage et les pertes de la cavité qui tendent à stabiliser ces paramètres autour de valeurs précises. Les forces de Langevin auront pour conséquence de les perturber, mais dans ces cas précis, la diffusion moyenne restera nulle.

La deuxième équation traduit une approximation qui est réalisée pour notre étude : les temps de corrélation des forces de Langevin sont négligés devant les temps de relaxation τ et τ_c présents dans le système d'équation. Ainsi les forces à un instant donné t' sont considérées totalement indépendantes de celles à un instant t différent.

L'expression des moments de Langevin d'un système peut s'obtenir à partir des équations d'évolution (A.10) et (A.14) en exprimant les coefficients de diffusion $D_{i,j}$. Ils peuvent aussi être obtenus à partir d'argument physique. Leur expression explicite est dans le cas présent :

$$D_{N,N} = R_{sp}S_0 + \frac{N_0}{\tau} \quad (\text{A.41})$$

$$D_{S,S} = R_{sp}S_0 \quad (\text{A.42})$$

$$D_{N,S} = -R_{sp}S_0 \quad (\text{A.43})$$

En regroupant les derniers résultats avec l'expression générale (A.39), l'expression du bruit d'intensité $RIN(\omega)$ d'un laser à semi-conducteur est :

$$RIN(\omega) = \frac{\langle |s(\omega)|^2 \rangle}{S_0^2} = 2 \frac{R_{sp}}{S_0} \frac{\omega^2 + [G_n S_0 + \frac{1}{\tau} + G_n(n_{sp} + \Gamma S_0)]^2 + \frac{(n_{sp} + \Gamma S_0)^2 G_n^2 N_0}{R_{sp} \tau}}{[\omega^2 - (\omega_r^2 + \Gamma_r^2)]^2 + 4\omega^2 \Gamma_r^2} \quad (\text{A.44})$$

S_0 correspond à la densité de photons, N_0 à la densité de porteurs, G_n et G_s les gains différentiels des relatifs respectivement aux densités de porteurs et de photons, R_{sp} le taux d'émission spontanée, ω_r la pulsation de résonance, Γ_r l'amortissement et ω la pulsation.

Bibliographie

- [1] M. Sugawara, K. Mukai, Y. Nakata, H. Ishikawa, and A. Sakamoto. Effect of homogeneous broadening of optical gain on lasing spectra in self-assembled $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum dot lasers. *Physical Review B*, 61(11):7595, 2000.
- [2] D Bimberg, NN Ledentsov, M Grundmann, N Kirstaedter, OG Schmidt, MH Mao, VM Ustinov, A Yu Egorov, AE Zhukov, PS Kopev, et al. InAs-GaAs quantum dots: From growth to lasers. *physica status solidi (b)*, 194(1):159–173, 1996.
- [3] VM Ustinov, NA Maleev, AE Zhukov, AR Kovsh, A Yu Egorov, AV Lunev, BV Volovik, IL Krestnikov, Yu G Musikhin, NA Bert, et al. InAs/InGaAs quantum dot structures on GaAs substrates emitting at 1.3 μm . *Applied physics letters*, 74(19):2815–2817, 1999.
- [4] Marius Grundmann, Frank Heinrichsdorff, Nikolai N Ledentsov, Christian Ribbat, Dieter Bimberg, Alexei E Zhukov, Alexei R Kovsh, Mikhail V Maximov, Yuri M Shernyakov, Daniel A Lifshits, et al. Progress in quantum dot lasers: 1100 nm, 1300 nm, and high power applications. *Japanese Journal of Applied Physics*, 39:2341, 2000.
- [5] NN Ledentsov, MV Maximov, D Bimberg, T Maka, CM Sotomayor Torres, IV Kochnev, IL Krestnikov, VM Lantratov, NA Cherkashin, Yu M Musikhin, et al. 1.3 μm luminescence and gain from defect-free InGaAs-GaAs quantum dots grown by metal-organic chemical vapour deposition. *Semiconductor Science and Technology*, 15(6):604, 2000.
- [6] Gautier Moreau. *Contribution à la caractérisation des propriétés optiques de guides planaires à boîtes quantiques InAs/InP (311) B émettant à 1,55 μm* . PhD thesis, 2005.
- [7] C Gosset, K Merghem, A Martinez, G Moreau, G Patriarche, G Aubin, A Ramdane, J Landreau, and F Lelarge. Subpicosecond pulse generation at 134 GHz using a quantum-dash-based Fabry-Perot laser emitting at 1,56 μm . *Applied Physics Letters*, 88(24):241105–241105, 2006.
- [8] Albert Einstein. On the quantum mechanics of radiation. *Physikalische Zeitschrift*, 18:121–128, 1917.
- [9] N Basov. C. prokhorov, am. (*Russian, not translated*), *Zh. Eksp. i Teor. Fiz*, 27:431, 1954.
- [10] James P Gordon, HJ Zeiger, and CH Townes. The maser—new type of microwave amplifier, frequency standard, and spectrometer. *Physical Review*, 99(4):1264, 1955.
- [11] Arthur L Schawlow and Charles H Townes. Infrared and optical masers. *Physical Review*, 112(6):1940, 1958.

- [12] Theodore H Maiman. Stimulated optical radiation in ruby. 1960.
- [13] Amnon Yariv and Pochi Yeh. *Optical waves in crystals*, volume 5. Wiley New York, 1984.
- [14] Lasers Siegman. University science books. *Mill Valley, CA*, pages 858–890, 1986.
- [15] Amnon Yariv. Introduction to optical electronics. 1976.
- [16] G.P. Agrawal and N.K. Dutta. *Semiconductor Lasers*. Electrical Engineering. Van Nostrand Reinhold, 1993.
- [17] E Rosencher, B Vinter, and Masson Optoélectronique. *Paris, 1998 (in French); English translation: Optoelectronics*. Cambridge University Press, 2002.
- [18] M Bondiou, R Gabet, GM Stéphane, and P Besnard. Linewidth of an optically injected semiconductor laser. *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics*, 2(1):41, 2000.
- [19] Max Born and Emil Wolf. *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Cambridge university press, 1999.
- [20] Turan Erdogan. Fiber grating spectra. *Lightwave Technology, Journal of*, 15(8):1277–1294, 1997.
- [21] Govind P Agrawal and Niloy K Dutta. Long wavelength semiconductor lasers. 1986.
- [22] M Janos and J Canning. Permanent and transient resonances thermally induced in optical fibre Bragg gratings. *Electronics Letters*, 31(12):1007–1009, 1995.
- [23] John E Carroll, James Whiteaway, and Dick Plumb. Distributed feedback semiconductor lasers. IET, 1998.
- [24] Christophe Martinez and Pierre Ferdinand. Analysis of phase-shifted fiber Bragg gratings written with phase plates. *Applied optics*, 38(15):3223–3228, 1999.
- [25] RC Alferness, CH Joyner, MD Divino, MJR Martyak, and LL Buhl. Narrowband grating resonator filters in InGaAsP/InP waveguides. *Applied physics letters*, 49(3):125–127, 1986.
- [26] M Sejka, P Varming, J Hubner, and M Kristensen. Distributed feedback Er^{3+} -doped fibre laser. *Electronics letters*, 31(17):1445–1446, 1995.
- [27] Dieter Bimberg, Marius Grundmann, and Nikolai N Ledentsov. *Quantum dot heterostructures*, volume 471973882. John Wiley Chichester, 1999.
- [28] Y Arakawa and H Sakaki. Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current. *Applied Physics Letters*, 40(11):939–941, 1982.
- [29] Peter S Zory. *Quantum well lasers*. Academic Pr, 1993.
- [30] R Dingle, W Wiegmann, and Ch H Henry. Quantum states of confined carriers in very thin $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterostructures. *Physical Review Letters*, 33(14):827–830, 1974.
- [31] C Paranthoën. *Croissance et caractérisations des boîtes quantiques InAs sur substrat InP (113) B pour la réalisation d'un laser à 1, 55 μm* . PhD thesis, thèse, LENS INSA, 2001.

- [32] Jean-Michel Gérard. Prospects of high-efficiency quantum boxes obtained by direct epitaxial growth. In *Confined Electrons and Photons*, pages 357–381. Springer, 1995.
- [33] Mashiro Asada, Yasuyuki Miyamoto, and Yasuharu Suematsu. Gain and the threshold of three-dimensional quantum-box lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 22(9):1915–1921, 1986.
- [34] HY Liu, IR Sellers, TJ Badcock, DJ Mowbray, MS Skolnick, KM Groom, M Gutierrez, M Hopkinson, JS Ng, JPR David, et al. Improved performance of 1.3 mm multilayer InAs quantumdot lasers using a high-growth-temperature GaAs spacer layer. *Applied Physics Letters*, 85(5):704–706, 2004.
- [35] P. Bhattacharya and Z. Mi. High performance long wavelength quantum dot lasers on GaAs. pages 677908–677908–10, 2007.
- [36] Levon V Asryan and Serge Luryi. Tunneling-injection quantum-dot laser: ultrahigh temperature stability. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 37(7):905–910, 2001.
- [37] Levon V Asryan and Serge Luryi. Temperature-insensitive semiconductor quantum dot laser. *Solid-State Electronics*, 47(2):205–212, 2003.
- [38] D Bimberg, N Kirstaedter, NN Ledentsov, Zh I Alferov, PS Kop’ev, and VM Ustinov. InGaAs-GaAs quantum-dot lasers. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 3(2):196–205, 1997.
- [39] NF Massé, Estelle Homeyer, IP Marko, AR Adams, SJ Sweeney, Olivier Dehaese, Rozenn Piron, Frederic Grillot, and Slimane Loualiche. Temperature and pressure dependence of the recombination processes in 1.5 μ m InAs/InP (311)B quantum dot lasers. *Applied Physics Letters*, 91(13):131113–131113, 2007.
- [40] Pallab Bhattacharya, Siddhartha Ghosh, Sameer Pradhan, Jasprit Singh, Zong-Kwei Wu, J Urayama, Kyoungsik Kim, and Theodore B Norris. Carrier dynamics and high-speed modulation properties of tunnel injection InGaAs-GaAs quantum-dot lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 39(8):952–962, 2003.
- [41] Mitsuru Sugawara, Kohki Mukai, Yoshiaki Nakata, Koji Otsubo, and Hiroshi Ishikawa. Performance and physics of quantum-dot lasers with self-assembled columnar-shaped and 1.3- μ m emitting InGaAs quantum dots. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 6(3):462–474, 2000.
- [42] Johann Peter Reithmaier and Alfred Forchel. Single-mode distributed feedback and micro-lasers based on quantum-dot gain material. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 8(5):1035–1044, 2002.
- [43] C Paranthoen, N Bertru, O Dehaese, A Le Corre, S Loualiche, B Lambert, and G Patriarche. Height dispersion control of InAs/InP quantum dots emitting at 1.55 μ m. *Applied Physics Letters*, 78(12):1751–1753, 2001.

- [44] Hideaki Saito, Kenichi Nishi, and Sigeo Sugou. Ground-state lasing at room temperature in long-wavelength InAs quantum-dot lasers on InP (311) B substrates. *Applied Physics Letters*, 78(3):267–269, 2001.
- [45] RH Wang, A Stintz, PM Varangis, TC Newell, H Li, KJ Malloy, and LF Lester. Room-temperature operation of InAs quantum-dash lasers on InP [001]. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 13(8):767–769, 2001.
- [46] Jin Soo Kim, Jin Hong Lee, Sung Ui Hong, Won Seok Han, Ho-Sang Kwack, Chul Wook Lee, and Dae Kon Oh. Room-temperature operation of InP-based InAs quantum dot laser. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 16(7):1607–1609, 2004.
- [47] W. Kaiser, K. Mathwig, S. Deubert, JP Reithmaier, A. Forchel, O. Parillaud, M. Krakowski, D. Hadass, V. Mikhelashvili, and G. Eisenstein. Static and dynamic properties of laterally coupled DFB lasers based on InAs/InP QDash structures. *Electronics Letters*, 41(14):808–810, 2005.
- [48] F Lelarge, B Rousseau, B Dagens, F Poingt, F Pommereau, and A Accard. Room temperature continuous-wave operation of buried ridge stripe lasers using InAs-InP (100) quantum dots as active core. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 17(7):1369–1371, 2005.
- [49] F Lelarge, B Rousseau, F Martin, F Poingt, L Le Gouezigou, F Pommereau, A Accard, D Make, O Le Gouezigou, J Landreau, et al. Buried ridge stripe lasers using InAs/InP (100) quantum dashes based active layer: a step towards low noise sources for high-speed direct modulation. In *Indium Phosphide and Related Materials Conference Proceedings, 2006 International Conference on*, pages 127–130. IEEE, 2006.
- [50] OB Shchekin, J Ahn, and DG Deppe. High temperature performance of self-organised quantum dot laser with stacked p-doped active region. *Electronics Letters*, 38(14):712–713, 2002.
- [51] OB Shchekin and DG Deppe. Low-threshold high- α InAs quantum-dot lasers due to p-type modulation doping of the active region. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 14(9):1231–1233, 2002.
- [52] Dennis G Deppe, H Huang, and Oleg B Shchekin. Modulation characteristics of quantum-dot lasers: the influence of p-type doping and the electronic density of states on obtaining high speed. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 38(12):1587–1593, 2002.
- [53] Yan Li, Thomas J Rotter, YC Xin, A Stintz, Anthony Martinez, Kevin J Malloy, S Patterson, and LF Lester. High characteristic temperature of p-doped InAs quantum dots-in-a-well lasers on InP substrate. In *Lasers and Electro-Optics, 2006 and 2006 Quantum Electronics and Laser Science Conference. CLEO/QELS 2006. Conference on*, pages 1–2. IEEE, 2006.
- [54] HC Sun, L Davis, S Sethi, J Singh, and P Bhattacharya. Properties of a tunneling injection quantum-well laser: Recipe for 'cold' device with a large modulation bandwidth. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 5(8):870–872, 1993.

- [55] Z Mi, J Yang, and P Bhattacharya. High performance p-doped InAs tunnel injection quantum dash lasers on InP. In *Indium Phosphide and Related Materials Conference Proceedings, 2006 International Conference on*, pages 112–115. IEEE, 2006.
- [56] J. Poëtte. *Contribution à l'étude du bruit d'amplitude des lasers dédiés aux télécommunications optiques*. PhD thesis, Université de Rennes 1, 2004.
- [57] JF. HAYAU. *Caractérisation de composants photoniques à base d'îlot quantiques à semi-conducteurs InAs/InP: bruit et injection optique*. PhD thesis, Université de Rennes 1, 2009.
- [58] S. Melnik, G. Huyet, and A.V. Uskov. The linewidth enhancement factor α of quantum dot semiconductor lasers. *Opt. Express*, 14(7):2950–2955, 2006.
- [59] R. Brenot, F. Lelarge, D. Make, A. Accard, C. Kazmierski, JG Provost, F. Van Dijk, O. Le Gouezigou, F. Poingt, F. Pommereau, et al. Uncooled, isolator-free 10Gb/s transmission over 20 km of standard fibre at 1.55 μ m with directly modulated quantum dot DFB laser. In *Semiconductor Laser Conference, 2008. ISLC 2008. IEEE 21st International*, pages 13–14. IEEE, 2008.
- [60] R. Gabet. *Etude expérimentale et théorique de l'injection optique dans un laser à semi-conducteurs: application à la détection de faibles signaux cohérents à 1.55 μ m*. PhD thesis, Thèse de doctorat, ENSSAT, Université de Rennes I, 2000.
- [61] V. Roncin, J. Poëtte, J. Hayau, P. Besnard, and J. Simon. Experimental investigation of the self-pulsation starting in in mode-locked Fabry-Perot semiconductor lasers. *Photonics Europe, april*, 2008.
- [62] Christiaan Huygens. *Oeuvres complètes*, volume 5. M. Nijhoff, 1893.
- [63] Balth Van Der Pol. Vii. forced oscillations in a circuit with non-linear resistance.(reception with reactive triode). *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 3(13):65–80, 1927.
- [64] Robert Adler. A study of locking phenomena in oscillators. *Proceedings of the IRE*, 34(6):351–357, 1946.
- [65] ME Hines, J-CR Collinet, and John G Ondria. FM noise suppression of an injection phase-locked oscillator. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 16(9):738–742, 1968.
- [66] RH Pantell. The laser oscillator with an external signal. *Proceedings of the IEEE*, 53(5):474–477, 1965.
- [67] HL Stover and WH Steier. Locking of laser oscillators by light injection. *applied physics letters*, 8(4):91–93, 1966.
- [68] S Kobayashi and T Kimura. Coherence of injection phase-locked AlGaAs semiconductor laser. *Electronics Letters*, 16(17):668–670, 1980.
- [69] Soichi Kobayashi and Tatsuya Kimura. Injection locking in AlGaAs semiconductor laser. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 17(5):681–689, 1981.

- [70] K Kobayashi, H Nishimoto, and R Lang. Experimental observation of asymmetric detuning characteristics in semiconductor laser injection locking. *Electronics letters*, 18(2):54–56, 1982.
- [71] L Goldberg, HF Taylor, and JF Weller. Locking bandwidth asymmetry in injection-locked GaAlAs lasers. *Electronics Letters*, 18(23):986–987, 1982.
- [72] Charles Henry. Theory of the linewidth of semiconductor lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 18(2):259–264, 1982.
- [73] Finn Mogensen, Henning Olesen, and Gunnar Jacobsen. Locking conditions and stability properties for a semiconductor laser with external light injection. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 21(7):784–793, 1985.
- [74] Isabelle Petitbon, Philippe Gallion, Guy Debarge, and Claude Chabran. Locking bandwidth and relaxation oscillations of an injection-locked semiconductor laser. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 24(2):148–154, 1988.
- [75] Vassilios Kovanis, Athanasios Gavrielides, TB Simpson, and Jia-Ming Liu. Instabilities and chaos in optically injected semiconductor lasers. *Applied physics letters*, 67(19):2780–2782, 1995.
- [76] Eok-Kyun Lee, Hyun-Soo Pang, Jong-Dae Park, and Hoyun Lee. Bistability and chaos in an injection-locked semiconductor laser. *Physical Review A*, 47(1):736, 1993.
- [77] Marc Bondiou. *Étude des propriétés spectrales d'un laser semi-conducteur soumis à injection optique*. PhD thesis, 1999.
- [78] M. Bondiou, R. Gabet, P. Besnard, and GM Stephan. Optical bistabilities in injected semiconductor lasers. In *PROCEEDINGS OF THE INTERNATIONAL CONFERENCE ON LASERS-SOCIETY FOR OPTICAL AND QUANTUM ELECTRONICS*, pages 49–54. SOCIETY FOR OPTICAL AND QUANTUM ELECTRONICS, 1997.
- [79] S Blin. *Compléments à l'étude expérimentale et théorique de l'injection optique dans des lasers à semi-conducteurs et des lasers à fibre à 1550 nm*. PhD thesis, Thèse de doctorat, Cotutelle entre l'ENSSAT (Université de Rennes I) et la Faculté des Sciences et de Génie de l'Université Laval (Québec, CANADA), 2003.
- [80] Stéphane Blin, Céline Guignard, Pascal Besnard, Renaud Gabet, Guy Michel Stéphane, and Marc Bondiou. Phase and spectral properties of optically injected semiconductor lasers. *Comptes Rendus Physique*, 4(6):687–699, 2003.
- [81] Stéphane Blin, Pascal Besnard, R Gabet, and Guy Stephan. Huge bistabilities at high optical injection level. In *Quantum Electronics Conference, 2003. EQEC'03. European*, page 43. IEEE, 2003.
- [82] Stéphane Blin, Olivier Vaudel, Pascal Besnard, and Renaud Gabet. Power-or frequency-driven hysteresis for continuous-wave optically injected distributed-feedback semiconductor lasers. *Optics express*, 17(11):9288–9299, 2009.

- [83] LE Erickson and A Szabo. Spectral narrowing of dye laser output by injection of monochromatic radiation into the laser cavity. *Applied Physics Letters*, 18(10):433–435, 1971.
- [84] P Gallion, H Nakajima, G Debarge, and C Chabran. Contribution of spontaneous emission to the linewidth of an injection-locked semiconductor laser. *Electronics letters*, 21(14):626–628, 1985.
- [85] Wim A van der Graaf, Alfred M Levine, and Daan Lenstra. Diode lasers locked to noisy injection. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 33(3):434–442, 1997.
- [86] P Dubé, L-S Ma, J Ye, P Jungner, and JL Hall. Thermally induced self-locking of an optical cavity by overtone absorption in acetylene gas. *JOSA B*, 13(9):2041–2054, 1996.
- [87] Martin Guy, B Villeneuve, C Latrasse, and M Têtu. Simultaneous absolute frequency control of laser transmitters in both 1.3 and 1.55 μm bands for multiwavelength communication systems. *Lightwave Technology, Journal of*, 14(6):1136–1143, 1996.
- [88] Takeshi Yasui, Tsutomu Araki, and Norihito Suzuki. Accurate stabilization of a 3 mW single-mode output He-Ne laser by intermittent frequency offset locking to an iodine stabilized He-Ne laser. *Optical Review*, 4(6):675–682, 1997.
- [89] M Poulin, C Latrasse, N Cyr, and M Têtu. An absolute frequency reference at 192.6 THz (1556 nm) based on a two-photon absorption line of rubidium at 778 nm for WDM communication systems. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 9(12):1631–1633, 1997.
- [90] S Kobayashi, Y Yamamoto, and T Kimura. Optical FM signal amplification and FM noise reduction in an injection locked AlGaAs semiconductor laser. *Electronics Letters*, 17(22):849–851, 1981.
- [91] L Goldberg, HF Taylor, and JF Weller. FM side-band injection locking of diode lasers. *Electronics Letters*, 18(23):1019–1020, 1982.
- [92] S Kobayashi and T Kimura. Optical FM signal amplification by injection locked and resonant type semiconductor laser amplifiers. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 30(4):421–427, 1982.
- [93] Linlin Li. Small signal analysis of optical FM signal amplification by an injection-locked type semiconductor laser amplifier. *Lightwave Technology, Journal of*, 10(4):477–481, 1992.
- [94] Laurent Noël, Dominique Marcenac, and David Wake. Optical millimetre-wave generation technique with high efficiency, purity and stability. *Electronics Letters*, 32(21):1997–1998, 1996.
- [95] Jérôme Genest, Martin Chamberland, Pierre Tremblay, and Michel Têtu. Microwave signals generated by optical heterodyne between injection-locked semiconductor lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 33(6):989–998, 1997.
- [96] R-P Braun, G Grosskopf, R Meschenmoser, D Rohde, F Schmidt, and G Villino. Microwave generation for bidirectional broadband mobile communications using optical sideband injection locking. *Electronics Letters*, 33(16):1395–1396, 1997.

- [97] R-P Braun, G Grosskopf, D Rohde, and F Schmidt. Low-phase-noise millimeter-wave generation at 64 GHz and data transmission using optical sideband injection locking. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 10(5):728–730, 1998.
- [98] M Bondiou, P Besnard, M-L Charès, R Gabet, and GM Stephan. Phase locking of optically injected distributed feedback semiconductor laser due to microwave current modulations. In *Quantum Electronics Conference, 1998. 1998 EQEC. European*, pages 189–189. IEEE, 1998.
- [99] Charles Laperle, Mikelis Svilans, Maxime Poirier, and Michel Tetu. Frequency multiplication of microwave signals by sideband optical injection locking using a monolithic dual-wavelength DFB laser device. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 47(7):1219–1224, 1999.
- [100] Marc Brunel, Olivier Emile, Marc Vallet, Fabien Bretenaker, Albert Le Floch, Laurent Fulbert, Jean Marty, Bernard Ferrand, and Engin Molva. Experimental and theoretical study of monomode vectorial lasers passively Q switched by a Cr^{4+} : yttrium aluminum garnet absorber. *Physical Review A*, 60(5):4052, 1999.
- [101] Young-Kwang Seo, Ajung Kim, Jung-Tae Kim, and Woo-Young Choi. Optical generation of microwave signals using a directly modulated semiconductor laser under modulated light injection. *Microwave and optical technology letters*, 30(6):369–370, 2001.
- [102] ND Lai, L Morvan, M Brunel, F Bretenaker, D Dolfi, and A Le Floch. Doublage d'un laser bi-fréquence impulsif pour la génération de micro-ondes. In *Journal de Physique IV (Proceedings)*, volume 12, pages 367–368, 2002.
- [103] M Brunel, M Alouini, F Bretenaker, M Vallet, O Emile, and A Le-Floch. Generation of GHz and THz beats using bi-frequency lasers. *Revue de l'Electricité et de l'Electronique*, 1:37–41, 2003.
- [104] R Hui, A Mecozzi, A D'ottavi, and P Spano. Novel measurement technique of alpha factor in DFB semiconductor lasers by injection locking. *Electronics Letters*, 26(14):997–998, 1990.
- [105] Rongqing Hui, ALESSANDRO D'Ottavi, Antonio Mecozzi, and Paolo Spano. Injection locking in distributed feedback semiconductor lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 27(6):1688–1695, 1991.
- [106] Jean-Philippe Bouyer. *Stabilisation par injection optique d'un laser à semi-conducteur*. PhD thesis, 1992.
- [107] Koichi Iiyama, Ken-ichi Hayashi, and Yoshio Ida. Simple method for measuring the linewidth enhancement factor of semiconductor lasers by optical injection locking. *Optics letters*, 17(16):1128–1130, 1992.
- [108] MP Van Exter and JP Woerdman. Determination of alpha factor of Fabry-Perot-type semiconductor laser by injection locking. *Electronics Letters*, 28(17):1607–1608, 1992.

- [109] PAOLO Spano, Salvatore Piazzolla, and Mario Tamburrini. Frequency and intensity noise in injection-locked semiconductor lasers: theory and experiments. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 22(3):427–435, 1986.
- [110] NIKOLAUS Schunk and KLAUS Petermann. Noise analysis of injection-locked semiconductor injection lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 22(5):642–650, 1986.
- [111] O Lidoyne, P Gallion, C Chabran, and G Debarge. Locking range, phase noise and power spectrum of an injection-locked semiconductor laser. *IEE Proceedings J (Optoelectronics)*, 137(3):147–154, 1990.
- [112] TB Simpson, JM Liu, and A Gavrielides. Bandwidth enhancement and broadband noise reduction in injection-locked semiconductor lasers. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 7(7):709–711, 1995.
- [113] Akira Furusawa. Amplitude squeezing of a semiconductor laser with light injection. *Optics letters*, 21(24):2014–2016, 1996.
- [114] J Poëtte, O Vaudel, and P Besnard. Reduction of relative intensity noise for semiconductor lasers exposed to optical injection. In *International Conference on coherent and Nonlinear Optics/International Conference on Lasers, Applications, and Technologies (ICONO/LAT), St Petersburg (Russia), session: "Laser Systems for Precision Measurements", paper LAT-963*, 2005.
- [115] Julien Poette, Olivier Vaudel, and Pascal Besnard. Relative intensity noise of an injected semiconductor laser. In *International Conference on Lasers, Applications, and Technologies 2005: Advanced Lasers and Systems*, pages 605407–605407. International Society for Optics and Photonics, 2005.
- [116] J Wang, MK Haldar, L Li, and FVC Mendis. Enhancement of modulation bandwidth of laser diodes by injection locking. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 8(1):34–36, 1996.
- [117] Gnitaboure Yabre. Effect of relatively strong light injection on the chirp-to-power ratio and the 3 dB bandwidth of directly modulated semiconductor lasers. *Lightwave Technology, Journal of*, 14(10):2367–2373, 1996.
- [118] Gnitaboure Yabre. Improved direct-modulation characteristics of a semiconductor laser by FM/IM conversion through an interferometer. *Lightwave Technology, Journal of*, 14(10):2135–2140, 1996.
- [119] Gnitaboure Yabre and Jean Le Bihan. Reduction of nonlinear distortion in directly modulated semiconductor lasers by coherent light injection. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 33(7):1132–1140, 1997.
- [120] Robin J Jones, Paul S Spencer, and K Alan Shore. Influence of detuned injection locking on the relaxation oscillation frequency of a multimode semiconductor laser. *Journal of Modern Optics*, 47(11):1977–1986, 2000.
- [121] RJ Jones, PS Spencer, and KA Shore. Detuned side-mode injection for enhancing oscillation frequency of a semiconductor laser. *IEE Proceedings-Optoelectronics*, 148(1):35–39, 2001.

- [122] L Chrostowski, CH Chang, and CJ Chang-Hasnain. Injection-locked 1.55 μm VCSELs with enhanced spur-free dynamic range. *Electronics Letters*, 38(17):965–967, 2002.
- [123] Atsushi Murakami, Kenta Kawashima, and Kazuhiko Atsuki. Cavity resonance shift and bandwidth enhancement in semiconductor lasers with strong light injection. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 39(10):1196–1204, 2003.
- [124] Atsushi Uchida, Tilmann Heil, Yun Liu, Peter Davis, and Tahito Aida. High-frequency broadband signal generation using a semiconductor laser with a chaotic optical injection. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 39(11):1462–1467, 2003.
- [125] L Chrostowski, X Zhao, CJ Chang-Hasnain, R Shau, M Ortsiefer, and M-C Amann. 50-GHz optically injection-locked 1.55- μm VCSELs. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 18(2):367–369, 2006.
- [126] S Kobayashi, J Yamada, S Machida, and T Kimura. Single-mode operation of 500 Mbit/s modulated AlGaAs semiconductor laser by injection locking. *Electronics Letters*, 16(19):746–748, 1980.
- [127] DJ Malyon and AP McDonna. 102 km unrepeated monomode fibre system experiment at 140 Mbit/s with an injection locked 1.52 μm laser transmitter. *Electronics Letters*, 18(11):445–447, 1982.
- [128] H Nishimoto, H Kuwahara, and M Motegi. Injection-locked 1.5 μm InGaAsP/InP lasers capable of 450 Mbit/s transmission over 106 km. *Electronics Letters*, 19(14):509–510, 1983.
- [129] H Toba, Y Kobayashi, K Yanagimoto, H Nagai, and M Nakahara. Injection-locking technique applied to a 170 km transmission experiment at 445.8 Mbit/s. *Electronics Letters*, 20(9):370–371, 1984.
- [130] Roy Lang and Kohroh Kobayashi. Suppression of the relaxation oscillation in the modulated output of semiconductor lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 12(3):194–199, 1976.
- [131] Roy Lang. Injection locking properties of a semiconductor laser. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 18(6):976–983, 1982.
- [132] F Mogensen, H Olesen, and G Jacobsen. FM noise suppression and linewidth reduction in an injection-locked semiconductor laser. *Electronics Letters*, 21(16):696–697, 1985.
- [133] CHINLON Lin and F Mengel. Reduction of frequency chirping and dynamic linewidth in high-speed directly modulated semiconductor lasers by injection locking. *Electronics Letters*, 20(25):1073–1075, 1984.
- [134] SALVATORE Piazzolla, PAOLO Spano, and MARIO Tamburrini. Small signal analysis of frequency chirping in injection-locked semiconductor lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 22(12):2219–2223, 1986.
- [135] O Lidoyne, Philippe B Gallion, and D Erasme. Modulation properties of an injection-locked semiconductor laser. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 27(3):344–351, 1991.

- [136] Paolo Spano, M Tamburrini, and S Piazzolla. Optical FSK modulation using injection-locked laser diodes. *Lightwave Technology, Journal of*, 7(4):726–728, 1989.
- [137] RONGQING HUI. Optical PSK modulation using injection-locked DFB semiconductor lasers. *Power*, 10(10):10, 1990.
- [138] S Murata, A Tomita, J Shimizu, and A Suzuki. THz optical-frequency conversion of 1 Gb/s signals using highly nondegenerate four-wave mixing in an InGaAsP semiconductor laser. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 3(11):1021–1023, 1991.
- [139] RP Braun, EJ Bachus, C Caspar, HM Foisel, and B Strebel. Transparent all-optical coherent-multi-carrier 4 x 2 switching node. In *Proceedings of European Conference on Optical Communication (ECOC'91)*, pages 92–95, 1991.
- [140] Linlin Li and Klaus Petermann. Small signal analysis of THz optical-frequency conversion in an injection-locked semiconductor laser. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 29(12):2988–2994, 1993.
- [141] Linlin Li and Klaus Petermann. Small-signal analysis of optical-frequency conversion in an injection-locked semiconductor laser. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 30(1):43–48, 1994.
- [142] *All-optical frequency conversion using nonlinear dynamics of semiconductor lasers subject to external optical injection*, 2008.
- [143] Sang-Mook Lee, Ki-Man Choi, Sil-Gu Mun, Jung-Hyung Moon, and Chang-Hee Lee. Dense WDM-PON based on wavelength-locked fabry-perot laser diodes. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 17(7):1579–1581, 2005.
- [144] Zhaowen Xu, Yang Jing Wen, Chang-Joon Chae, Yixin Wang, and Chao Lu. 10 Gb/s WDM-PON upstream transmission using injection-locked Fabry-Perot laser diodes. In *Optical Fiber Communication Conference, 2006 and the 2006 National Fiber Optic Engineers Conference. OFC 2006*, pages 3–pp. IEEE, 2006.
- [145] Quoc Thai Nguyen, Pascal Besnard, Laurent Bramerie, Alexandre Shen, Christophe Kazmierski, Philippe Chanlou, Guang-Hua Duan, and J-C Simon. Bidirectional 2.5-Gb/s WDM-PON using FP-LDs wavelength-locked by a multiple-wavelength seeding source based on a mode-locked laser. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 22(11):733–735, 2010.
- [146] PE Barnsley, HJ Wickes, GE Wickens, and DM Spirit. All-optical clock recovery from 5 Gb/s RZ data using a self-pulsating 1.56 μ m laser diode. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 3(10):942–945, 1991.
- [147] Yingmin Yang, Yang Jing Wen, Ampalavanapillai Nirmalathas, Hai Feng Liu, and Dalma Novak. Optical clock recovery at line rates via injection locking of a long cavity fabry-perot laser diode. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 16(6):1561–1563, 2004.
- [148] Vincent Roncin, Arthur O'Hare, Sébastien Lobo, Elsa Jacqueline, Laurent Bramerie, Philippe Rochard, Q-T Le, Mathilde Gay, J-C Simon, Alexandre Shen, et al. Multi-data-rate system

- performance of a 40-GHz all-optical clock recovery based on a quantum-dot fabry–perot laser. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 19(19):1409–1411, 2007.
- [149] Marcia Costa e Silva, Alexandra Lagrost, Laurent Bramerie, Mathilde Gay, Pascal Besnard, Michel Joindot, J-C Simon, Alexandre Shen, and Guan-Hua Duan. Up to 427 GHz all optical frequency down-conversion clock recovery based on quantum-dash Fabry–Perot mode-locked laser. *Lightwave Technology, Journal of*, 29(4):609–615, 2011.
- [150] Louis M Pecora and Thomas L Carroll. Synchronization in chaotic systems. *Physical review letters*, 64(8):821–824, 1990.
- [151] Gregory D Vanwiggeren and Rajarshi Roy. Communication with chaotic lasers. *Science*, 279(5354):1198–1200, 1998.
- [152] Jean-Pierre Goedgebuer, Laurent Larger, and Henri Porte. Optical cryptosystem based on synchronization of hyperchaos generated by a delayed feedback tunable laser diode. *Physical Review Letters*, 80(10):2249–2252, 1998.
- [153] O. Vaudel. *Étude de synchronisation de chaos par simple injection optique*. PhD thesis, Université Rennes 1, 2007.
- [154] TB Simpson, JM Liu, KF Huang, and K. Tai. Nonlinear dynamics induced by external optical injection in semiconductor lasers. *Quantum and Semiclassical Optics: Journal of the European Optical Society Part B*, 9(5):765, 1999.
- [155] T. Okoshi, K. Kikuchi, and A. Nakayama. Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum. *Electronics letters*, 16(16):630–631, 1980.
- [156] Ricardo Rosales, Kamel Merghem, Anthony Martinez, Francois Lelarge, Alain Accard, and Abderrahim Ramdane. Timing jitter from the optical spectrum in semiconductor passively mode locked lasers. *Optics Express*, 20(8):9151–9160, 2012.
- [157] F. Lelarge, B. Dagens, J. Renaudier, R. Brenot, A. Accard, F. van Dijk, D. Make, O. Le Gouezigou, J.G. Provost, F. Poingt, et al. Recent advances on InAs/InP quantum dash based semiconductor lasers and optical amplifiers operating at 1.55 μm . *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 13(1):111–124, 2007.
- [158] Céline Guignard. *Realisation de sources impulsionsnelles pour les telecommunications optiques*. PhD thesis, Université de Franche-Comté, 2008.
- [159] Roy Lang and Kohroh Kobayashi. External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 16(3):347–355, 1980.
- [160] Daan Lenstra, B Verbeek, and A Den Boef. Coherence collapse in single-mode semiconductor lasers due to optical feedback. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 21(6):674–679, 1985.
- [161] R Tkach and AR Chraplyvy. Regimes of feedback effects in 1.5- μm distributed feedback lasers. *Lightwave Technology, Journal of*, 4(11):1655–1661, 1986.
- [162] C Henry and R Kazarinov. Instability of semiconductor lasers due to optical feedback from distant reflectors. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 22(2):294–301, 1986.

-
- [163] GOVIND P Agrawal and CHARLES H Henry. Modulation performance of a semiconductor laser coupled to an external high-Q resonator. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 24(2):134–142, 1988.
- [164] Pascal Besnard, B Meziane, and GM Stephan. Feedback phenomena in a semiconductor laser induced by distant reflectors. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 29(5):1271–1284, 1993.
- [165] Takuya T Sano. Antimode dynamics and chaotic itinerancy in the coherence collapse of semiconductor lasers with optical feedback. In *SPIE's 1993 International Symposium on Optics, Imaging, and Instrumentation*, pages 58–65. International Society for Optics and Photonics, 1993.
- [166] George R Gray, David Huang, and Govind P Agrawal. Chaotic dynamics of semiconductor lasers with phase-conjugate feedback. *Physical Review A*, 49(3):2096, 1994.

