



**HAL**  
open science

# Caractérisation de composants photoniques à base d'îlots quantiques à semi-conducteurs InAs/InP : bruit et injection optique

Jean-François Hayau

► **To cite this version:**

Jean-François Hayau. Caractérisation de composants photoniques à base d'îlots quantiques à semi-conducteurs InAs/InP : bruit et injection optique. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Rennes 1, 2009. Français. NNT: . tel-00511839

**HAL Id: tel-00511839**

**<https://theses.hal.science/tel-00511839v1>**

Submitted on 26 Aug 2010

**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.

N° 2009REN1E001

# THÈSE

présentée devant

L'UNIVERSITÉ DE RENNES I

Pour obtenir le grade de

**Docteur de l'Université de Rennes I**

Mention : PHYSIQUE

par

JEAN-FRANCOIS HAYAU

Équipe d'accueil: FOTON-ENSSAT  
ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE  
DE SCIENCES APPLIQUÉES ET DE TECHNOLOGIE

École Doctorale: SCIENCES DE LA MATIÈRE

**CARACTÉRISATION DE COMPOSANTS PHOTONIQUES  
À BASE D'ÎLOTS QUANTIQUES À SEMI-CONDUCTEURS  
INAS/INP: BRUIT ET INJECTION OPTIQUE**

Soutenue le 4 mai 2009 devant la Commission d'Examen :

B.Cabon	Professeur à l'INPG	Rapporteur
T. Erneux	Professeur à l'université libre de bruxelles	Rapporteur
A.Ramdane	Professeur au LPN	Examineur
S.Loualiche	Professeur à l'INSA de Rennes I	Examineur
G-H Duan	ALCATEL III-V Lab	Examineur
P. Besnard	Professeur à l'université de Rennes I	Directeur de thèse



# Remerciements

CE MANUSCRIT regroupe les résultats obtenus au cours de trois années de thèse effectuées au laboratoire d’optronique FOTON-ENSSAT, dans le groupe physique des lasers (GPL). Je tiens donc à remercier Jean-Claude Simon, directeur du laboratoire, pour m’avoir accueilli au sein de son équipe.

Je remercie Béatrice Cabon et Thomas Erneux d’avoir accepté le rôle de rapporteur et de se déplacer à la soutenance de cette thèse malgré le long trajet à réaliser. Je suis également reconnaissant aux autres membres du jury, Abderrahim Ramdane, Slimane Guan-Hua Duan et Frédéric Grillot d’avoir accepté de participer à ce jury.

Mes remerciements suivants vont tout naturellement à Pascal Besnard, professeur à l’ENSSAT, pour la direction de ce doctorat. Pascal a su faire preuve de disponibilité et d’efficacité, malgré les nombreuses obligations et tâches qui lui incombent (et parfois même alors qu’il était en vacances).

Je tiens également à remercier Vincent Roncin et Olivier Vaudel pour m’avoir formé à la recherche durant mon stage de master. J’ai toujours pu compter sur eux au cours de ma thèse. Parmi les personnes qui m’ont directement aidé, je ne saurais oublié Phillipe Rochard, à qui j’ai demandé conseil à de très nombreuses reprises sans jamais que ça ne pose de problèmes. Monique Thual du CCLO (Centre Commun Lannion Optique), toujours efficace et dynamique, a su prendre le temps de m’apprendre quelques techniques de fabrication de ces fibres microlentillées. Julien Poette, d’abord encadrant lorsque j’étais en deuxième année d’école d’ingénieur, est devenu ensuite mon collègue de bureau durant les deux premières années de ma thèse. Je le remercie de m’avoir accueilli et formé sur les rudiments du bruit d’intensité.

Je suis aussi très reconnaissant aux étudiants que j’ai pu avoir durant ces trois ans, que ce soit lors de travaux dirigés ou pratiques, ou lors des stages ou projets. Merci donc à Paul Desvignes que j’ai pu accompagner lors de la première partie de son stage de Master. Paul m’aura impressionné par son dynamisme et sa volonté de réussir. Il a cependant décidé de changer de voie en s’orientant vers des études religieuses. Merci aussi à Mathieu Duhant et Frédéric Antoine.

Je me dois également de remercier Réjane Estesse et Daniel Graviou pour m’avoir souvent rappelé quelques tâches administratives indispensables. N’oublions pas le service technique, Stéphane Chehayed, Serge Leflecher, Jean-Phillipe Lesault, Henry L’her ainsi que le personnel de la scolarité, Catherine Delen, Françoise Lebronnec, Caroline Rahyer, Claudine Le Grand ainsi que Catherine Demigni.

Enfin, j’ai une pensée pour toutes les personnes que j’ai pu rencontrer au labo-

ratoire, Khalida Messad, Hao Genhu, Quoc Thai Nguyen, Gwenaëlle Girault, Sébastien Lobo, Stéphane Trébaol, Alexandra Lagrost, NGO Minh Nguyet, NGUYEN Quoc Thai, LE Quang Trung, Phillippe Grosso, Michel Gadonna, Azar Maalouf et Sylvain Fève.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I Les composants à îlots quantiques</b>	<b>3</b>
<b>1 Intérêt des structures à îlots quantiques</b>	<b>7</b>
1.1 Des structures massives aux structures à boîtes quantiques . . . . .	7
1.1.1 Le matériau massif . . . . .	8
1.1.2 Les puits quantiques (2 D) . . . . .	10
1.1.3 Le fil quantique (1 D) . . . . .	10
1.1.4 Les boîtes quantique (0D) . . . . .	11
1.2 Potentialités théoriques des boites quantiques . . . . .	12
1.2.1 Le courant de seuil . . . . .	12
1.2.2 Insensibilité à la température . . . . .	14
1.2.3 le gain spectral . . . . .	15
1.2.4 Le gain différentiel . . . . .	16
1.2.5 Le facteur de couplage phase-amplitude . . . . .	17
1.2.6 Sensibilité à la contre réaction optique . . . . .	20
1.3 Caractéristiques physiques des boîtes quantiques . . . . .	21
1.3.1 La couche de mouillage . . . . .	21
1.3.2 Effet de la dispersion en taille . . . . .	23
<b>2 Présentation des lasers caractérisés</b>	<b>27</b>
2.1 Présentation . . . . .	27
2.1.1 Les puces lasers . . . . .	27
2.1.2 Mise en oeuvre . . . . .	28
2.2 Caractéristiques . . . . .	30
2.3 Conclusion . . . . .	33
<b>II Le bruit d'amplitude</b>	<b>35</b>
<b>3 Modélisation du bruit d'intensité</b>	<b>39</b>
3.1 Le bruit d'intensité dans laser à semi-conducteur massif . . . . .	39
3.1.1 Généralités . . . . .	39
3.1.2 Description du spectre du bruit théorique . . . . .	40

3.2	Le bruit d'intensité dans les lasers à îlots quantiques . . . . .	42
3.2.1	Équations d'évolution . . . . .	42
3.3	Étude du système . . . . .	47
3.3.1	Solutions stationnaires . . . . .	47
3.3.2	Étude dynamique . . . . .	48
3.3.3	Modélisation du bruit d'amplitude . . . . .	49
<b>4</b>	<b>La mesure du bruit d'amplitude</b>	<b>55</b>
4.1	La détection optique . . . . .	55
4.1.1	Le détecteur . . . . .	55
4.1.2	Le bruit à la détection . . . . .	56
4.1.3	La détection du bruit d'amplitude . . . . .	58
4.2	Technique "classique" de mesure du bruit . . . . .	59
4.2.1	Acquisition des mesures . . . . .	59
4.2.2	Estimation du bruit thermique . . . . .	60
4.2.3	Estimation du bruit de Grenaille . . . . .	62
4.2.4	Mesure du RIN . . . . .	65
4.3	Technique de mesure différentielle . . . . .	65
4.3.1	Banc de mesure . . . . .	66
4.3.2	Interpolation des mesures . . . . .	68
4.4	Intérêt de la mesure de bruit . . . . .	72
4.4.1	La fréquence de relaxation et le taux d'amortissement . . . . .	72
4.4.2	la bande passante . . . . .	74
4.4.3	Le coefficient d'émission spontanée . . . . .	75
4.4.4	Le facteur de couplage phase-amplitude . . . . .	76
<b>5</b>	<b>Le bruit dans un laser multi-fréquences</b>	<b>79</b>
5.1	Le bruit de partition . . . . .	79
5.1.1	Échanges d'énergie pour un gain à élargissement homogène . . . . .	79
5.1.2	Effet de la dispersion sur le bruit de partition . . . . .	81
5.2	Mesure du coefficient de corrélation . . . . .	82
5.2.1	Relation entre le bruit total et le bruit des différentes lignes d'un laser . . . . .	82
5.2.2	Principe de la mesure de la corrélation . . . . .	84
5.3	Illustration de la mesure de la corrélation . . . . .	85
5.3.1	Laser à fibre . . . . .	86
5.3.2	Laser DBR . . . . .	88
5.3.3	Laser Fabry Perot . . . . .	91
5.4	Limite de la mesure de corrélation . . . . .	92
5.5	conclusion . . . . .	93
<b>6</b>	<b>Résultats expérimentaux</b>	<b>95</b>
6.1	Étude comparative du bruit dans un laser massif et à bâtonnets quantiques . . . . .	95
6.1.1	Mesures de RIN . . . . .	95

6.1.2	Interpolation des mesures . . . . .	98
6.1.3	Étude de la corrélation entre les modes longitudinaux . . . . .	99
6.2	Étude du bruit dans des structures à bâtonnets quantiques en fonction du confinement . . . . .	101
6.2.1	Mesure du RIN . . . . .	101
6.2.2	Interpolations des mesures . . . . .	104
6.2.3	Étude de la corrélation . . . . .	105
6.3	Étude du bruit dans une structure à îlots quantiques . . . . .	107
6.3.1	Mesure du RIN . . . . .	107
6.3.2	Étude de la corrélation . . . . .	110
6.4	Conclusion . . . . .	111
 <b>III L'injection optique</b>		<b>113</b>
<b>7</b>	<b>Généralités sur l'injection optique</b>	<b>117</b>
7.1	Principe de l'injection optique . . . . .	117
7.2	Régimes de fonctionnement d'un laser injecté . . . . .	118
7.2.1	Accrochage total . . . . .	118
7.2.2	Mélange d'ondes . . . . .	118
7.2.3	Relaxation . . . . .	120
7.2.4	Chaos . . . . .	121
7.2.5	La multi-excitabilité . . . . .	121
7.3	Cartographie de l'injection optique . . . . .	124
7.4	L'injection dans des lasers multimodes . . . . .	125
7.4.1	Laser bi mode . . . . .	125
7.4.2	Laser fortement multi mode . . . . .	130
7.5	Principales applications de l'injection . . . . .	130
<b>8</b>	<b>L'injection optique dans des structures de faible dimensionalité</b>	<b>135</b>
8.1	Montage expérimental . . . . .	135
8.2	Injection optique dans des lasers à bâtonnets quantiques . . . . .	137
8.2.1	Cartographie à 1.5 fois le seuil . . . . .	137
8.2.2	Cartographie à quatre fois le seuil . . . . .	146
8.3	Injection dans un laser à îlots quantiques . . . . .	147
8.4	Conclusion . . . . .	151
 <b>Conclusion</b>		<b>153</b>
<b>A</b>	<b>Injection optique dans un laser multimode autopulsant</b>	<b>159</b>
A.1	Précision expérimentale . . . . .	159
A.2	Régimes de fonctionnement du laser injecté . . . . .	160
A.2.1	Régime d'amplification . . . . .	161
A.2.2	Régime de blocage de mode . . . . .	161
A.2.3	Extinction de modes . . . . .	161
A.2.4	Mélange d'onde . . . . .	161



---

A.2.5	Mélange d'onde entre les modes du laser . . . . .	163
A.2.6	Extinction 1 mode sur 2, 2 mode sur 3, 3 mode sur 4, 4 mode sur 5 . . . . .	163
A.2.7	Transfert de puissance . . . . .	163
A.2.8	Extinction autour du pic central . . . . .	164
A.3	Cartographie de l'injection . . . . .	164
<b>B</b>	<b>Relation entre <math>n_{sp}</math> et le taux d'amortissement</b>	<b>167</b>
<b>C</b>	<b>Publications et conférences</b>	<b>171</b>

# Table des figures

1.1	Différentes transitions possibles suivant le statistique de Fermi-Dirac	9
1.2	Illustration du confinement spatial et des densités d'état d'un matériau massif, d'un puits, d'un fil et d'une boîte quantique.	11
1.3	Densité d'états de la bande de conduction (CB) et de la bande de valence (VB) pour le système 2D idéal ( $\rho_{QW}$ ), et le système 0D idéal ( $\rho_{QB}$ , et densité d'états occupés (zones hachurées et point noirs (électrons)) au seuil de transparence a), et au-delà du seuil b)(d'après Gérard [10])	13
1.4	Gain maximum en fonction de la densité de courant, calculé pour le système GaAs/GaALAs organisé en boîtes, fils et puits quantiques ou sous forme massive.	14
1.5	Gains spectraux calculés pour le système GaInAs/InP en boîtes, fils et puits quantiques et en massifs.	16
1.6	Spectre d'absorption et variation d'indice ( $\Delta n$ ) calculés pour les structures 0D et 2 D [30]	19
1.7	Cartographie de la stabilité du laser subissant une contre réaction optique	21
1.8	Principe de croissance des boîtes quantiques	22
1.9	Schéma électronique d'un îlot quantique (QD), de sa couche de mouillage(WL) et du substrat	23
1.10	Photo AFM réalisée à l'INSA. Plan d'îlots quantiques [8]	24
1.11	Schéma du spectre d'émission d'une structure à îlots quantiques.	24
2.1	Photographies d'une puce laser à Qdash (à gauche) et d'une puce à îlots quantiques (à droite)	28
2.2	Photographie du montage	29
2.3	Caractéristiques puissances optique en fonction du courant	30
2.4	Spectres optiques du laser #16 à 30mA et 150mA.	31
2.5	Spectres optiques du laser à îlots quantiques à 100mA et 150mA.	31
2.6	Spectre optique d'un laser à îlots quantiques à 150 mA.	32
2.7	Spectres optiques du laser à îlots quantiques TE et TM.	32
2.8	Mesure en champ lointain dans le plan perpendiculaire (a) et parallèle(b) (T=25°, I=110mA).	33
3.1	Simulation du RIN d'un laser à semi-conducteur.	42

3.2	Description du système énergétique et des transitions décrites par un modèle de Sugawara et al [43] . . . . .	43
3.3	Représentation schématique des transitions décrites par le modèle de Veselinov [44] . . . . .	45
3.4	Simulation numérique du RIN d'un laser à îlots quantiques. <i>En vert <math>\gamma</math> et <math>H</math> sont négligés (<math>\gamma=0, H=0</math>). En bleu ces deux termes sont pris en compte. On alors en (a), <math>\rho_0 = 0.6</math> soit <math>\Gamma_r = 11ns^{-1}</math> et <math>\gamma = 8.79.10^{21}</math>. En (b), <math>\rho_0 = 0.9</math> soit <math>\Gamma_r = 41ns^{-1}</math> et <math>\gamma = 9.10^{22}s^{-2}</math></i> . . . . .	52
3.5	Interpolation d'une mesure du RIN dans un laser à îlots quantiques	53
4.1	Banc de mesure du bruit d'amplitude . . . . .	59
4.2	Bruit thermique d'un système de détection . . . . .	61
4.3	Bruit thermique du système de détection 10KHz-10GHz . . . . .	61
4.4	DSP du laser lightwave en fonction du photocourant . . . . .	63
4.5	DSP normalisé par rapport au photocourant . . . . .	64
4.6	Principe de la mesure précise du RIN . . . . .	66
4.7	Trace temporelle du signal sur l'analyseur de spectre électrique après hachage optique . . . . .	67
4.8	Exemple de mesure de $\gamma$ à 10 MHz . . . . .	69
4.9	Erreur sur l'estimation du RIN pour une erreur de 0.1dB sur la mesure	72
4.10	Exemple d'interpolation d'une mesure de RIN . . . . .	73
4.11	Simulation numérique de la réponse d'un laser à un échelon de pompe	74
5.1	Spectre aléatoire d'un laser illustrant le bruit de partition . . . . .	80
5.2	Schéma du principe de la mesure de la corrélation . . . . .	84
5.3	Principe et spectre optique du laser à fibre . . . . .	86
5.4	Mesures sur le laser à six lignes. . . . .	87
5.5	Mesures sur le laser bimode. . . . .	87
5.6	Spectre optique du laser DBR. . . . .	88
5.7	Corrélation moyenne du DBR. . . . .	89
5.8	Corrélation entre deux modes adjacents du laser DBR . . . . .	89
5.9	Mesure de la corrélation entre deux modes séparés par un mode central $\lambda_2$ et $\lambda_3$ . . . . .	90
5.10	Spectre optique du laser massif Fabry Perot . . . . .	91
5.11	Mesure du RIN dans un laser massif fortement multimode. . . . .	91
5.12	Corrélation entre deux modes sur un laser massif fortement multimode. . . . .	92
6.1	Mesures des bruits d'intensité du laser massif (a) et Qdash (b). . . . .	97
6.2	Fréquence de relaxation du laser massif et Qdash. . . . .	98
6.3	Taux d'amortissement dans le laser massif et à bâtonnets quantiques.	99
6.4	Spectres optiques du laser massif (a) et à bâtonnets quantiques (b) à 100 mA. . . . .	100
6.5	Corrélation moyenne dans le laser massif et Qdash . . . . .	100
6.6	Mesures de RIN des lasers 3 plans . . . . .	102
6.7	Mesures de RIN des lasers 9 plans . . . . .	103

6.8	Comparaison du bruit proche et loin du seuil. . . . .	104
6.9	fréquence de relaxation et taux d'amortissement en fonction du courant de polarisation. . . . .	104
6.10	Corrélation moyenne dans un laser Qdash 9 plans et 3 plans. . . . .	106
6.11	Corrélation entre deux modes sur un laser Qdash 3 plans (a) et 9 plans (b). . . . .	106
6.12	Puissance optique en fonction du courant dans un laser à îlots quantiques . . . . .	108
6.13	Mesure du RIN dans un laser à îlots quantiques . . . . .	109
6.14	Comparaison du bruit dans un laser à îlots quantiques et à bâtonnets quantiques. . . . .	109
6.15	fréquence de relaxation et taux d'amortissement en fonction du courant de polarisation. . . . .	110
6.16	Mesure de corrélation dans un laser à îlots quantiques. . . . .	110
6.17	Fréquence de relaxation et taux d'amortissement en fonction du courant de polarisation. . . . .	111
7.1	principe d'une injection optique . . . . .	117
7.2	Spectres caractéristiques de l'accrochage en fréquence. . . . .	119
7.3	Spectres caractéristiques du mélange d'ondes simple. . . . .	119
7.4	Spectres caractéristiques du mélange d'onde double. . . . .	120
7.5	Spectres caractéristiques du régime de relaxation. . . . .	121
7.6	Spectres caractéristiques du régime de chaos. . . . .	122
7.7	shéma des bifurcations dans l'espace des phases . . . . .	123
7.8	Exemple d'impulsions observables dans le régime de multi-excitabilité. 123	
7.9	Cartographie des zones d'accrochage et de multi-excitabilité pour un laser polarisé à 1.5 fois son seuil. . . . .	124
7.10	Cartographie de l'injection dans une diode à semi-conducteurs polarisée à quatre fois son seuil . . . . .	126
7.11	Spectre optique du laser esclave bi mode libre. . . . .	127
7.12	Cartographie d'une diode laser bi mode polarisée à 4 fois son seuil (désaccord décroissant). . . . .	128
7.13	Cartographie d'une diode laser bi mode polarisée à 4 fois son seuil(désaccord décroissant) . . . . .	129
7.14	Cartographie expérimentale de l'injection optique en face arrière d'un laser à semi-conducteurs multimode et polarisé à 1.5 fois son seuil. . . . .	131
8.1	Montage expérimental pour les cartographies de l'injection optique. 136	
8.2	Cartographies de l'injection dans les lasers Qdash à 1.5 fois le seuil. 138	
8.3	Spectre optique du régime d'accrochage total accompagné d'extinction des modes non injectés. . . . .	138
8.4	Cartographie de l'injection selon Goulding et al [136]. . . . .	139

8.5	Trace temporelle de l'excitabilité d'ordre 1 proche de la zone d'accrochage (a) et proche du mélange d'onde (b) selon Goulding et al [136]. . . . .	140
8.6	Trace temporelle de l'excitabilité d'ordre 2 proche (a) et plus loin (b) de la zone d'accrochage selon Goulding et al [136]. . . . .	141
8.7	Trace temporelle du régime 6C . . . . .	141
8.8	Traces temporelles du régime noté 5 selon Goulding et al [136]. . . . .	142
8.9	Spectre optique du régime de multi-excitabilité . . . . .	143
8.10	Trace temporelle du régime de multi-excitabilité. . . . .	143
8.11	Statistique du régime de multi-excitabilité. . . . .	144
8.12	Seconde statistique du régime de multi-excitabilité. . . . .	145
8.13	Cartographies de l'injection à 1,5 fois le seuil dans un laser 3 plans en (a) et 9 plans en (b). . . . .	146
8.14	Cartographies de l'injection d'un laser à batonnets quantiques à 3 plans (a) et 9 plans (b) polarisés à quatre fois leur seuil . . . . .	147
8.15	Cartographies expérimentales d'une puce laser à îlots quantiques polarisée à 1,5 fois son courant de seuil. . . . .	148
8.16	Spectre optique du régime d'accrochage avec et sans extinction de mode. . . . .	149
8.17	Exemple d'acquisition temporelle du régime de multi-excitabilité. . . . .	150
8.18	Statistique des impulsions temporelles . . . . .	150
8.19	Trace temporelle du régime de multi-excitabilité dans un laser à îlots quantiques. . . . .	151
A.1	Montage expérimental pour les cartographies de l'injection dans un laser autopulsant. . . . .	160
A.2	Spectre optique et pic d'autopulsation du laser esclave libre . . . . .	160
A.3	Spectre optique et pic d'autopulsation du régime d'amplification . . . . .	161
A.4	Spectre optique et pic d'autopulsation du régime de blocage de mode . . . . .	162
A.5	Spectre optique du régime d'extinction de modes . . . . .	162
A.6	Spectre optique du mélange d'onde. . . . .	162
A.7	Spectre optique du mélange d'onde à l'échelle des modes du laser. . . . .	163
A.8	Spectre optique de l'extinction d'un mode sur deux et de deux modes sur trois . . . . .	164
A.9	Spectre optique du régime de transfert de puissance . . . . .	164
A.10	spectre optique du régime d'extinction autour du pic central. . . . .	165
A.11	Cartographies de l'injection optique dans un laser multimode massif autopulsant. . . . .	165

# Liste des tableaux

2.1	courant de seuil et efficacité des lasers . . . . .	30
3.1	Principaux paramètres du modèle de Sugawara [43] . . . . .	44
3.2	Paramètres de simulation d'un laser à îlots quantiques tirés de [45]	53
6.1	Coefficient d'émission spontanée et temps de vie des porteurs dans les lasers Qdash. . . . .	105



# Introduction

Depuis le début des télécommunications par fibre optique, le choix des sources s'est porté sur les émetteurs à semi-conducteurs à cause de leur petite dimension en rapport avec celle du coeur des fibres optiques, de la relative facilité que l'on a à moduler directement la lumière émise en agissant sur le courant, de leur spectre optique relativement étroit, des longueurs d'onde disponible compatibles avec les fenêtres spectrales des fibres optiques ( transmission cohérente à 1550 nm) et de leur faible consommation énergétique. L'histoire des émetteurs à semi-conducteurs n'est pas très ancienne. En 1920, le physicien Lossev observa une émission de lumière sur des cristaux de carbure de silicium sur lesquels il avait appliqué des contacts électriques redresseurs. L'arséniure de gallium (GaAs) s'est révélé être un matériau de choix en raison de la valeur relativement élevée de son rendement lumineux et a permis la fabrication de diodes électroluminescentes vers 1956 [1]. En 1961 est apparue l'idée de fabriquer des lasers à semi-conducteurs mais ce n'est qu'en 1971 que ces derniers fonctionnèrent à température ambiante pendant plus de 1000 heures [2].

C'est incontestablement l'intense développement des télécommunications par fibre optique qui a permis de faire des progrès spectaculaires dans la conception et la réalisation des lasers à semi-conducteurs. Les besoins actuels poussent encore ces avancées avec l'apparition de nouvelles diodes à îlots quantiques [3]. Ces dernières présentent un grand intérêt puisque la nature "d'atome artificiel" associée aux îlots quantiques a démontré des performances étonnantes comme de faible courant de seuil, un fort gain différentiel, un faible chirp.

Au cours de ces travaux de thèse, nous nous sommes attachés à l'étude de telles sources en terme de bruit d'intensité et en injection optique. De ce fait, ce manuscrit est divisé en trois parties.

Dans un premier temps, nous reviendrons sur les propriétés des structures à îlots quantiques. Nous présenterons aussi les diodes laser sur lesquels nos études expérimentales ont été réalisées.

La deuxième partie portera sur l'étude en bruit d'intensité. Nous détaillerons d'abord



la modélisation du bruit d'intensité dans les sources à îlots quantiques. Nous décrirons ensuite les outils de caractérisation du bruit d'intensité. Les lasers étudiés au cours de cette thèse sont multi-fréquences. Nous reviendrons donc aussi le bruit dans les lasers multi-fréquences et notamment sur la notion de bruit de partition. Enfin nous présenterons les mesures expérimentales dans les lasers.

La troisième partie est consacrée à l'étude de l'injection optique. Un premier chapitre sera dédié à une présentation générale de l'injection optique. Nous détaillerons ensuite l'étude de l'injection optique dans nos structures.

## **Première partie**

### **Les composants à îlots quantiques**



**D**EPUIS plusieurs décennies, on assiste à un intérêt croissant pour les structures à semi-conducteurs. Utiles pour la réalisation de lasers ou d'amplificateurs optiques, ces dernières offrent de nouvelles perspectives. Ainsi, le développement des procédés de croissance des matériaux à travers des techniques d'épitaxie a introduit une nouvelle notion : les matériaux de "basse dimensionnalité". Dans ces matériaux, il existe une ou plusieurs directions de l'espace où ces porteurs vont subir des variations de potentiels sur de si faibles dimensions, que les électrons (et les trous) vont alors connaître un effet de confinement. Les propriétés du matériau sont alors différentes de celles d'un matériau massif. Nous allons, dans cette partie, mettre en avant ces nouvelles propriétés et les performances étonnantes attendues. Nous terminerons par une présentation des lasers que nous caractériserons par la suite.



# Chapitre 1

## Intérêt des structures à îlots quantiques

Ce chapitre a pour but de présenter les propriétés remarquables induites par la réduction de la dimensionalité dans les matériaux à semi-conducteurs. Pour cela, nous montrerons l'effet du confinement sur les propriétés électroniques des structures à semi-conducteurs. Puis nous expliciterons les attentes résultantes de ces propriétés particulières.

### 1.1 Des structures massives aux structures à boîtes 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. On ne rentrera 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 [3].

### 1.1.1 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 :

$$E(K) = \frac{\hbar^2}{2m^*}(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) = \frac{\hbar^2}{2m^*}k^2 \quad (1.1)$$

A partir des conditions aux limites périodiques de Born-von Karman [3], [4] qui permettent une pseudo-quantification du vecteur  $K$ , on montre aisément que la densité d'état donnant le nombre d'états par unité d'énergie s'exprime selon :

$$\rho_{3D} \propto (E - E_g)^{1/2} \quad (1.2)$$

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 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, on réalise une jonction PN. Par pompage électrique, les électrons du matériau N peuvent se recombinaison avec les trous du matériau P en s'accompagnant d'émission spontanée de photons. On obtient donc ainsi, un milieu amplificateur susceptible d'être utilisé pour réaliser des diodes laser ou des amplificateurs 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 :

$$f_n(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_f}{kT}}} \quad (1.3)$$

Où  $E_f$  est le niveau de Fermi. La figure 1.1 donne alors 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 :

$$\Delta E_g < h\nu < E_{fn} - E_{fp} \quad (1.4)$$

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-

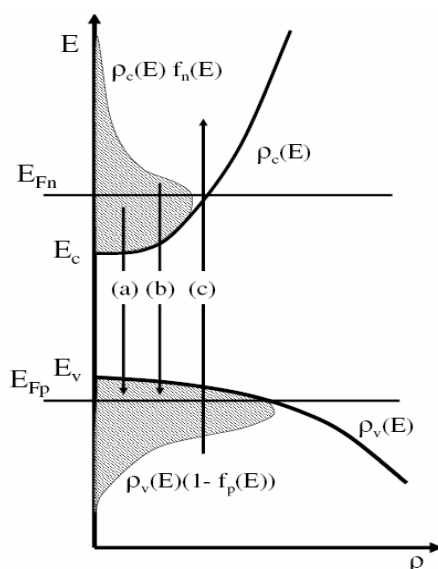


FIGURE 1.1 – Différentes transitions possibles suivant le statistique de Fermi-Dirac  
*transitions possibles : a) émission stimulée ou émission spontanée, b) émission spontanée, c) absorption. La zone grisée donne la zone où se trouve les électrons dans la bande de conduction et les trous dans la bande de valence*

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 valence et de conduction. Ceci a des conséquences aussi bien sur le gain, le courant seuil ou la réponse dynamique du milieu [5]. L'objectif du confinement a alors été de diminuer le nombre d'états possibles dans les structures à semi-conducteurs.



### 1.1.2 Les puits quantiques (2 D)

Les premières idées sur l'effet du confinement sont arrivées au début des années 70 [6]. 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 [7] réalisa que la différence de bande interdite des deux matériaux pouvait aussi confiner les porteurs en modes discrets (ou en états quantiques).

Un puit 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  $z$ ) [3] :

$$E(K) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left( K_x^2 + K_y^2 + \left( \frac{n_z \pi}{L_z} \right)^2 \right) \quad (1.5)$$

En confinant les porteurs l'énergie est discrétisée selon une direction de l'espace (ici  $z$ ),  $L_z$  correspond à la taille du puits. On peut 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 1.2. Cette densité d'état est couramment assimilée à des marches d'escalier :

$$\rho^{2D}(E) \propto \sum_{n_z} H(E - (E_g + E_{n_z})) \quad (1.6)$$

### 1.1.3 Le fil quantique (1 D)

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 alors selon :

$$E(K) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left( K_y^2 + \left( \frac{n_x \pi}{L_x} \right)^2 + \left( \frac{n_z \pi}{L_z} \right)^2 \right) \quad (1.7)$$

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 1.2 :

$$\rho^{1D}(E) \propto \sum_{n_x, n_z} \sqrt{\frac{2m^*}{E - (E_g + E_{n_x, n_z})}} \quad (1.8)$$

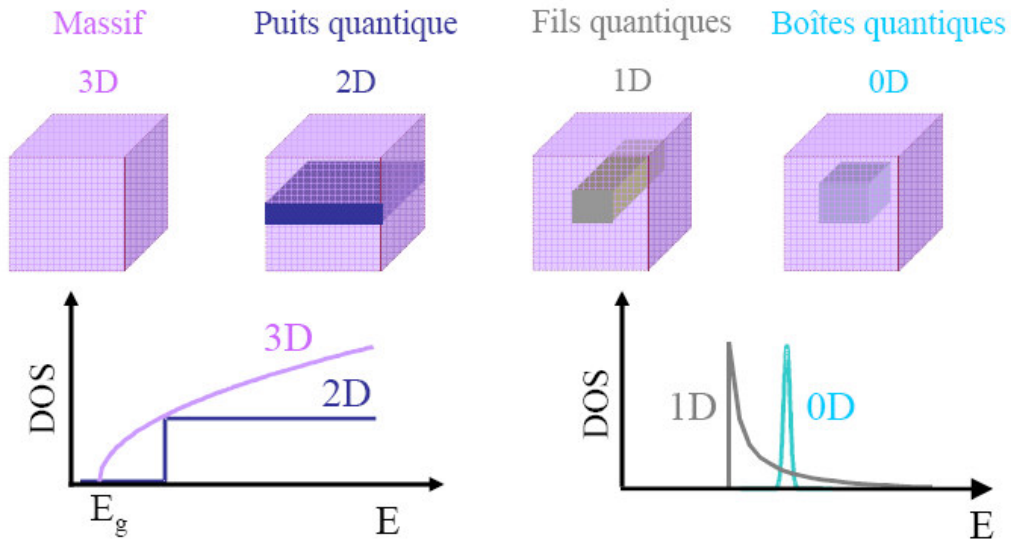


FIGURE 1.2 – Illustration du confinement spatial et des densités d'état d'un matériau massif, d'un puits, d'un fil et d'une boîte quantique.

### 1.1.4 Les boîtes quantique (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, on observe une discrétisation des niveaux d'énergie dans les trois directions de l'espace :

$$E_{n_x, n_y, n_z} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left( \left( \frac{n_x \pi}{L_x} \right)^2 + \left( \frac{n_y \pi}{L_y} \right)^2 + \left( \frac{n_z \pi}{L_z} \right)^2 \right) \quad (1.9)$$

On a donc une discrétisation complète des niveaux d'énergie du semi-conducteur. On apparente alors 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 alors comme une somme de dirac comme présenté figure 1.2 :

$$\rho^{0D}(E) \propto \sum_{n_x, n_y, n_z} \delta(E - (E_g + E_{n_x, n_y, n_z})) \quad (1.10)$$

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 Potentialités théoriques des boîtes quantiques

Jusqu'à présent nous avons souligné de façon intuitive l'intérêt suscité par les structures de basse dimensionalité. Nous allons ici décrire quelques propriétés intéressantes qui pourrait résulter de l'utilisation des boîtes quantiques comme zone active d'un composant. Nous commencerons par présenter les potentialités théoriques de ces structures puis nous montrerons les caractéristiques propres à leurs réalisations.

### 1.2.1 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 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 l'on peut 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 [8],[9]. Les boîtes quantiques, de part leurs analogies avec un atome apportent un nouvel espoir vers des courants de seuil encore plus faibles. La figure 1.3 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 diracs (boîtes quantiques).

Le seuil à la transparence est représenté sur la figure 1.3.a. 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 1.3.b, 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

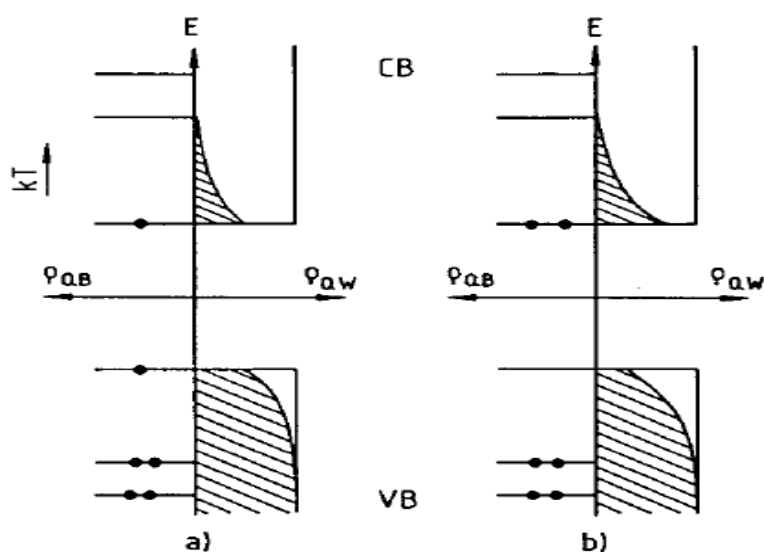


FIGURE 1.3 – Densité d'états de la bande de conduction (CB) et de la bande de valence (VB) pour le système 2D idéal ( $\rho_{QW}$ ), et le système 0D idéal ( $\rho_{QB}$ , et densité d'états occupés (zones hachurées et point noirs (électrons)) au seuil de transparence a), et au-delà du seuil b)(d'après Gérard [10])

transitions qui remplissent la condition de Bernard et Duraffourg. Sur la figure 1.3.b, 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 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 [11], illustre l'effet de la réduction des dimensions des structures sur les densités de courant de seuil du laser .

Cette modélisation rend compte d'une densité de courant de seuil minimal pour les boîtes quantiques ( $45 \text{ A.cm}^{-2}$ ). On observe aussi un gain maximal supérieur, point sur lequel nous reviendrons par la suite. En pratique, même si cette modélisation date de 1986, il aura fallu attendre le début des années 2000 pour observer une nette amélioration en terme de courant de seuil dans les boîtes quantiques, [12],[13].

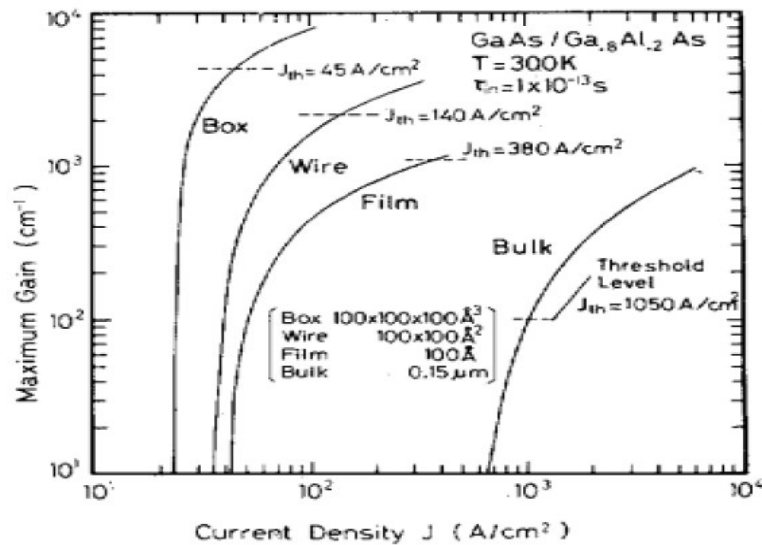


FIGURE 1.4 – Gain maximum en fonction de la densité de courant, calculé pour le système GaAs/GaALAs organisé en boîtes, fils et puits quantiques ou sous forme massive.

## 1.2.2 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 :

$$J_{th} = J_{th0} \cdot \exp\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (1.11)$$

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 [5] ont montré dès 1984 que la diminution de la dimension d'un système permettait de réduire la variation du courant avec la tempé-

rature. 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 1.3), 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 [17], [18] annoncent des  $T_0$  de l'ordre de 1000K. Expérimentalement, un  $T_0$  de l'ordre 385 K a ainsi été mesuré [19] (pour des températures entre 80K et 300 K,  $\lambda = 1.3\mu\text{m}$ ). A  $1.5\mu\text{m}$  les  $T_0$  mesurés sont moins bons [20]. 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 élevé [21], [13]

### 1.2.3 le gain spectral

Le gain spectral peut être relié à l'ensemble des états qui vont permettre d'avoir du gain dans une structure. La densité d'état va alors jouer un rôle important. La "forme" du gain spectral est ainsi fortement dépendante de la densité d'état et de la densité de porteurs injectés. Dans une structure massive, le continuum d'état favorise de nombreuses transitions différentes. Le gain "s'étalera" alors sur une large bande spectrale. En réduisant la dimensionnalité de la structure, on diminue 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 1.5 [11]. 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.

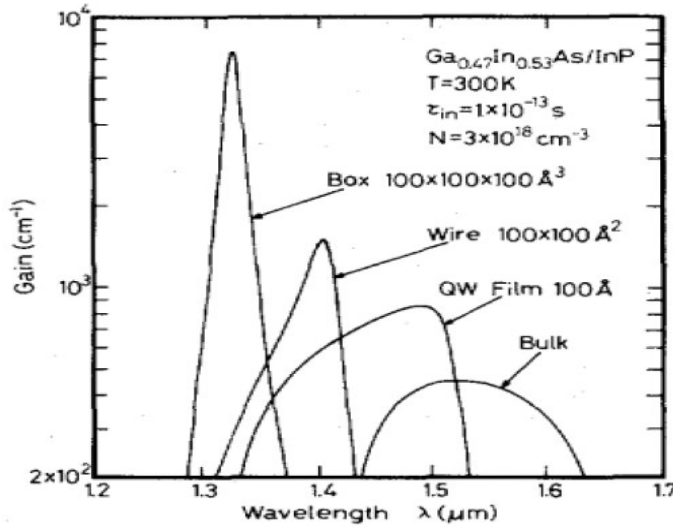


FIGURE 1.5 – Gains spectraux calculés pour le système GaInAs/InP en boîtes, fils et puits quantiques et en massifs.

### 1.2.4 Le gain différentiel

Que ce soit pour un laser, un amplificateur optique ou n'importe quelle autre fonction optique (porte, convertisseur de longueur d'onde,...), la réponse dynamique du milieu actif est un point fondamental du composant. Dans le cadre des transmissions optiques à hauts débits, l'information transmise est une suite de 0 et 1 optiques, c'est-à-dire la succession de puissance et d'absence de puissance optique. Pour les obtenir, la lumière du laser d'entrée de fibre peut être modulée en réalisant (entre autre) une modulation du courant d'alimentation du laser. Cette modulation directe du laser nécessite une capacité de réponse importante de la structure aux variations de courant imposées, et ce, pour une fréquence la plus élevée possible. Cette réponse dynamique de la structure est caractérisée par sa bande passante. Celle-ci correspond à la fréquence de coupure à -3dB du laser. C'est-à-dire, la limite supérieure de modulation du système pour une performance fixée à -3dB du maximum.

La variation de l'intensité due à l'émission laser en fonction de la modulation de courant s'exprime par la variation du gain en fonction du nombre  $N$  de porteurs injectés : c'est le gain différentiel  $g_0$  :

$$g_0 = \frac{\partial G}{\partial N} \quad (1.12)$$

où  $G$  est le gain du matériau. Son unité est l'inverse d'une longueur.  $N$  est

la densité de porteurs.  $N$  exprime un nombre de porteurs par unité de volume. Sur cette base,  $g_0$  s'exprime en unité de surface. Notons que le gain différentiel est une approximation liée à la variation linéaire de la courbe de gain par rapport au nombre de porteurs [4]. Plus grand est le  $g_0$  d'une structure, meilleure est la réponse dynamique. Dans les boîtes quantiques, le nombre de porteurs par état quantique étant limité (à deux avec le spin sur l'état fondamental),  $g_0$  pourra être supérieur au gain des structures existantes grâce à un remplissage et une saturation des niveaux successifs des boîtes plus efficace. Cette amélioration est encore reliée à l'efficacité d'injection des porteurs comme l'amélioration du courant de seuil.

Le gain différentiel est un paramètre fondamental. La fréquence de relaxation ainsi que le taux d'amortissement d'un laser sont proportionnels à celui-ci. Une amélioration de  $g_0$  conduirait donc à une augmentation de la fréquence de relaxation et du taux d'amortissement. Ce qui permettrait la réalisation de composants à bande de modulation importante (lié à la fréquence de relaxation et au taux d'amortissement) et moins bruitée (liée au taux d'amortissement). Par ailleurs un gain différentiel élevé favoriserait la tolérance au contre réaction optique [23]

### 1.2.5 Le facteur de couplage phase-amplitude

Le facteur de couplage phase-amplitude est un paramètre fondamental de la physique du laser à semi-conducteur. Ce facteur noté  $\alpha_H$ , intervient dans de nombreux processus physiques complexes et est défini par la relation :

$$\alpha_H = \frac{-4\pi}{\lambda} \frac{\frac{\partial n}{\partial N}}{\frac{\partial G}{\partial N}} \quad (1.13)$$

Avec  $n$  l'indice optique. Dans la littérature, ce facteur est régulièrement appelé facteur de couplage phase-amplitude ou facteur d'élargissement spectral et peut varier de 1 à 10 pour des lasers à semi-conducteur. Physiquement, il traduit explicitement le couplage entre l'amplitude et la phase du champs optique dans la cavité laser mais aussi de manière plus général la dissymétrie de la courbe de gain [4]. Comme il a été mentionné au début de ce paragraphe, le facteur  $\alpha_H$  intervient dans de nombreux mécanismes physiques tels que (cette liste est non-exhaustive) :

- **Le spatial hole burning**[25] induit par la variation de l'indice optique  $n(P)$  avec la puissance  $P$ . Cet effet provoque une distribution inhomogène des porteurs dans la cavité optique et devient inexistant lorsque  $\alpha_H = 0$  (indice optique  $n$  constant puisque  $\frac{\partial n}{\partial N} = 0$ ).



- **Le chirp** ou la dérive en fréquence [26] induit lorsque la densité de porteurs varie. Ainsi, lorsque  $\alpha_H \neq 0$ , cette déviation de la densité de porteurs entraîne une variation de l'indice optique  $\Delta n$  et donc une dérive en fréquence. Une simple modulation en courant produit donc un "élargissement dynamique de la raie" qui constitue un inconvénient dans le cadre des communications optiques. En effet plus le chirp d'une impulsion sera important, plus la distance de propagation de celle-ci sans chevauchement avec une impulsion voisine sera limitée par les effets de la dispersion chromatique. Dans le cas des lasers à blocage de mode, le facteur  $\alpha_H$  intervient aussi. Rappelons qu'une impulsion lumineuse ayant une forme gaussienne en fonction du temps et de largeur à mi-hauteur  $\Delta t$ , est régie en l'absence de chirp par la relation suivante liant  $\Delta t$  à  $\Delta\nu_g$  :

$$\Delta t \Delta\nu_g = \frac{2 \ln 2}{\pi} \quad (1.14)$$

Cette impulsion est dite en limite de Fourier. Les largeurs spectrale  $\Delta\nu_g$  et temporelle  $\Delta t$  sont directement liées par la Transformée de Fourier. En présence de chirp, le produit  $\Delta t \Delta\nu_g$  d'une impulsion gaussienne est augmenté d'un facteur  $\sqrt{1 + \alpha_H^2}$  selon :

$$\Delta t \Delta\nu_g = \frac{2 \ln 2}{\pi} \sqrt{1 + \alpha_H^2} \quad (1.15)$$

- **La largeur de raie**  $\Delta\nu$  du laser dont la valeur est directement dépendante du facteur  $\alpha_H$ . Celle-ci s'exprime par la relation [27] :

$$\Delta\nu \propto (1 + \alpha_H^2) \quad (1.16)$$

Dans cette équation, le terme 1 est la contribution directe du bruit d'émission spontanée tandis que  $\alpha_H^2$  représente la contribution indirecte due au couplage phase-amplitude. L'analyse théorique la plus complète décrivant l'impact du facteur  $\alpha_H$  sur la largeur de raie d'un laser à semi-conducteur fut réalisée par Henry. En effet, en 1982, celui-ci est le premier à avancer l'idée que les variations de la largeur de raie sont principalement dues aux changements de l'indice de réfraction avec la densité de porteurs [27][28]. On comprend alors que l'augmentation de la largeur de raie est attribuée en partie à des fluctuations de fréquence intervenant lorsque l'intensité du champ optique est perturbée par l'émission spontanée. Ce processus physique est indubitablement associé aux oscillations de relaxation et conduit via le facteur  $\alpha_H$  à des fluctuations de fréquence additionnelle. C'est pourquoi, dans

la littérature, le facteur  $\alpha_H$  est très souvent appelé facteur d'élargissement spectral ou plus directement facteur de Henry. Notons enfin que les travaux de Stéphan [29] associe la densité spectrale de puissance non plus à une Lorentzienne, mais à la convolution d'une lorentzienne (associé au bruit blanc de l'émission spontanée) et d'une gaussienne (associé au bruit en  $1/f$ ) (profil de voigt) au travers d'une fonction de transfert. De ce fait, la largeur de raie est élargit d'un simple facteur  $1 + \alpha_H^2$ .

- **Le degré de sensibilité à une contre-réaction optique** est lié au facteur  $\alpha_H$  [24]. Ainsi, pour un faible facteur de Henry, des auteurs affirment que le laser sera moins sensible à une contre réaction optique du fait de la dépendance du seuil de l'instabilité appelé "coherence collapse" [23] au paramètre  $\alpha_H$ . D'autres auteurs montrent qu'un  $\alpha_H$  nul ne garantie pas l'absence d'instabilité.

Les bons lasers à puits quantiques actuels possèdent un  $\alpha_H$  de l'ordre de 2. Dans les structures à boîtes quantiques en revanche, de par la symétrie du gain, un très faible  $\alpha_H$  est attendu. Les relations de Krämers-Kronig montrent en effet figure 1.6 [30] que lorsque la courbe de gain est symétrique, la variation de l'indice optique est nulle à la longueur d'onde où le gain est maximum. Ce qui n'est pas le cas pour un gain non symétrique. Sous la condition d'un profil spectral de gain

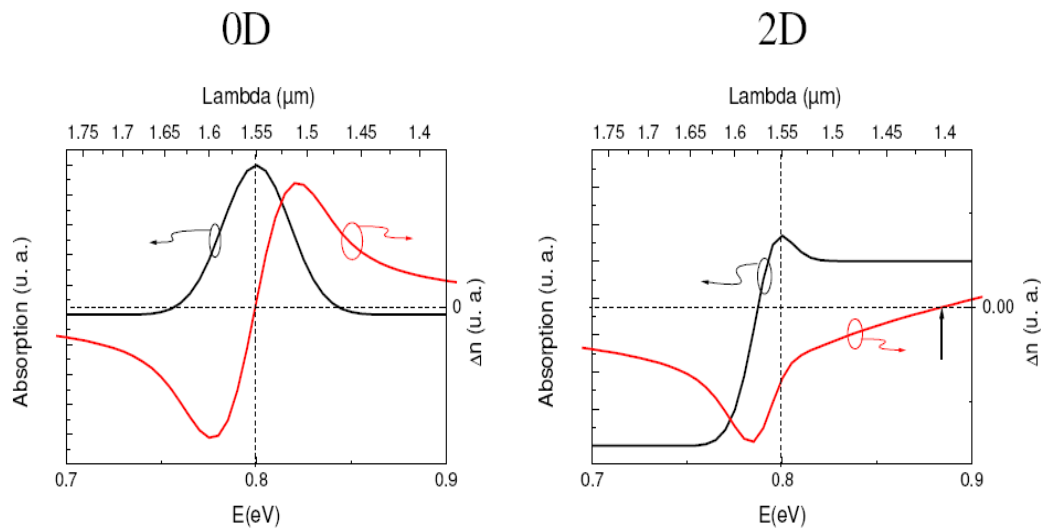


FIGURE 1.6 – Spectre d'absorption et variation d'indice ( $\Delta n$ ) calculés pour les structures 0D et 2 D [30]

symétrique ( cas des boîtes quantiques ), la variation  $\Delta n$  de l'indice réel passe par 0 au centre de la courbe de gain. Dans le cas du profil dissymétrique (pour un

puits quantique), le 0 de variation d'indice n'est pas au maximum de la courbe de gain. Un laser fonctionne à priori au maximum de la courbe de gain. Le  $\alpha_H$  devrait donc être plus faible dans les structures à boîtes quantiques. Ceci permettrait donc de réduire le chirp de ces structures. Kuntz et col. [31] ont ainsi réalisé un laser à blocage de mode passif à 35 GHz générant des impulsions en limite de Fourier ( $\alpha_H$  variant de 0,2 à 1,1 avec une augmentation du courant). Notons cependant que les mesures récentes donnent un facteur de Henry de l'ordre des structures classiques [23],[32].

### 1.2.6 Sensibilité à la contre réaction optique

Comme il vient d'être détaillé, la réduction du facteur de couplage phase amplitude dans les structures à boîtes quantiques, devrait permettre de diminuer la sensibilité du laser à une contre réaction optique. À l'heure actuelle, le coût d'un isolateur optique nécessaire au bon fonctionnement d'un module laser est supérieur de 50 % au coût globale du module. Un laser capable de fonctionner sans isolateur optique serait donc un atout important pour le développement des lasers à boîtes quantiques. Huyet et al. [33] ont comparé la stabilité d'un laser à boîtes et à puits quantiques sujet à une contre réaction optique. Ils ont cartographié les zones de stabilité / instabilité de lasers à boîtes et à puits quantiques. Leur résultat est présenté sur la figure 1.7. Il apparaît clairement une large zone où le laser à boîtes quantiques est le seul stable.  $R$  est la proportion de puissance reinjectée par rapport à la puissance émise et  $R = \frac{I}{I_{th}} - 1$ , i.e que pour  $R = 0$  le laser se trouve au seuil. La condition de stabilité choisie est la valeur de -130 dBm/Hz sur le spectre de RIN (Relative Intensity Noise, bruit d'intensité relatif). On observe ainsi une amélioration du taux de réinjection nécessaire pour commencer à dégrader le rapport signal à bruit supérieur à 30 dB pour certaines puissances émises.

Nous venons d'énumérer les différentes améliorations envisageables dans les structures à boîtes quantiques. En résumé, ces structures présente un intérêt en terme de coût ( possibilité de s'affranchir d'un contrôle en température et d'un isolateur), mais aussi des caractéristiques dynamique intéressantes ( faible chirp, gain différentiel important). Dans la réalité, la réalisation de ces structures fait apparaître de nouvelles caractéristiques qui doivent être prises en compte [34]. On doit ainsi tenir compte de la présence d'une couche de mouillage et de la dispersion en taille des îlots quantiques. Nous allons donc détailler ces deux notions au paragraphe suivant.

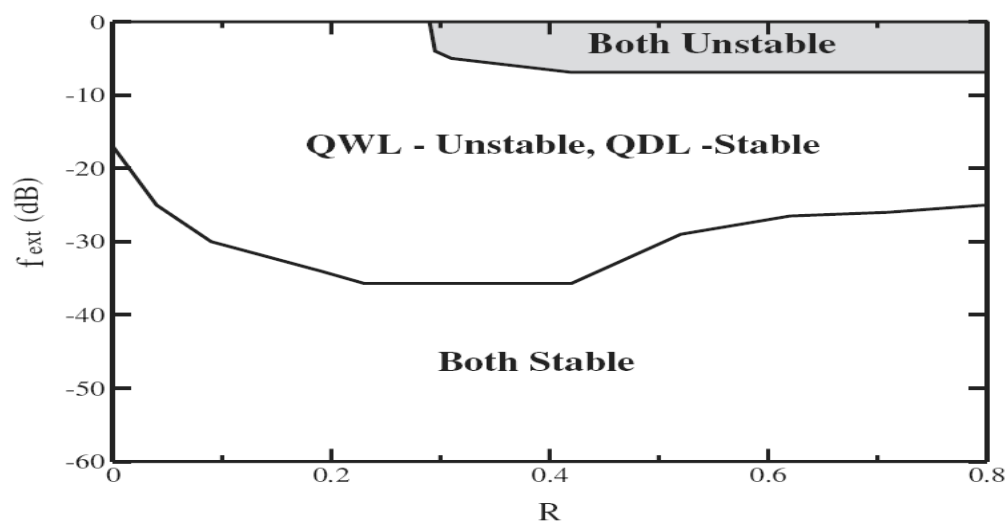


FIGURE 1.7 – Cartographie de la stabilité du laser subissant une contre réaction optique

## 1.3 Caractéristiques physiques des boîtes quantiques

La réalisation des boîtes quantiques est très complexe. Plusieurs méthodes existent telle que la croissance MBE (Moléculaire Beam Epitaxie, épitaxie par jet moléculaire) ou une technique de dépôt MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition, déposition chimique organométallique en phase vapeur). Nous ne détaillerons pas ces aspects propres aux épitaxieurs, le lecteur souhaitant plus d'informations pourra se référer à la référence [9]. Nous nous contenterons ici de présenter les propriétés propres à la réalisations des îlots.

### 1.3.1 La couche de mouillage

Pour obtenir des boîtes quantiques, il convient de réaliser de petits volumes d'un matériau, avec des dimensions d'une dizaine de nanomètres<sup>1</sup> afin de bénéficier de la quantification 0D. En procédant à la croissance tridimensionnelle d'une couche contrainte en compression, il se forme de petits agrégats cohérents de matériaux, les îlots quantiques. On parle de croissance de type Stranski-Krastanow

1. la longueur de référence est ici la longueur d'onde de De Broglie [35]

figure 1.8.

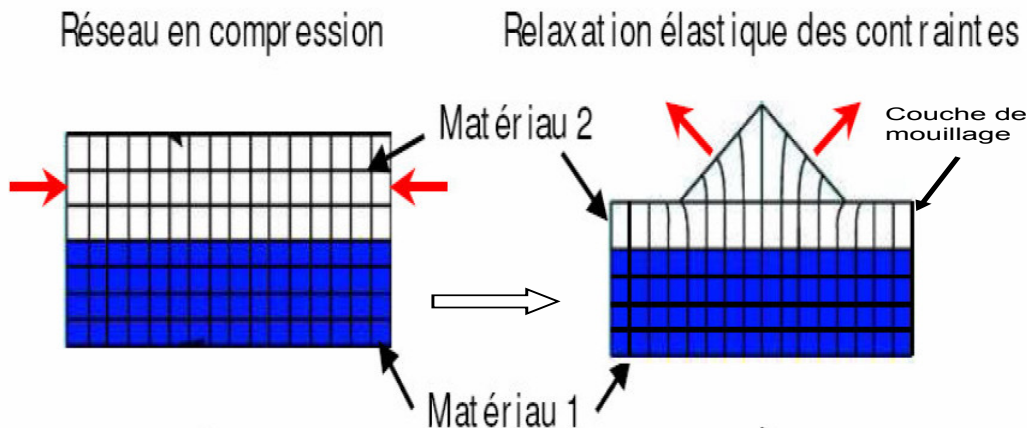


FIGURE 1.8 – Principe de croissance des boîtes quantiques

Le but n'est pas ici d'expliquer de façon précise le principe de fabrication des îlots quantiques. Ce que met en évidence la figure 1.8, c'est la présence d'une couche "résiduelle" (à gauche et à droite de l'îlot quantique). Elle est appelée "couche de mouillage" ou Wetting Layer (WL). Celle-ci s'apparente à un puits quantique et doit être pris en compte pour une meilleure compréhension de ces structures. Le schéma électronique d'un îlot quantique devient alors celui présenté figure 1.9. Nous retrouvons les transitions discrètes propres aux îlots quantiques (transition fondamentale et excitée) auxquelles viennent s'ajouter les transitions propres à la couche de mouillage.

La couche de mouillage intervient dans le fonctionnement des structures à base d'îlots quantiques. Ainsi, dans de nombreux modèles [36],[37], les porteurs sont directement injectés dans la couche de mouillage avant d'être capturés dans les îlots quantiques. Rappelons que beaucoup des propriétés des structures à îlots quantiques reposent sur l'efficacité de l'injection des porteurs. La présence d'une couche de mouillage est donc souvent considérée comme responsable des caractéristiques décevantes d'un composant. Ainsi dans un premier temps, les lasers à îlots quantiques ont montré des caractéristiques dynamiques plus faibles que ce qui était attendu. Une des raisons invoquées est la dynamique de la couche de mouillage et du niveau excité plus lente que celle du niveau fondamental. Ces niveaux servant de réservoir de porteurs pour la transition fondamentale, leurs relatives lenteurs pénalisent le bon fonctionnement dynamique du laser. Des évolutions majeures, telle que le dopage P de la structure ou le couplage par effet tunnel entre le bas de bande d'un puits quantique et l'état fondamental des îlots

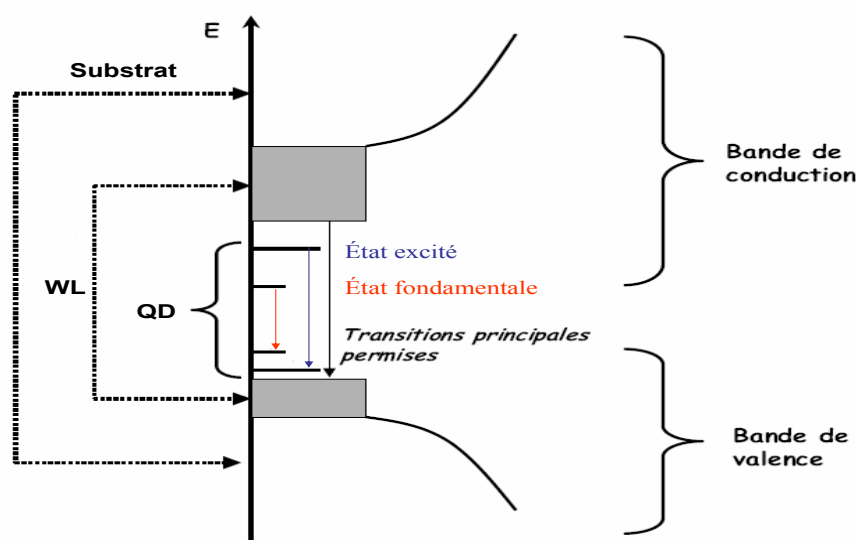


FIGURE 1.9 – Schéma électronique d'un îlot quantique (QD), de sa couche de mouillage (WL) et du substrat

sont des solutions prometteuses pour résoudre ce problème [21],[22],[38].

### 1.3.2 Effet de la dispersion en taille

La technique de croissance de type Stranski-Krastanow est dite auto-organisée. Les îlots de matière se forment spontanément de manière aléatoire produisant à la fois une distribution spatiale (répartition sur un plan) et de dimension (taille géométrique de l'îlot) des îlots quantiques. Cet effet est illustré sur la figure 1.10. Les répartitions aléatoires en position et en taille y sont bien visibles.

Dans la partie précédente, nous avons mis en évidence le lien entre les dimensions d'une boîte quantique et ses niveaux d'énergie. De ce fait, des îlots quantiques n'ayant pas la même taille émettront à des longueurs d'ondes différentes. On observera donc un élargissement de l'émission. Cet élargissement est dit inhomogène. Une illustration de ce phénomène est présentée figure 1.11. Dans le cas d'un système idéal d'une boîte quantique unique, le spectre observé présente une seule raie. Dans le cas d'un système réel, le spectre d'émission présente une largeur inhomogène dû à la contribution des différentes boîtes quantiques. D'autre part, nous avons décrit la densité d'état dans les boîtes quantiques comme étant une succession de diracs. Ce qui doit correspondre à des transitions caractérisées par des largeurs de raie très fines. Ces raies possèdent néanmoins une certaine

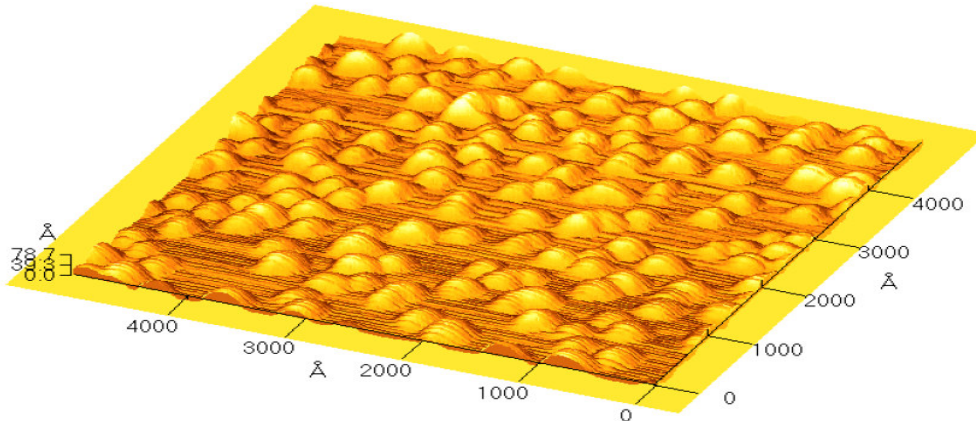


FIGURE 1.10 – Photo AFM réalisée à l’INSA. Plan d’îlots quantiques [8]

largeur définie comme étant l’élargissement homogène de ce système de boîtes quantiques.

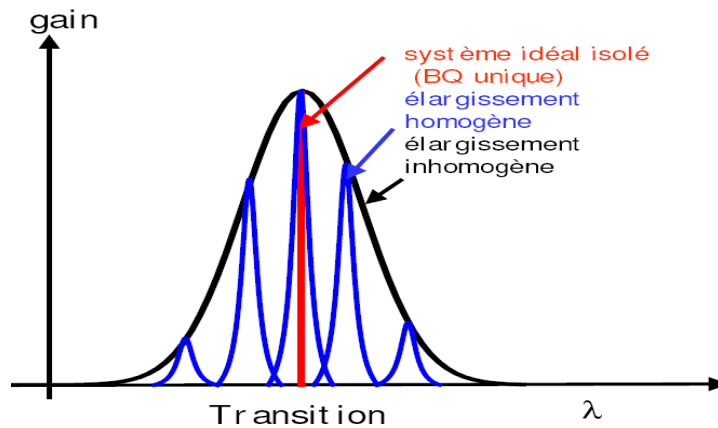


FIGURE 1.11 – Schéma du spectre d’émission d’une structure à îlots quantiques.

Cet élargissement inhomogène a ainsi pu être observé par Sugawara et al [39] à basse température (80K). L’étude de laser à élargissement inhomogène a déjà été réalisé dans les lasers à gaz [40]. Des phénomènes d’instabilité ont alors été observé. Ainsi, Casperson et Yariv ont observé un signal de sortie pulsé de leur laser He-Xe et ceci bien que le pompage ait été maintenu constant [41]. Dans un amplificateur optique, cette élargissement inhomogène présenterait au contraire un intérêt. En effet, dans le cas d’une transmission sur plusieurs canaux (multiplexé en longueur d’onde), l’amplification d’un canal peut venir saturer le gain sur toute la bande d’amplification. De ce fait, l’amplification sur les autres canaux s’en re-

trouve limitée. Dans le cas d'un amplificateur à gain inhomogène, la saturation aura lieu sur une bande restreinte. Elle n'aura pas d'incidence sur l'amplification des autres canaux [8].





# Chapitre 2

## Présentation des lasers caractérisés

Ce chapitre donne quelques premières informations sur les puces lasers que nous allons caractériser. Il permettra ainsi de fixer les objectifs de cette thèse. Nous commencerons par une présentation de ces puces puis nous en présenterons certaines caractéristiques.

### 2.1 Présentation

#### 2.1.1 Les puces lasers

Les lasers que nous allons étudier sont des diodes lasers Fabry-Perot. Ils diffèrent de par leur origine de fabrication et de par leur milieu de gain. Ainsi, nous caractériserons des structures à base d'îlots quantiques (Qdot) issues du réseau européen d'excellence EPIXnet (insa et LPN) et des structures à bâtonnets quantiques (Qdash) issue d'Alcatel-Thales III-V lab. La figure 2.1 présente une photographie de ces différentes puces. Celles-ci ne sont pas conditionnées en boîtier butterfly. Ceci présente l'intérêt de pouvoir mieux définir les conditions d'expérimentations (connaissance des pertes de couplages, possibilité de maintenir la polarisation dès la sortie du laser, accès aux deux faces du laser, absence d'isolateur optique).

Ces puces lasers ont une longueur de l'ordre du millimètre. Pour une facilité de mise en oeuvre, la puce est reportée sur une embase conductrice, dont les dimensions sont de l'ordre de 6\*2mm (Qdash), 8\*2mm (Qdot). La face inférieure de la puce est directement en contact avec le support. Le second contact électrique doit s'effectuer par la partie supérieure de la diode laser. C'est le rôle de la piste d'alimentation reliée à la puce grâce à deux fils d'or "soudés" à la face supérieure de la diode.

Ces lasers vont nous permettre d'effectuer une comparaison des résultats obtenus

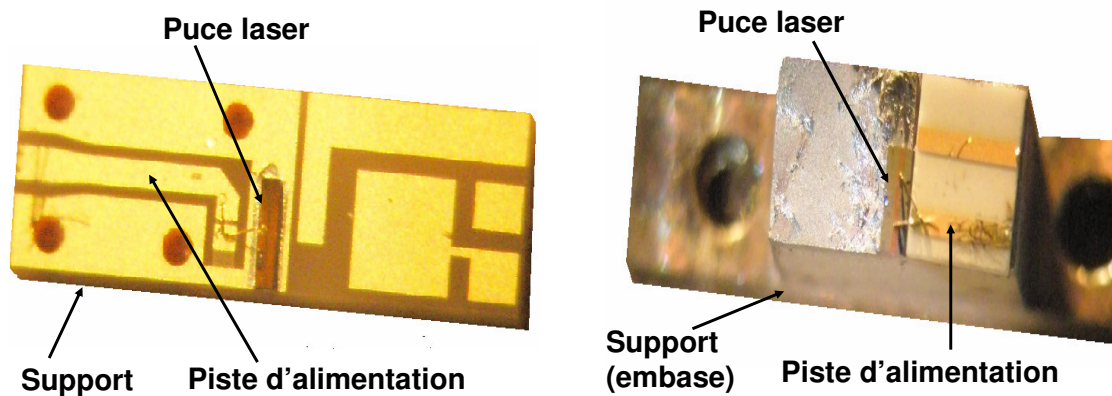


FIGURE 2.1 – Photographies d’une puce laser à Qdash (à gauche) et d’une puce à îlots quantiques (à droite)

sur des structures à îlots quantiques et à bâtonnets quantiques. Il faudra cependant garder à l’esprit que ces lasers ne présentent pas les mêmes structures. Ainsi, les îlots quantiques sont réalisés sur des structures ridge alors que les bâtonnets quantiques sont réalisés sur des structures à guide enterré. Par ailleurs, nous disposons de Qdash de même structure mais présentant un nombre de plans de bâtonnets quantiques différents (3 plans et 9 plans). Le premier but d’une augmentation du nombre de plan est d’augmenter le gain des lasers. Néanmoins, les effets introduits par une modification du nombre de plan fait encore l’objet d’études.

### 2.1.2 Mise en oeuvre

La qualité des expériences réalisées dépend avant tout du montage adopté pour la mise en oeuvre de ces puces lasers. Aux cours de nos travaux, un seul montage est utilisé. Ce montage est disposé sur une dalle de marbre montée sur coussins d’air afin de minimiser les vibrations mécaniques. Ce montage est par ailleurs disposé à l’intérieur d’une boîte en bois dont les parois sont recouvertes d’une mousse afin de limiter les perturbations acoustiques, thermiques (courant d’air par exemple) ou lumineuses.

Comme présenté figure 2.1, les puces lasers n’ont pas toutes la même embase (différence de hauteur de l’ordre de 3 mm). En conséquence, le montage utilisé possède des degrés de liberté de positionnement. Ainsi, le support d’embase peut être adapté en hauteur et la platine de translation trois axes selon la largeur. Un système de pointeur électrique permet d’alimenter en courant la puce. Il est ici important de polariser correctement le courant d’alimentation. L’observation de la diode à Qdash sur la photographie 2.1 nous permet de voir par transparence le

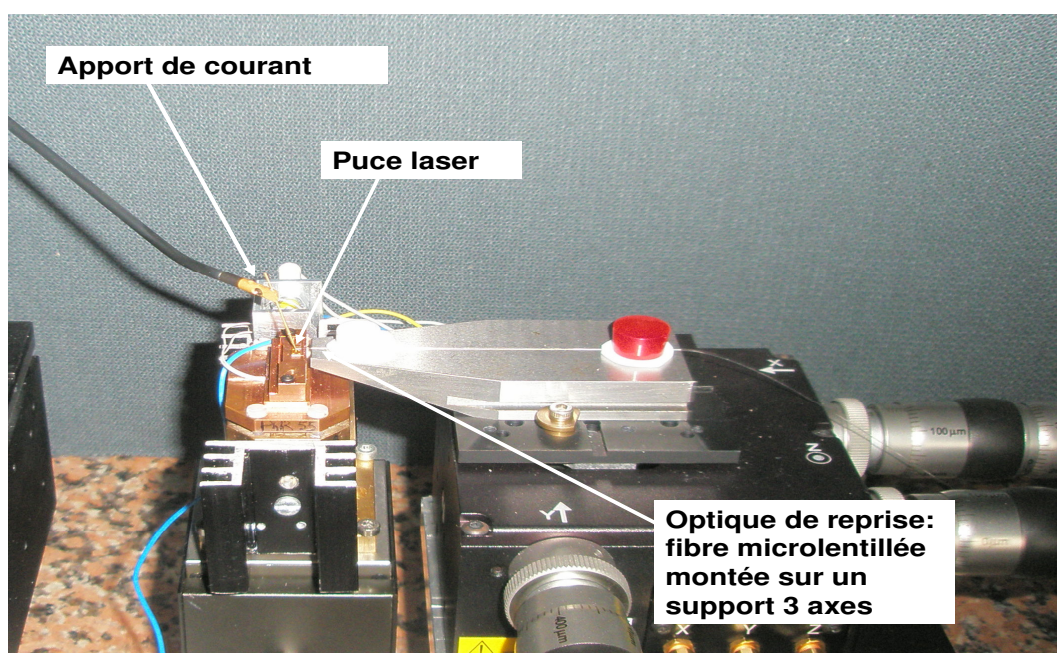


FIGURE 2.2 – Photographie du montage

guide optique. Le matériau de type p est transparent dans le visible, à l'inverse du matériau de type n. Nous pouvons donc en déduire que le matériau de type p est au dessus : la diode est dite p-side up. Cette observation est très utile pour l'alimentation électrique de nos lasers. En effet, la masse étant sur notre montage en-dessous, nous en déduisons qu'il faudra appliquer une tension positive à la partie supérieure du laser. Une autre façon de s'assurer que la diode est polarisée correctement, consiste à vérifier la tension aux bornes de celle-ci. Dans le cas où le laser n'est pas polarisé correctement, on observera une nette augmentation de la tension aux bornes de celle-ci en augmentant le courant.

Une fois encore, le système de pointe électrique possède une tolérance de positionnement permettant de s'adapter aux différentes puces lasers. Ceci nous évite ainsi de devoir démonter le montage pour chaque nouvelle puce.

Le montage est par ailleurs constitué d'un support en cuivre thermiquement régulé<sup>1</sup>, ce qui permet une grande stabilité de la longueur d'onde d'émission laser. Enfin, le couplage optique est assuré par une fibre microlentillée, ce qui nous permet d'obtenir des pertes de couplage de l'ordre de 3dB.

1. La régulation est effectuée grâce à l'association d'un élément Peltier, d'une thermistance, d'un radiateur et d'un circuit d'asservissement électronique.

## 2.2 Caractéristiques

Nous allons présenter ici des mesures préalables effectuées sur nos puces lasers. La première mesure consiste en la réalisation de la courbe caractéristique puissance optique en fonction du courant, courbe traditionnellement appelée P(I). Cette courbe nous permet de déduire le courant de seuil du laser ainsi que son efficacité<sup>2</sup>. Un exemple de telle courbe est montré figure 2.3.

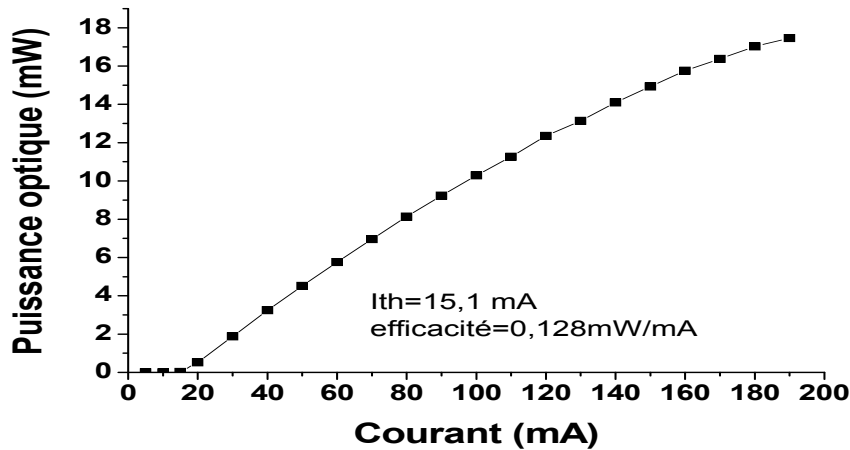


FIGURE 2.3 – Caractéristiques puissances optique en fonction du courant

Laser	courant de seuil	efficacité
Laser #9 (Qdash 9 plans)	47 mA	0,15 mW/mA
Laser #12 (Qdash 9 plans)	42 mA	0,066 mW/mA
Laser #16 (Qdash 3 plans)	15 mA	0,128 mW/mA
Laser #22 (Qdash 3 plans)	14,5mA	0,15 mW/mA
Laser Epix (Qdot)	46mA	0.1mW/mA

TABLE 2.1 – courant de seuil et efficacité des lasers

Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 3.2. Sans faire une étude poussée sur cet aspect, on peut noter que le courant de seuil est plus élevé dans les Qdash à 9 plans que dans les lasers Qdash à trois plans. Ce résultat se retrouve dans les travaux effectués au laboratoire FOTON insa [42].

La figure 2.4 présente les spectres classiques observés sur le laser Qdash #16 à deux fois le seuil et 10 fois le seuil. La longueur centrale du spectre se trouve ici en limite de bande C (autour de 1529 nm). Dans le cas des lasers Qdash à 9 plans, le

2. Il s'agit de la pente de la partie linéaire de la caractéristique

spectre est davantage centré autour de 1545 nm. L'intervalle spectral libre (ISL) de l'ensemble des lasers Qdash est de l'ordre de 40 GHz.

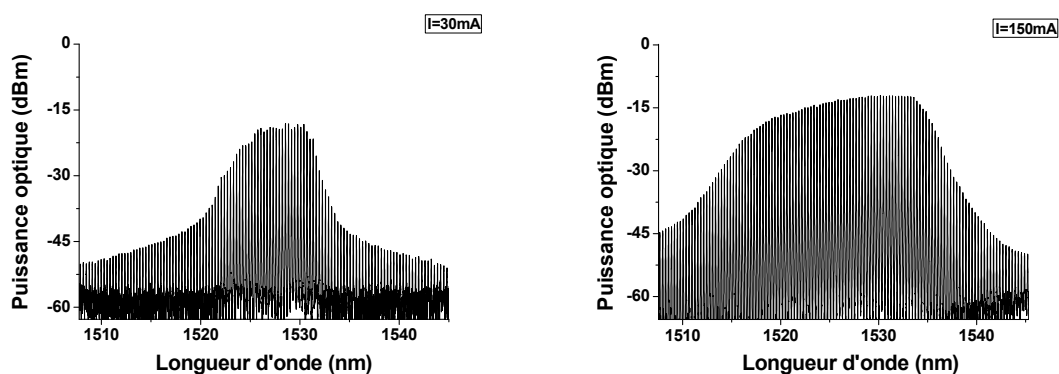


FIGURE 2.4 – Spectres optiques du laser #16 à 30mA et 150mA.

La variation du courant modifie peu la longueur d'onde centrale du spectre mais élargit notablement celui-ci. Notons enfin que ces spectres ne présentent pas une symétrie de la courbe de gain remarquable. Les spectres observés sur le laser Qdot sont plus inattendus. On retrouve un ISL autour de 40 GHz. Cependant, comme présenté figure 2.5, nous observons à 100 mA, la présence de deux familles de modes. En augmentant le courant, ces familles se rapprochent en s'accompagnant d'une augmentation de l'émission spontanée. La figure réalisée sur un ana-

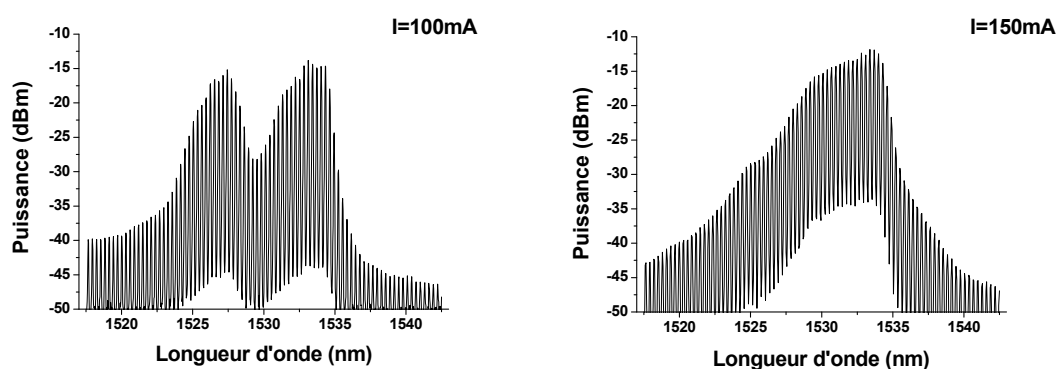


FIGURE 2.5 – Spectres optiques du laser à îlots quantiques à 100mA et 150mA.

lyseur de spectre optique de résolution 10 MHz montre bien qu'il s'agit de deux familles de modes et non d'une contre réaction optique. On observe alors la superposition de ces deux familles. Comme nous le verrons par la suite, ceci se traduira par un pic de battement sur les spectres électriques. La présence de ces deux familles de modes pourrait s'expliquer de différentes manières :

- Présence de modes de polarisation.
- Présence de modes transverses.
- Familles liées à un état fondamental et excité.
- Présence de deux populations d'îlots quantiques.

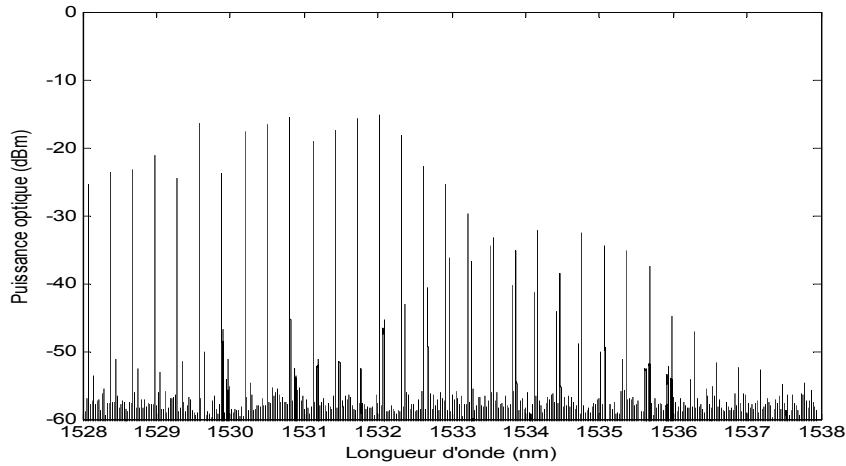


FIGURE 2.6 – Spectre optique d'un laser à îlots quantiques à 150 mA.

L'étude en polarisation et en champ lointain a montrée que le laser est mono-mode en polarisation ( $TE^3$ ) et monomode transverse, comme présenté figure 2.7, 2.8.

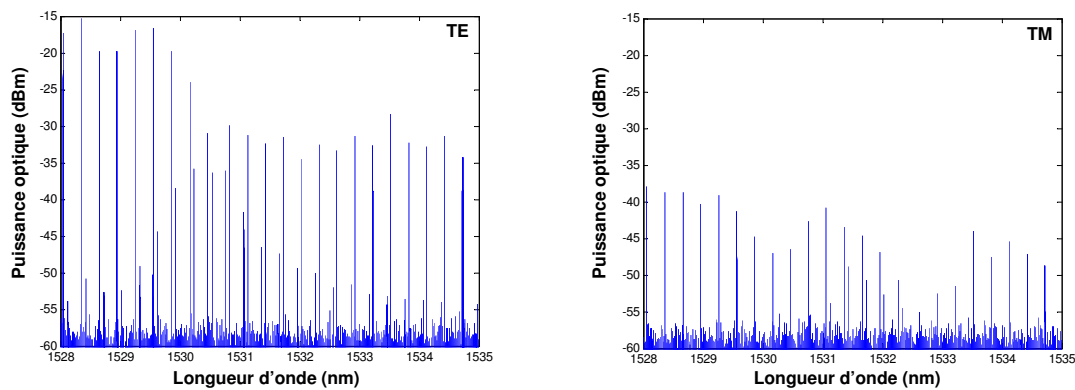


FIGURE 2.7 – Spectres optiques du laser à îlots quantiques TE et TM.

Par ailleurs, l'écart observé dans la littérature entre la transition fondamentale et excitée est davantage de l'ordre d'une centaine de nanomètre [8]. Ici l'écart inférieur à 8 nm (trop proche) entre les deux familles ne peut être l'évidence d'un

3. La polarisation TE est définie comme parallèle au plan de croissance des îlots quantiques

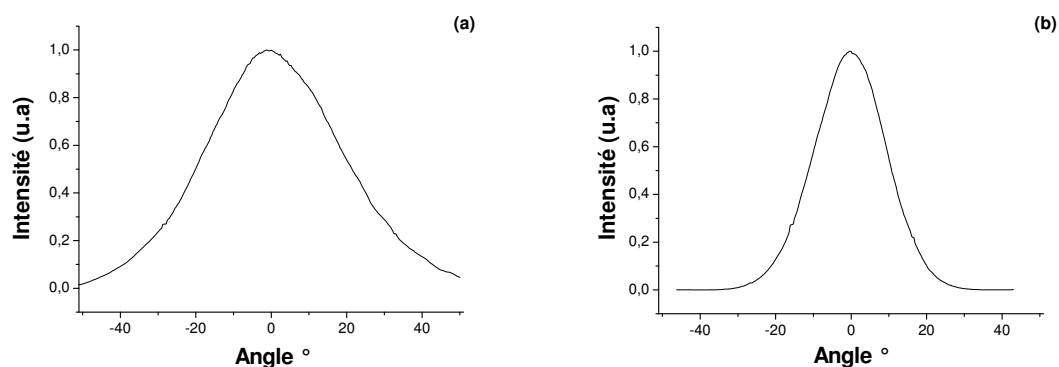


FIGURE 2.8 – Mesure en champ lointain dans le plan perpendiculaire (a) et parallèle(b) ( $T=25^\circ$ ,  $I=110\text{mA}$ ).

état excité. Il nous semble donc que la présence de deux populations d'îlots soit l'explication la plus plausible.

## 2.3 Conclusion

Nous venons, dans ce chapitre, de présenter les lasers sur lesquelles notre étude portera. Nous disposons ainsi de lasers à îlots quantiques et à bâtonnets quantiques. Nous allons nous intéresser par la suite au bruit d'amplitude dans ces structures. Nous compléterons ensuite notre étude par l'injection optique. L'ensemble de ces lasers va nous permettre de comparer objectivement les résultats obtenus par rapport aux attentes pour ce type de structure. Nous pourrons aussi comparer les résultats obtenues dans des QDash et Qdot. Et observer les effets induits par une modification du nombre de plans dans les Qdash.





**Deuxième partie**

**Le bruit d'amplitude**



---

LE bruit est un terme générique en physique traduisant la modification d'un signal quelconque par des perturbations extérieures, la plupart du temps de façon aléatoire. Les lasers n'échappent pas à cette règle. Certaines de leurs propriétés qui peuvent paraître constantes à certaines échelles, présentent en fait de légères variations. L'amélioration de la qualité de fabrication des lasers et des dispositifs de régulation de l'énergie de pompe (optique ou électrique) permettent maintenant de réduire ces fluctuations jusqu'à des valeurs imposées par la physique même des phénomènes entrant en jeu.

Le bruit d'amplitude entraîne donc une dégradation du signal qu'est la puissance optique. Ainsi, pour certaines applications en télécommunications, l'amplitude de ce bruit, exprimée par le RIN (Relatif Intensity Noise) ne doit pas dépasser certaines valeurs. Par exemple, dans le cas des transmissions analogiques, très sensibles à la puissance du signal, le bruit ne doit pas dépasser celui du bruit de grenaille. Ce dernier étant invariablement présent car directement issu de la détection du signal optique. Si le bruit d'amplitude est un inconvénient que l'on cherche à éliminer dans certaines applications, il n'est pas moins porteur d'informations sur la structure du laser. Les processus aléatoires menant à l'émission spontanée dans la cavité laser ainsi que la variation de la densité de porteurs dans le cas des lasers à semi-conducteurs sont les principales causes de la présence de bruit dans les lasers. Ils vont induire certaines caractéristiques au bruit d'amplitude qui pourront être utilisées afin de caractériser le laser et de connaître certains de ces paramètres tels que la fréquence de relaxation, l'amortissement ou encore le taux d'émission spontanée.

Cette partie est divisée en quatre chapitres. Ainsi, nous commencerons par présenter une modélisation du bruit d'amplitude dans les lasers à îlots quantiques. Puis nous présenterons le principe de la mesure du bruit d'amplitude. Nous aborderons ensuite les notions propres au bruit dans les lasers multi-fréquences. Nous terminerons par une présentation des résultats expérimentaux obtenus.



# Chapitre 3

## Modélisation du bruit d'intensité

Nous présentons dans ce chapitre une modélisation du bruit d'intensité dans les structures de faible dimensionnalité. Cette étude théorique passe d'abord par le choix d'un modèle pour décrire le fonctionnement de ces lasers. Il est ensuite nécessaire d'établir les solutions stationnaires du système qui apparaîtront dans l'expression du bruit d'intensité. Une étude dynamique permet de faire ressortir l'expression de la fréquence de relaxation et du coefficient d'amortissement. Enfin, l'introduction des forces de LANGEVIN, permet d'arriver à l'expression du bruit d'intensité. Toutefois, nous commencerons par revenir sur l'expression du bruit d'intensité dans les lasers massifs de façon à pouvoir en faire une comparaison.

### 3.1 Le bruit d'intensité dans laser à semi-conducteur massif

#### 3.1.1 Généralités

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. Si ces perturbations sont éliminées, le laser continuera à présenter des variations d'amplitude intrinsèque à son fonctionnement.

L'émission spontanée est la principale cause du bruit d'intensité. Ce phénomène est indispensable car il génère les premiers photons qui seront "dupliqués" par 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.

$$\langle F_i(t) \rangle = 0$$

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

$$\langle F_i(t)F_j(t') \rangle = 2D_{ij}\delta(t - t')$$

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 moyenne nulle. Prenons 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, on peut 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 initiale. Ce phénomène est l'origine de l'élargissement de la raie laser.

Les cas de l'intensité laser et 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.

### 3.1.2 Description du spectre du bruit théorique

Le bruit d'amplitude est déduit des équations d'évolution auxquelles nous venons rajouter les forces de LANGEVIN. On préfère cependant se ramener à l'expression du bruit d'intensité relatif (RIN). Le RIN correspond à la moyenne du carré des fluctuations de puissance optique sur la puissance optique moyenne au

carré. Il s'exprime sous la forme<sup>1</sup> [50] :

$$RIN(\omega) = \frac{\langle |\delta S(\omega)|^2 \rangle}{S_0^2} = \frac{A + B\omega^2}{(\omega_r^2 + \Gamma_r^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2\Gamma_r^2} \quad (3.1)$$

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).

Le terme B est plus simple et est associé à la contribution du bruit de photons :

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

$\omega_r$  et  $\Gamma_r$  correspondent respectivement à la pulsation de relaxation et au taux d'amortissement. La figure 3.1 donne une simulation du RIN. Le niveau de bruit aux basses fréquences est lié au bruit électronique (fluctuations de porteurs). Aux plus hautes fréquences, on observe un pic de résonance. La partie "montante" du pic est liée au bruit de photons. La partie "descendante" du pic est liée au taux d'amortissement. Ainsi, le pic de résonance est d'autant plus "atténué" que le taux d'amortissement est important.

La position du pic de résonance est souvent associée à la fréquence de relaxation. Elle dépend aussi du taux d'amortissement. :

$$\omega_{max}^2 \approx \omega_r^2 + \Gamma_r^2$$

Notons enfin que la pulsation de relaxation et le taux d'amortissement s'exprime selon [50] :

$$\Gamma_r = \frac{1}{2}v_g g_0 \Gamma \tau \left( \frac{I}{q} - \frac{N_t}{\tau} \right) \quad (3.2)$$

$$\omega_r^2 = v_g g_0 \Gamma \left( \frac{I}{q} - \frac{N_t}{\tau} \right) - \frac{1}{4}v_g^2 g_0^2 \Gamma^2 \tau^2 \left( \frac{I}{q} - \frac{N_t}{\tau} \right)^2 - \frac{1}{\tau \tau_p} \quad (3.3)$$

avec  $N_t$  la densité de porteur à la transparence,  $\Gamma$  le confinement optique, I le courant électrique,  $v_g$  la vitesse de groupe,  $\tau$  le temps de vie des porteurs et  $g_0$  le gain différentiel. Le taux d'amortissement présente une évolution linéaire par rapport au courant et dépend du gain différentiel.

Le carré de la fréquence de relaxation présente une évolution linéaire en fonction du taux de pompage. Pour de plus forts courants, le terme principal est concurrencé par un terme quadratique tendant à réduire la valeur obtenue.

1. Cette expression est valable aussi bien pour les lasers à semi-conducteurs que pour les lasers à 2,3,4 niveaux.



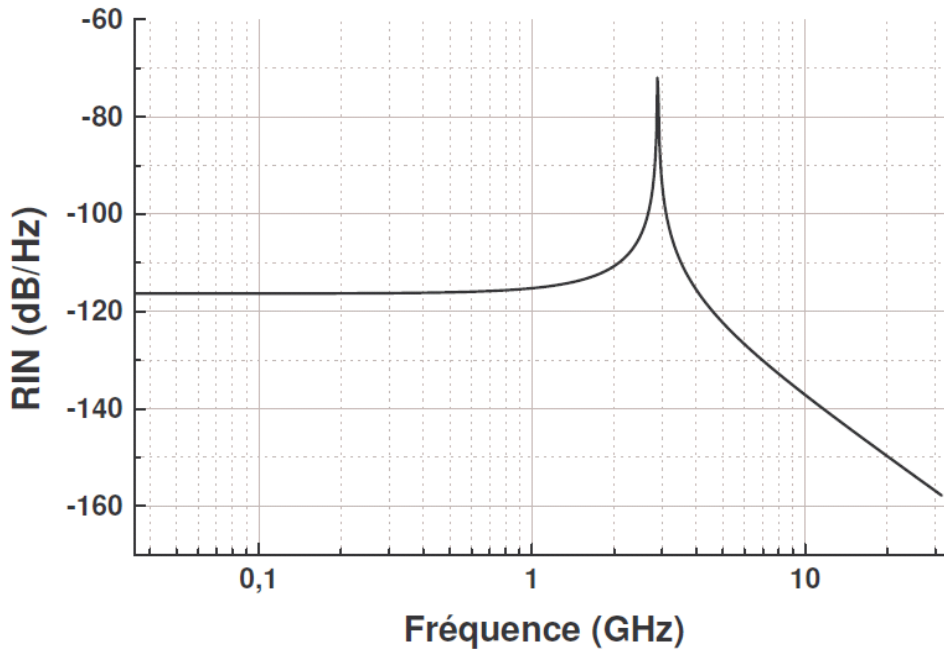


FIGURE 3.1 – Simulation du RIN d'un laser à semi-conducteur.

## 3.2 Le bruit d'intensité dans les lasers à îlots quantiques

### 3.2.1 Équations d'évolution

Le fonctionnement des lasers à îlots quantiques n'est pas simple. Comme nous l'avons décrit au chapitre 1, plusieurs notions viennent compliquer leurs compréhensions. Il s'agit notamment de la présence d'une couche de mouillage et de la largeur inhomogène résultant de la dispersion en taille. De ce fait, les équations d'évolutions s'éloignent des équations considérées pour un laser massif. Nous nous proposons dans cette section de présenter différents modèles décrivant le fonctionnement de ces structures. Ces modèles se différencient par les simplifications réalisées ainsi que par les grandeurs considérées.

#### Équations d'évolution tenant compte de la largeur inhomogène

Le modèle que nous présentons est tiré des travaux de Sugawara [43]. La figure 3.2 donne un schéma du fonctionnement des îlots quantiques considérés.

Les porteurs injectés sont d'abord diffusés dans le substrat, puis relaxent dans

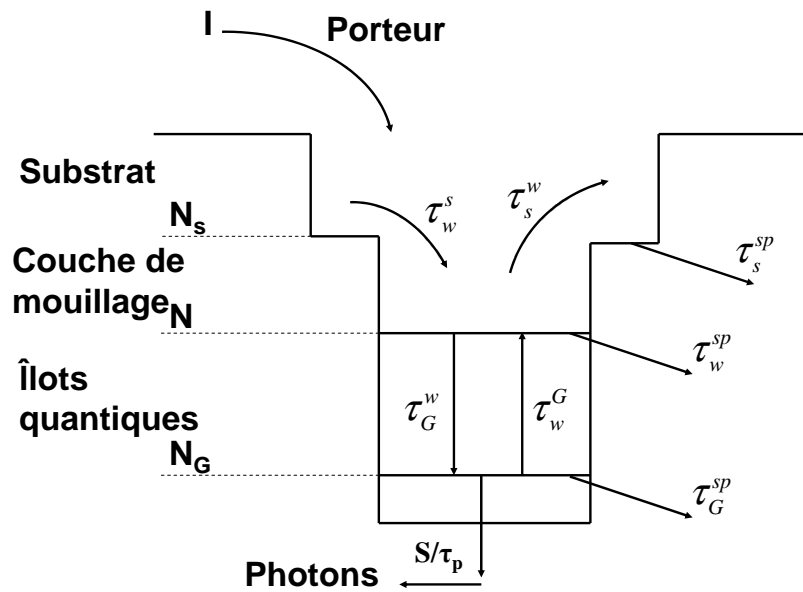


FIGURE 3.2 – Description du système énergétique et des transitions décrites par un modèle de Sugawara et al [43]

la couche de mouillage. Ils relaxent ensuite dans les îlots quantiques. Ici seul l'état fondamental est considéré.

Nous nous plaçons par ailleurs dans le cas d'un laser multimode. Nous considérons aussi la dispersion en taille. On introduit donc 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 3.1 résume l'ensemble des paramètres considérés.

On suppose que toutes les populations d'îlots quantiques se peuplent en même temps, en proportion du nombre d'îlots quantiques dans chacun des cas. La dispersion en taille est supposée gaussienne. On définit cette distribution par :

$$G(E - E_{cv}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\xi_0^2}} e^{-[(E - E_{cv})^2 / 2\xi_0^2]}$$

Avec  $E_{cv}$  l'énergie centrale de la transition fondamentale. Cette expression définit l'élargissement de la raie inhomogène. Le gain est alors défini comme proportionnel au produit de convolution de la largeur inhomogène et homogène (défini par une lorentzienne). Avant d'introduire les équations d'évolution, nous allons définir les deux notations suivantes :

- $N_D G_n = N_D G(E_n - E_{cv}) \Delta E$  représente la densité d'îlots quantiques du  $n^{ieme}$  groupe (d'énergie  $E_n$ ) avec  $N_D$  la densité d'îlots quantiques considérés et  $\Delta E$

Paramètres	Définition
$N_s$	Nombre de porteurs de la couche de confinement optique (substrat)
$N$	Nombre de porteurs dans la couche de mouillage
$N_{G^n}$	Nombre de porteurs de la $n^{ime}$ population d'îlots quantiques
$I$	Courant de pompe
$\tau_w^s$	Temps de capture des porteurs du substrat vers la couche de mouillage
$\tau_s^w$	Temps d'échappement des porteurs de la couche de mouillage
$\tau_s^{sp}$	Temps vie radiatif du substrat
$\tau_G^w$	Temps de capture des porteurs de la couche de mouillage vers l'état fondamental des îlots quantiques
$\tau_w^G$	Temps d'échappement des porteurs de l'état fondamental
$\tau_w^{sp}$	Temps vie radiatif de la couche de mouillage
$\tau_G^{sp}$	Temps vie radiatif de l'état fondamental
$\tau_p$	Temps vie des photons
$S_m$	Densité de photons de mode $m^{ime}$ optique

TABLE 3.1 – Principaux paramètres du modèle de Sugawara [43]

l'écart énergétique entre modes optiques adjacents fixé par les paramètres géométriques de la cavité.

- $P_n = \frac{N_n}{2N_D V_a G_n}$  détermine la probabilité d'occupation du  $n^{ime}$  groupe d'îlots quantiques avec  $V_a$  le volume de la zone active.

Les équations d'évolution du système s'écrivent alors selon le système d'équations non-linéaires couplées suivant :

$$\frac{dN_s}{dt} = \frac{I}{q} - \frac{N_s}{\tau_w^s} - \frac{N_s}{\tau_s^{sp}} + \frac{N}{\tau_s^w} \quad (3.4)$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N_s}{\tau_w^s} - \frac{N}{\tau_w^{sp}} - \frac{N}{\tau_s^w} - \frac{N_{G^n}}{\tau_G} + \sum_n \frac{N_{G^n}}{\tau_w^{G^n}} \quad (3.5)$$

$$\frac{dN_n}{dt} = G_n \frac{N}{\tau_{G^n}} - \frac{N_n}{\tau_{G^n}^{sp}} - \frac{N_n}{\tau_w^{G^n}} - \frac{c\Gamma}{n_r} \sum_m g_{mn} S_m \quad (3.6)$$

$$\frac{dS_m}{dt} = \frac{\beta_{sp} N_{G^n}}{\tau_{G^n}^{sp}} - \frac{S_m}{\tau_p} + \frac{c\Gamma}{n_r} S_m \sum_n g_{mn} \quad (3.7)$$

Où  $\beta_{sp}$  est l'efficacité de couplage avec le guide optique de l'émission spontanée.  $\overline{\tau_G}$  est la moyenne pondérée des taux de relaxation de la couche de mouillage vers le niveau fondamental des  $n$  populations d'îlots. Et  $g_{mn}$  le gain optique linéaire par lequel le groupe  $n$  d'îlots quantiques donne le mode optique  $m$ . Notons que ce gain est proportionnel à  $(2P_n - 1)$ . Ce modèle s'intéresse entre autre au rapport entre la largeur homogène et inhomogène du gain. L'élargissement homogène dépend de la température. Ainsi, si la largeur homogène est suffisamment faible (température faible) devant la largeur inhomogène, chaque population favorisera

l'émission sur un mode différent. Dans le cas où la largeur homogène est suffisamment grande, l'émission laser n'aura lieu que sur un mode.<sup>2</sup>

### Équations d'évolution tenant compte de la transition fondamentale et excitée

Il est possible de limiter la dispersion en taille dans les structures à îlots quantiques [44]. Le modèle que nous présentons modélise alors le fonctionnement des structures à îlots quantiques selon le schéma présenté figure 3.3 en ne tenant pas compte de la dispersion en taille.

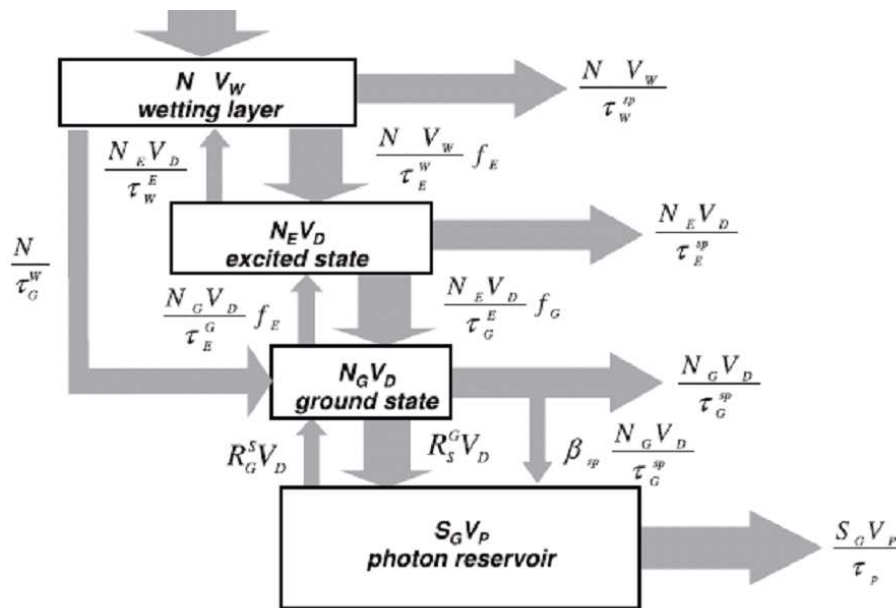


FIGURE 3.3 – Représentation schématique des transitions décrites par le modèle de Veselinov [44]

Nous conservons des notations comparables aux notations précédentes,  $N$ ,  $N_G$ ,  $N_E$  correspondant respectivement à la densité de porteurs dans la couche de mouillage, au niveau de la transition fondamentale ainsi qu'au niveau de la transition excitée. On introduit le volume total d'îlots quantiques  $V_D$  ainsi que le volume de la couche de mouillage  $V_w$ . Un volume du réservoir de photons est aussi défini à partir du facteur de confinement optique :

$$\Gamma = \frac{V_a}{V_p}$$

2. Le lecteur souhaitant plus d'informations pourra se référer à la référence [43].

avec  $V_a$  le volume de la zone active. Par ailleurs, les porteurs injectés dans la couche confinement optique (substrat) sont capturés très rapidement dans la couche de mouillage. On suppose donc que les porteurs sont directement injectés dans la couche de mouillage. Le système d'équations d'évolution donne alors :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{G}{V_w} + \frac{N_E V_D}{\tau_w^E V_w} - \frac{N_w}{\tau_E^w} f_E - \frac{N_w}{\tau_G^w} f_G - \frac{N_w}{\tau_w^{sp}} \quad (3.8)$$

$$\frac{dN_E}{dt} = \frac{N_w V_w}{\tau_E^w V_D} f_E + \frac{N_G}{\tau_E^G} f_E - \frac{N_E}{\tau_w^E} - \frac{N_E}{\tau_G^E} f_G - \frac{N_E}{\tau_E^{sp}} \quad (3.9)$$

$$\frac{dN_G}{dt} = \frac{N_w V_w}{\tau_G^w V_D} f_G + \frac{N_E}{\tau_G^E} f_G - \frac{N_G}{\tau_E^G} f_E - \frac{N_G}{\tau_G^{sp}} - \Gamma v_g g_0 (N_G - 2N_D) S \quad (3.10)$$

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma v_g g_0 (N_G - 2N_D) S - \frac{S}{\tau_p} + \beta_{sp} \Gamma \frac{N_G}{\tau_G^{sp}} \quad (3.11)$$

avec  $v_g$  la vitesse de groupe et  $g_0$  le gain différentiel. Ce modèle tient compte de la présence d'une transition fondamentale et excitée. On introduit par ailleurs  $f_E$  et  $f_G$  les probabilités de trouver des places vides dans l'état excité et fondamental. Les porteurs sont directement injectés dans la couche de mouillage. Ils sont ensuite capturés dans la transition excitée et fondamentale. Les porteurs de la transition excitée relaxent par la suite vers la transition fondamentale. La génération de photons est décrite dans la quatrième équation. Elle correspond à la différence entre le taux d'émission stimulée  $R_S^G$  et l'absorption  $R_G^S$  :

$$R_S^G - R_G^S = v_g g_0 (N_G - 2N_D) S$$

Ce modèle reste relativement compliqué pour une première étude du bruit d'intensité. Nous nous orienterons donc vers un modèle plus simple, dans lequel nous retrouverons des notations plus proches de celles présentées dans un laser massif.

### Équations d'évolution simplifiées

Le modèle présenté néglige l'influence de la largeur inhomogène et de la présence d'une transition excitée. Il est tiré des travaux de Huyet [45]. Ce modèle reprend de façon simplifiée les équations formulées par Uskov et al [46]. On retrouve les idées générales présentées dans les modèles précédents. Nous utiliserons cependant des notations différentes :

- Les porteurs sont injectés directement dans la couche de mouillage.
- On introduit la probabilité d'occupation d'un îlot quantique  $\rho$ .
- En général le taux de capture des électrons et des trous est différent. De fait il en est de même pour la probabilité d'occupation des électrons et des trous dans les îlots quantiques. Cette différence est négligée.

Nous obtenons alors les équations couplées suivantes :

$$\frac{dS}{dt} = \frac{-S}{\tau_p} + g_0 v_g (2\rho - 1) S \quad (3.12)$$

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{-\rho}{\tau_d} - v_g \sigma (2\rho - 1) S + F(N_w, \rho) \quad (3.13)$$

$$\frac{dN_w}{dt} = \frac{J}{q} - \frac{N_w}{\tau_N} - 2F(N_w, \rho) \quad (3.14)$$

$N_w$  représente ici le nombre de porteurs dans la couche de mouillage par îlot quantique.  $\tau_N$  et  $\tau_d$  sont respectivement les temps de vie des porteurs dans la couche de mouillage et dans un îlot quantique.  $J$  correspond au courant de pompe par îlot quantique.  $\sigma$  est la section efficace d'interaction entre les porteurs d'un îlot avec le champ électrique.  $g_0$  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. Nous négligerons ce dernier terme par la suite. Ce dernier modèle est plus simple que les précédents. Il semble plus adapté à une première modélisation du bruit d'amplitude.

### 3.3 Étude du système

L'obtention des équations d'évolution d'un laser à îlots quantiques vont nous permettre d'étudier son comportement vis à vis du bruit d'amplitude. Pour une telle étude, il est nécessaire de passer par l'étude des solutions stationnaires qui nous permettra d'obtenir certaines grandeurs importantes pour la suite.

#### 3.3.1 Solutions stationnaires

Les caractéristiques lasers peuvent être définies pour un point de fonctionnement donné. Les paramètres n'évoluant plus dans le temps, les dérivées temporelles s'annulent donc. Ainsi l'équation (3.12) donne la probabilité d'occupation d'un îlot  $\rho_0$  au dessus du seuil :

$$\rho_0 = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{1}{v_g g_0 \tau_p} \right) \quad (3.15)$$

Notons que  $\rho_0$  est toujours supérieure à  $1/2$  quelque soient les valeurs des paramètres. La probabilité d'occupation est par ailleurs d'autant plus faible que le gain différentiel et le temps de vie des photons sont important. Pour alléger les notations, on considérera par la suite  $g = v_g g_0 \tau_p$ . L'équation (3.14) permet d'obtenir le nombre de porteur dans la couche de mouillage :

$$N_{w0} = \frac{J}{q \left( \frac{1}{\tau_N} + C \left( 1 - \frac{1}{g} \right) \right)} \quad (3.16)$$

Le nombre de porteurs dans la couche mouillage est donc proportionnel au courant de pompe. Il diminue logiquement si le taux de capture dans les îlots quantiques augmente. L'expression de l'intensité  $S_0$  peut se déduire de l'équation (3.13) et des expressions précédentes :

$$S_0 = \frac{\frac{-\rho_0}{\tau_d} + \frac{J}{q \left( 2 + \frac{1}{\tau_N C (1 - \rho_0)} \right)}}{v_g \sigma (2\rho_0 - 1)} \quad (3.17)$$

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

$$J_{th} = \frac{\rho_0}{\tau_d} q \left( 2 + \frac{1}{\tau_N C (1 - \rho_0)} \right) \quad (3.18)$$

Soit :

$$S_0 = \frac{g}{2v_g q \left( 1 + \frac{1}{C \tau_N (1 - g^{-1})} \right)} (J - J_{th}) \quad (3.19)$$

### 3.3.2 Étude dynamique

Les solutions stationnaires permettent d'obtenir les valeurs de l'intensité, du nombre de porteurs dans la couche de mouillage ainsi que de la probabilité d'occupation d'un îlot pour un taux de pompage donné. 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. On introduit de petites perturbations  $\delta N$ ,  $\delta \rho$  et  $\delta S$  aux solutions stationnaires. On obtient ainsi :

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

Nous réinjectons ces expressions dans les équations d'évolution du système. En négligeant les termes d'ordre 2 devant ceux d'ordre 1, les équations s'écrivent :

$$\frac{d\delta I}{dt} = 2g_0v_g I_0 \quad (3.20a)$$

$$\frac{d\delta\rho}{dt} = -v_g\sigma(2\rho_0 - 1)\delta I + C(1 - \rho_0)\delta N_w \quad (3.20b)$$

$$\frac{d\delta N_w}{dt} = \left( -\frac{1}{\tau_N} - 2C(1 - \rho_0) \right) \delta N_w + 2CN_{w0}\delta\rho \quad (3.20c)$$

Ces équations permettent de remonter à la fréquence de relaxation et au taux d'amortissement. Le système de trois équations est cependant plus difficile à résoudre.<sup>3</sup>

### 3.3.3 Modélisation du bruit d'amplitude

La modélisation du bruit d'amplitude passe par deux étapes : La transposition du système (3.20) dans le domaine des fréquences et l'introduction des forces de LANGEVIN. Nous aboutissons au système :

$$i\omega\delta S(\omega) = a\delta\rho(\omega) + f_S(\omega) \quad (3.21)$$

$$i\omega\delta\rho(\omega) = b\delta\rho(\omega) + c\delta N_w(\omega) + d\delta I(\omega) + f_\rho(\omega) \quad (3.22)$$

$$i\omega\delta N_w(\omega) = e\delta N_w(\omega) + h\delta\rho(\omega) + f_N(\omega) \quad (3.23)$$

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

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

On obtient facilement de l'équation (3.21) l'évolution spectrale de la variation de la probabilité d'occupation des îlots quantiques en fonction de celle de la densité de photons.

$$\delta\rho = \frac{i\omega\delta S - f_S}{a} \quad (3.25)$$

3. Une résolution du système est présentée en référence [34], elle montre notamment que la fréquence de relaxation dépend de la racine carré du taux de pompage et que le taux d'amortissement présente une évolution linéaire en fonction du taux de pompage.



L'équation (3.23) donne l'évolution spectrale de la perturbation des porteurs dans le puit en fonction de celle des photons.

$$i\omega\delta N_w = e\delta N_w + h\left(\frac{i\omega\delta S - f_s}{a}\right) + f_N \quad (3.26)$$

En utilisant ces résultats dans l'équation (3.22), on obtient la variation de la densité de photons :

$$\delta S(\omega) = \frac{(-\omega^2 + i\omega(e+b) - be - hc)f_s + a(i\omega + e)f_p + acf_n}{i\omega(-\omega^2 - i\omega(b+e) + (ad - be + hc) - i\frac{ade}{\omega})} \quad (3.27)$$

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 :

$$RIN(\omega) = \frac{\langle |\delta S(\omega)|^2 \rangle}{S_0^2} = \frac{\frac{H}{\omega^2} + A\omega + B\omega^2}{(\omega^2 + ad - be + hc)^2 + \omega^2((b+e) + \frac{ade}{\omega})^2} \quad (3.28)$$

Cette expression présente des similitudes avec l'expression classique du RIN des lasers à semi-conducteurs. Par analogie, nous pourrions ainsi définir la fréquence de relaxation et le taux d'amortissement par :

$$\Gamma_r^2 = \frac{(b+e)^2}{4} \quad (3.29)$$

$$\Gamma_r^2 + \omega_r^2 = ad - be + hc \quad (3.30)$$

Les expressions de ces deux paramètres sont lourdes. On introduit  $g = \tau_p v_g g_0$ . Soit

$$\Gamma_r = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\tau_d} + \frac{1}{\tau_N} + CB_e + g \frac{\sigma g_0 B_e}{q \left( B_e + \frac{1}{C\tau_N} \right)} (J - J_{th}) + \frac{J}{q \left( B_e + \frac{1}{C\tau_N} \right)} \right) \quad (3.31)$$

avec  $B_e = 1 - g^{-1}$ . On constate donc bien une évolution linéaire du taux d'amortissement par rapport au taux de pompage. L'expression de la pulsation de relaxation donne :

$$\omega_r^2 = \left( \frac{1}{\tau_d} + g \frac{\sigma g_0 B_e}{q \left( B_e + \frac{1}{C\tau_N} \right)} (J - J_{th}) + \frac{J}{q \left( B_e + \frac{1}{C\tau_N} \right)} \right) \left( \frac{1}{\tau_N} + CB_e \right) - \frac{\sigma}{\tau_p} \frac{B_e}{q \left( B_e + \frac{1}{C\tau_N} \right)} (J - J_{th}) + 2 \frac{J}{q \left( B_e + \frac{1}{C\tau_N} \right)} - \Gamma_r^2 \quad (3.32)$$

On retrouve alors une évolution linéaire du carré de la fréquence de relaxation par rapport au taux de pompage. Notons que le gain différentiel intervient dans ces deux dernières expressions. En faisant intervenir la pulsation de relaxation et le taux d'amortissement, le RIN peut alors s'exprimer selon :

$$RIN(\omega) = \frac{\frac{H}{\omega^2} + A\omega + B\omega^2}{(-\omega^2 + \Gamma_r^2 + \omega_r^2)^2 + 4\Gamma_r^2(\omega - \frac{\gamma}{2\Gamma_r})^2} \quad (3.33)$$

On retrouve l'expression classique du RIN mais deux termes supplémentaires viennent s'ajouter. Au numérateur, l'expression des facteurs de bruit s'exprime selon :

$$H = \frac{1}{S_0^2} ((ae)^2 \langle |f_\rho|^2 \rangle + (be - hc)^2 \langle |f_s|^2 \rangle + (ac)^2 \langle |f_N|^2 \rangle + ae(hc - be) \langle f_s f_\rho \rangle - a^2 ec \langle f_\rho f_N \rangle) \quad (3.34)$$

$$A = \frac{1}{S_0^2} ((e + b)^2 \langle |f_s|^2 \rangle + a^2 \langle |f_\rho|^2 \rangle - 2a(e + b) \langle f_s f_\rho \rangle - 2(ae \langle f_s f_\rho \rangle + (be - hc) \langle |f_s|^2 \rangle + ac \langle f_s f_N \rangle)) \quad (3.35)$$

$$B = \frac{\langle |f_s|^2 \rangle}{S_0^2} \quad (3.36)$$

B correspond donc au bruit de photons tout comme on a 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. Ce terme dépend des moments  $\langle |f_\rho|^2 \rangle$ ,  $\langle |f_s|^2 \rangle$ ,  $\langle |f_N|^2 \rangle$ ,  $\langle f_s f_\rho \rangle$ ,  $\langle f_\rho f_N \rangle$ . L'influence de l'ensemble de ces moments sur le facteur H dépend des coefficients a et e associés à l'échange de porteurs entre la couche de mouillage et les îlots quantiques. Le bruit électronique aux basses fréquences est donc augmenté par l'échange de porteurs entre la couche de mouillage et les îlots quantiques.

Au dénominateur, l'amortissement est plus complexe, avec la présence du terme  $\frac{\gamma}{2\Gamma_r}$  :

$$\gamma = 2v_g^2 \sigma g_0 S_0 (2\rho - 1) \left( \frac{1}{\tau_N} + 2C(1 - \rho) \right)$$

Soit

$$\gamma = v_g \sigma g_0 g \frac{1}{q} \frac{Be}{Be + \frac{1}{C\tau_N}} (2\rho - 1) \left( \frac{1}{\tau_N} + 2C(1 - \rho) \right) (J - J_{th}) \quad (3.37)$$

$\gamma$  dépend du gain différentiel et du taux de capture. Il évolue par ailleurs linéairement avec le courant. La prise en compte de la couche de mouillage modifie donc l'expression du RIN. La figure 3.4 présente deux simulations numériques du

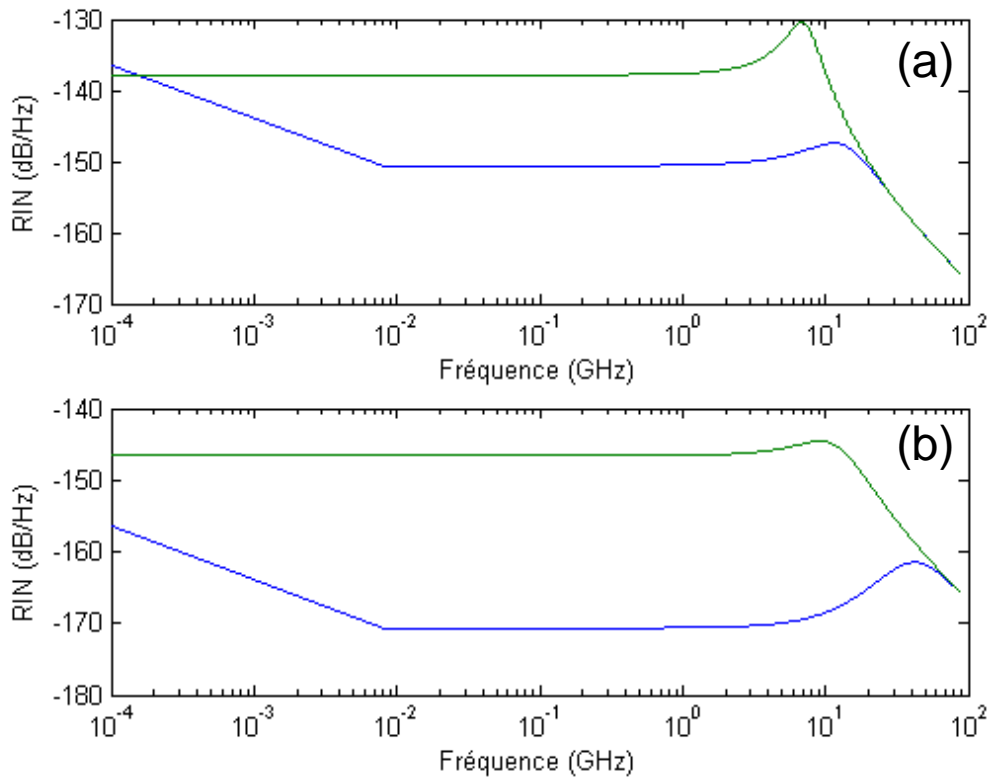


FIGURE 3.4 – Simulation numérique du RIN d'un laser à îlots quantiques. En vert  $\gamma$  et  $H$  sont négligés ( $\gamma=0, H=0$ ). En bleu ces deux termes sont pris en compte. On alors en (a),  $\rho_0 = 0.6$  soit  $\Gamma_r = 11\text{ns}^{-1}$  et  $\gamma = 8.79 \cdot 10^{21}$ . En (b),  $\rho_0 = 0.9$  soit  $\Gamma_r = 41\text{ns}^{-1}$  et  $\gamma = 9 \cdot 10^{22}\text{s}^{-2}$

RIN dans les îlots quantiques pour une probabilité d'occupation  $\rho_0 = 0.6$  (en (a)) et  $\rho_0 = 0.9$  (en (b)) Les paramètres utilisés pour la simulations sont  $A = 7 \cdot 10^{28}$ ,  $B = 8 \cdot 10^6\text{s}^{-2}$ . Pour  $\rho_0 = 0.6$  (en (a)), le bruit est diminué lorsque nous prenons en compte  $\gamma$ . Par ailleurs, le pic de résonance est plus amortie, ceci indique donc que  $\gamma$  ne diminue pas l'amortissement mais l'augmente. Pour  $\rho_0 = 0.9$  (en (b)), le pic de résonance est très amortie sans la présence du terme  $\frac{\gamma}{2\Gamma_r}$ . Quand  $\gamma$  est considéré, le RIN est plus faible et nous observons un pic de résonance pour des fréquences autour de 40 GHz. Il correspond en fait à la fréquence pour laquelle  $\omega = \frac{\gamma}{2\Gamma_r}$ .

Le paramètre  $H$  ajoute du bruit basse fréquence. Il doit être cependant suffisamment grand devant  $A$  pour avoir une incidence sur le RIN. Nous avons donc pris  $H = 10^{42}\text{s}^2$  de façon à observer son effet. Ces simulations montrent que l'analogie entre l'expression classique du RIN et le RIN dans les îlots n'est pas simple.

Nous allons compléter ces premières simulations par l'étude du bruit sur un laser à îlots quantiques. La figure 3.5 présente ainsi l'interpolation d'une mesure de RIN réalisée sur un laser à îlots quantiques. Notons d'abord que la "forme"

variable	valeur pour $\rho_0 = 0.6$	valeur pour $\rho_0 = 0.9$
$v_g$	$167.10^6$ m/s	$167.10^6$ m/s
$g_0$	$36.10^2 m^{-1}$	$22,4.10^2 m^{-1}$
$g$	5	1.25
$\tau_N$	1ns	1ns
$C$	$0,1 ps^{-1}$	$0,1 ps^{-1}$
$\tau_p$	3ps	3ps

TABLE 3.2 – Paramètres de simulation d'un laser à îlots quantiques tirés de [45]

du spectre de bruit obtenu est relativement comparable à celle d'un laser à semi-conducteurs massif. Néanmoins si nous interpolons cette mesure à partir de l'expression classique du RIN (présenté en rouge sur la figure), nous obtenons la fréquence de relaxation et le taux d'amortissement suivant :

- $f_r = 3,1 \pm 0,003 GHz$
- $\Gamma_r = 0,135 \pm 0,018 ns^{-1}$

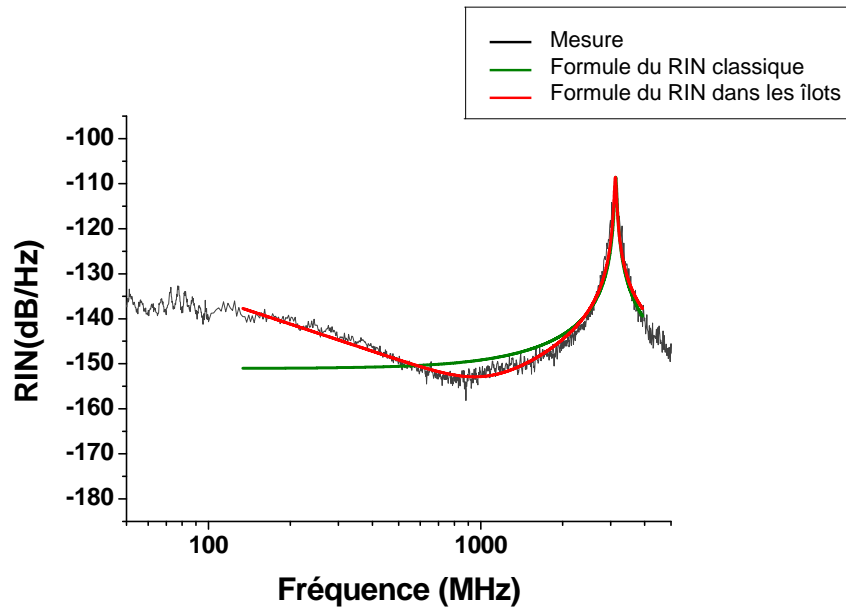


FIGURE 3.5 – Interpolation d'une mesure du RIN dans un laser à îlots quantiques

Contrairement aux attentes pour ce type de structure, le taux d'amortissement visible est autour de  $135 \mu s^{-1}$ . Ce qui est très faible pour un laser à semi-conducteurs. Le gain différentiel plus important dans les îlots quantiques doit effectivement se traduire par un taux d'amortissement élevé. Cette contradiction pourrait s'expli-

quer à l'aide de la formule du RIN établie pour les lasers à îlots quantiques. L'interpolation de la mesure réalisée à partir de cette seconde expression donne ainsi les paramètres suivants :

- $f_r = 2,9 \pm 0,14 \text{GHz}$
- $\Gamma_r = 5,5 \pm 0,45 \text{ns}^{-1}$
- $\frac{\gamma}{2\Gamma_r} = 19,6 \pm 0,58 \text{GHz}$

On retrouve alors un taux d'amortissement  $\Gamma_r$  plus classique autour de  $5,5 \text{ns}^{-1}$ . Cependant le terme  $\frac{\gamma}{2\Gamma_r}$  est suffisamment proche de la pulsation de résonance pour atténuer l'effet de l'amortissement autour de cette fréquence. Ceci se traduit alors par un amortissement "global" faible. Ces premières études montrent donc l'impact important que pourrait avoir la couche de mouillage sur le bruit d'intensité des lasers à îlots quantiques. Dans la suite de cette thèse nous nous ramènerons malgré tout à l'expression classique du RIN. D'une part car l'expression du RIN dans les îlots quantiques est très complexe, d'autre part car l'expression classique du RIN permet de remonter aux paramètres "globaux" du laser. Nous verrons ainsi que nous obtiendrons des résultats cohérents en utilisant cette expression.

# Chapitre 4

## La mesure du bruit d'amplitude

Dans ce chapitre, nous allons présenter le principe de la mesure du bruit d'amplitude. Nous commencerons par mettre en avant les contraintes rencontrées. Nous montrerons ensuite les méthodes utilisées pour faire ressortir le bruit d'amplitude d'un laser lors de la détection.

### 4.1 La détection optique

#### 4.1.1 Le détecteur

Tout comme les diodes laser, une photodiode est constituée d'une jonction PN. Dans ces jonctions, une zone intermédiaire se crée : c'est la zone de charge d'espace dont la taille dépend de la tension appliquée<sup>1</sup>. Au niveau de cette zone, les électrons du côté N et les trous du côté P rencontrent une barrière de potentiel. La recombinaison électron-trou ne peut alors avoir lieu. Dans une diode laser, une tension positive est appliquée du côté p. Les trous sont alors poussés vers l'interface. Les électrons de la zone N, de charge opposée, y sont aussi attirés. On a alors abondance de porteurs à la jonction (autrement dit la barrière de potentiel est abaissée). On observe alors la recombinaison de paires électron-trou et la génération de photons. Pour une photodiode, une tension de charge opposée est appliquée. Les électrons de la zone dopée n et les trous de la zone dopée p "fuient" alors la zone de charge d'espace. Un photon d'énergie supérieure à la bande interdite arrivant sur la jonction peut générer une paire électron-trou. Un électron de la bande de valence sera en effet excité et passera vers la bande de conduction. En appliquant une tension au borne de cette jonction, les électrons seront envoyés

---

1. Il est possible de fixer la taille de la zone de charge d'espace en mettant un matériau neutre entre le matériau P et le matériau N. On a alors une jonction PIN

vers la zone dopée n et les trous vers la zone dopée p. En fermant le circuit électrique, les électrons de la zone n rejoindront les trous de la zone dopée p via le circuit électrique et vont donc générer un courant. L'intensité du photo-courant ainsi créée est directement liée à la puissance optique :

$$I_{opt} = r(\nu)P_{opt} + i_{obs}$$

avec  $r$  le rendement<sup>2</sup>(en  $A.W^{-1}$ ) et  $i_{obs}$  le courant d'obscurité. Le rendement dépend de la fréquence de l'onde incidente. Un photon d'énergie trop faible (inférieure à la bande interdite) ne pourra permettre aux électrons de la bande de valence de passer en conduction. D'autre part, la transition n'est pas brutale entre les photons non détectés et ceux qui génèrent des électrons. Pour générer un photo-courant, il est nécessaire de disposer d'électrons dans la bande de valence et de place vide dans la bande de conduction. Chaque niveau d'énergie n'acceptant pas la même quantité d'électrons, le remplissage des bandes ne se fait pas de façon uniforme.

Le courant d'obscurité est liée à l'agitation thermique. Pour une température égale au zéro absolu, aucun électron ne vient peupler la bande de conduction. A température ambiante, l'énergie liée à l'agitation thermique permet à quelques électrons de passer en bande de conduction. Les électrons ainsi créés, même en l'absence de photon incident, vont circuler et générer ce courant d'obscurité.

### 4.1.2 Le bruit à la détection

Pour mesurer le bruit d'amplitude d'un laser, nous utilisons un photo-détecteur. Celui-ci traduit les fluctuations de puissance optique en fluctuations du signal électrique qui sera ensuite analysé. Cependant le bruit d'amplitude émis par un laser est en général suffisamment faible pour que le bruit du système de détection soit pris en compte. Nous allons donc nous attacher ici à décrire les bruits liés à cette détection.

**- Le bruit thermique :** A température ambiante, les électrons le long de la chaîne de détection sont en première approximation immobile. Cependant, ceux-ci sont en fait en constante vibration autour de leur position du fait de l'agitation thermique du milieu. Les électrons de conduction peu liés à l'atome se déplacent alors de façon aléatoire. Le déplacement moyen de l'ensemble des électrons est nul, cependant localement ce déplacement est visible. La valeur du courant associé est donc nulle, mais la valeur du courant local ne l'est pas : c'est le bruit thermique. Afin

2. On introduit aussi la notion d'efficacité quantique  $\eta(\nu)$  avec  $r = \eta(\nu)\frac{q}{h\nu}$

de caractériser ce bruit de valeur moyenne nulle, on introduit la variance  $\langle i_{bth}^2 \rangle$  associée :

$$\langle i_{bth}^2 \rangle = 4 \frac{K_b T B}{R}$$

avec  $K_b$  la constante de Boltzman,  $T$  la température en Kelvin,  $R$  la résistance et  $B$  la bande passante de détection. On peut dès lors déterminer la densité spectrale de puissance  $N_{bth}$ , qui correspond à la puissance du bruit en fonction de la fréquence  $f$  d'observation :

$$N_{bth} = 4K_b T B$$

Les fluctuations sont donc telles que le bruit est blanc : la puissance du bruit est répartie uniformément sur toutes les fréquences. Un point important est que ce bruit est totalement indépendant du signal optique reçu sur le détecteur [47], [48]. Il peut donc être mesuré sans signal optique.

- **Le bruit de grenaille** : Lorsque le champ optique est très faible, on peut observer que le signal électrique en sortie du détecteur n'est pas une fonction continue du temps : le signal est formé d'une suite d'impulsions très brèves. Ces impulsions traduisent la génération aléatoire de paires électron-trou au niveau du photodétecteur. Ainsi, même en considérant un flux optique constant, le nombre de charges créées varie de façon aléatoire autour d'une valeur moyenne selon un processus de POISSON [49]. Cette valeur moyenne détermine le courant moyen  $I$  traversant la structure. Le bruit associé à la génération des charges va dépendre directement du nombre moyen de charges créées. La densité spectrale de puissance  $N_{sn}$  est donnée par [50] :

$$N_{sn} = R \langle i_{sn}^2 \rangle = 2qRI \quad (4.1)$$

avec  $R$  la résistance de charge du détecteur et  $q$  la charge de l'électron. Notons que cette formule n'est valable que si le détecteur est lui-même linéaire en fonction du photo-courant et ne présente pas d'effet de saturation. Ce bruit dû à la création aléatoire de charges électriques constituant le courant est appelé bruit de grenaille ou shot noise. Contrairement au bruit thermique, le bruit de grenaille varie avec le photo-courant généré et est donc fonction de la puissance optique arrivant sur le détecteur. Le point à retenir est que la variation de la densité spectrale de bruit de grenaille est linéaire en fonction de la puissance optique détectée.

- **le 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 en fonction de la fréquence d'observation. Si les deux bruits présentés ci-avant sont



totallement inhérents à la physique même des particules mise 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. Par ailleurs, les diodes lasers émettent aussi du bruit en  $1/f$  lié aux fluctuations des porteurs. Ce bruit a fait l'objet de nombreuses études [51],[52],[53]. Il a ainsi pu être montré une corrélation entre la largeur de raie du laser et le bruit en  $1/f$  (lié au couplage entre l'indice de réfraction et les fluctuations de porteurs)[54],[55],[29]. Dans le cadre des semi-conducteurs, ce bruit peut devenir gênant pour des fréquences inférieurs 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 de 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.

### 4.1.3 La détection du bruit d'amplitude

Le bruit d'amplitude caractérise les fluctuations  $\Delta P$  de puissance optique du flux. Comme nous l'avons décrit précédemment,  $\langle \Delta P^2 \rangle$  représente la valeur moyenne de l'écart à l'intensité optique moyenne, élevée au carré. La normalisation par rapport à la puissance optique moyenne  $\langle P_{opt} \rangle$  forme le bruit d'amplitude relatif ou en anglais RIN (Relative Intensity Noise) par la relation :

$$RIN = \frac{\langle \Delta P^2 \rangle}{\langle P_{opt} \rangle^2} \quad (4.2)$$

Cette grandeur, sans unité, peut cependant s'exprimer en décibel par hertz, la mesure se faisant alors par unité de fréquence. Pour détecter ces fluctuations de puissance optique, nous utilisons un photo-détecteur. Les mesures ne se font donc pas dans le domaine optique mais électrique. Le RIN peut alors s'exprimer en 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 :

$$RIN = \frac{N_{RIN}}{\langle P_{elec} \rangle} \quad (4.3)$$

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

$$P_{elec} = R.I^2 = R.(r.P_{opt})^2$$

Cette dernière définition du RIN sera utilisée par la suite, car elle est plus adaptée aux mesures expérimentales, faites 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  $[dB.Hz^{-1}]$  permet d'obtenir l'expression de la densité spectrale de puissance associée  $N_{RIN}$  :

$$N_{RIN} = R \langle I \rangle^2 10^{\frac{RIN}{10}} \quad (4.4)$$

## 4.2 Technique "classique" de mesure du bruit

La technique la plus simple de mesure du RIN consisterait à négliger les bruits liés à la détection (bruit thermique et bruit de grenaille). Cette méthode ne fonctionne alors que pour des sources particulièrement bruitées. Les nécessités en métrologie ou en télécommunication ont forcé la réalisation de lasers plus faiblement bruités rendant obsolète cette technique. Nous allons donc présenter ici la technique classiquement utilisée pour éliminer ces bruits liés à la détection.

### 4.2.1 Acquisition des mesures

La mesure effectuée doit permettre d'étudier les variations de puissance optique en fonction de la fréquence. On utilise 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 figure 4.1.

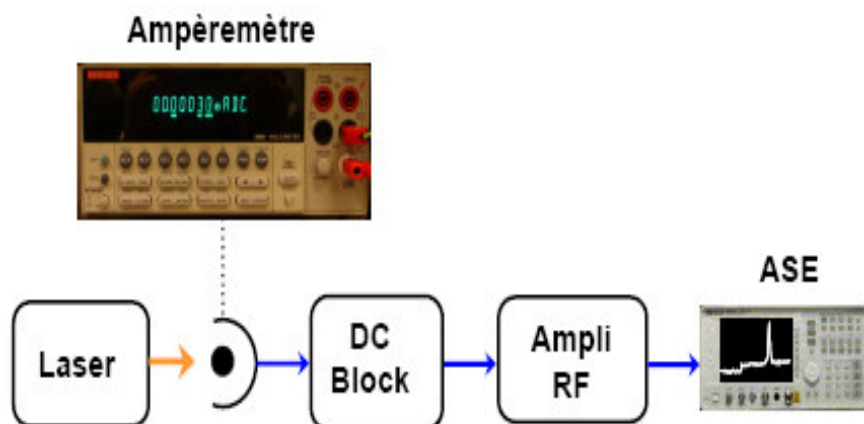


FIGURE 4.1 – Banc de mesure du bruit d'amplitude

Le système de détection, 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.

Le principe de la mesure est assez simple puisqu'il consiste en une acquisition de la densité spectrale de puissance  $N_{tot}$  sur l'analyseur de spectre électrique. Le bruit ainsi mesuré dépend du bruit d'amplitude et des différents bruits liés à la détection. Le point important est que ces bruits ne sont pas corrélés. Le bruit total peut alors s'écrire comme la somme de ceux-ci :

$$N_{tot} = N_{bth} + N_{sn} + N_{RIN} \quad (4.5)$$

De ce fait, la mesure du bruit d'amplitude passe par une estimation préalable du bruit thermique et du bruit de grenaille. Le bruit d'amplitude peut ensuite être évalué par une soustraction de ces bruits ( $N_{bth} + N_{sn}$ ) au bruit mesuré ( $N_{tot}$ ). Sur le montage, un ampèremètre permet de récupérer le photo-courant. Celui-ci est essentiel, car le bruit d'amplitude comme le bruit de grenaille dépendent de la puissance optique du signal.

### 4.2.2 Estimation du bruit thermique

Comme nous l'avons vu précédemment, le bruit thermique est indépendant du flux optique. Une simple acquisition sans signal optique permet donc de le mesurer. En théorie, le bruit thermique est un bruit blanc. La figure 4.2(a) présente une mesure classique du bruit thermique. Celui-ci n'est pas uniforme comme il devrait l'être. On peut distinguer plusieurs régions ayant des origines de bruit différentes. Aux basses fréquences, on observe un niveau de bruit important. Cette contribution est principalement celle de l'amplificateur électronique. On voit une décroissance rapide, rendant cette contribution négligeable pour des fréquences supérieures à 30 MHz.

Au delà de cette fréquence, seule la contribution de l'analyseur en bruit thermique est visible. On constate 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'analyseur de spectre électrique. En effet, celui-ci dispose de plusieurs préamplificateurs suivant la plage de fréquences étudiées. Le système de détection diffère donc suivant les fréquences étudiées.

On observe ainsi une succession de plage de fréquences à peu près constantes en échelle linéaire, figure 4.2(b).

Lors de la mesure sur un laser, c'est le niveau de bruit thermique qui va imposer le plancher de densité spectrale de puissance à détecter. Ainsi, si la somme des bruits devient équivalente à celle du bruit thermique seul, on commence à réaliser des erreurs non négligeables pour la détermination des autres contributions. Il est

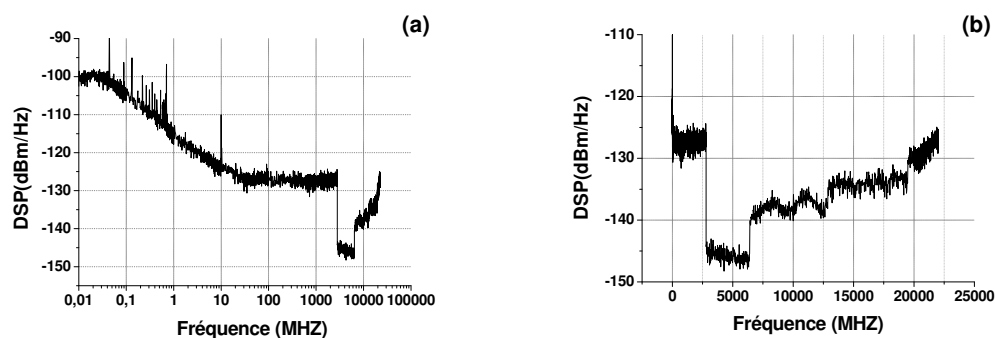


FIGURE 4.2 – Bruit thermique d'un système de détection  
(a) fréquence en échelle logarithmique, (b) fréquence en échelle linéaire.

bien évident que plus le niveau de bruit est faible et plus on aura besoin d'une grande sensibilité de mesure. Ainsi, pour le système de détection ayant le bruit thermique présenté figure 4.2, les mesures de RIN ne peuvent être effectuées que dans la bande 500 KHz - 6 GHz<sup>3</sup> avec un détecteur de 10 GHz de bande passante. Au delà de cette bande, le bruit thermique est alors trop élevé. Comme le montre la figure 4.2, le bruit thermique augmente effectivement avec la fréquence ce qui diminue la sensibilité de la mesure. Nous disposons à présent d'un analyseur de spectre électrique pour lequel le bruit thermique est davantage constant figure 4.3. Celui-ci permet donc d'effectuer des mesures précises en hautes fréquences. On

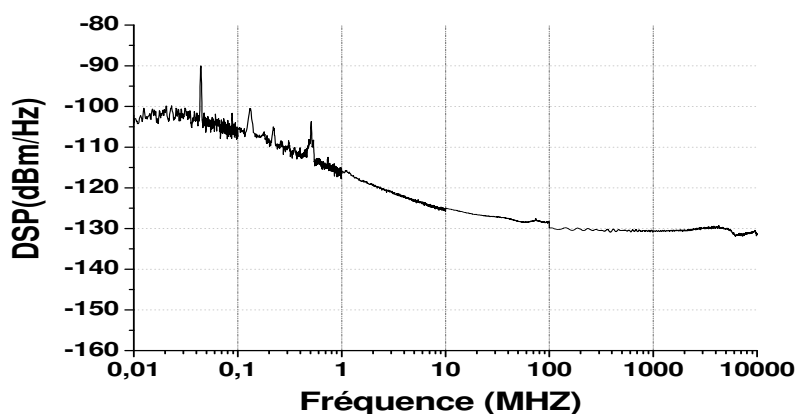


FIGURE 4.3 – Bruit thermique du système de détection 10KHz-10GHz

3. Ce résultat n'est valable que pour des mesures de RIN supérieures à  $-150 \text{ dB} \cdot \text{Hz}^{-1}$  pour une puissance de 1 mW.

observe à nouveau un bruit en  $1/f$  aux basses fréquences principalement dû à l'amplificateur électrique. Pour des fréquences plus élevées, le bruit thermique est presque constant. On n'observe pas de variations brusques de la densité de bruit. Le signal ne présente par ailleurs pas de légères variations comme le système de détection précédent. Ces bonnes caractéristiques ont une impacte directe sur la sensibilité de mesure. Il devient alors possible d'effectuer des mesure de RIN sur une plus grande plage de fréquences (allant jusqu'à 26 GHz). D'autre part, le bruit présentant moins de fluctuations permettra de réaliser des mesures plus précises.

### 4.2.3 Estimation du bruit de Grenaille

Contrairement au bruit thermique, le bruit de grenaille dépend du flux optique. Sa mesure est plus difficile et repose sur l'utilisation d'une source de référence. Cette dernière peut être un laser [56], une source blanche [57], ou encore une diode électroluminescente [49]. Cette source sert alors d'étalon de bruit.

Ce qui caractérise une source de référence, c'est son faible bruit d'amplitude. En effet, le RIN doit être suffisamment négligeable pour que la densité spectrale de bruit puisse être associée au bruit de grenaille. La densité spectrale de bruit d'une source de référence peut ainsi s'écrire sous la forme :

$$N_{ref} = N_{bth} + |H(\omega)|^2 2qRI \quad (4.6)$$

On retrouve naturellement le bruit thermique dans cette expression. L'estimation du bruit grenaille passera donc d'abord par une mesure de la densité spectrale de puissance du bruit thermique.  $H(\omega)$  correspond à la fonction de transfert du système de détection. En effet l'expression du bruit de grenaille présentée en (4.1) correspond au bruit créé au niveau de la photodiode. Ce bruit est modifié par l'ajout de plusieurs étages d'amplification que sont le préamplificateur présent dans les détecteurs, l'amplificateur et enfin les amplificateurs de l'analyseur de spectre électrique dépendant de la fréquence étudiée.

Le laser que nous utilisons comme référence est un laser de marque Lightwave TM. Il s'agit d'un laser solide, conçu autour d'une cavité en anneau. Afin d'avoir un bruit d'amplitude le plus faible possible, une boucle de contrôle est assurée sur la diode de pompage. Une partie de la puissance émise est détectée sur une photodiode. Le photocourant ainsi obtenu permet d'asservir le courant de pompe de la diode. Ce dispositif permet de réduire de façon importante le bruit d'amplitude du laser pour des fréquences inférieures à sa fréquence de relaxation [58].

Afin de s'assurer que la densité spectrale de puissance mesurée sur un laser

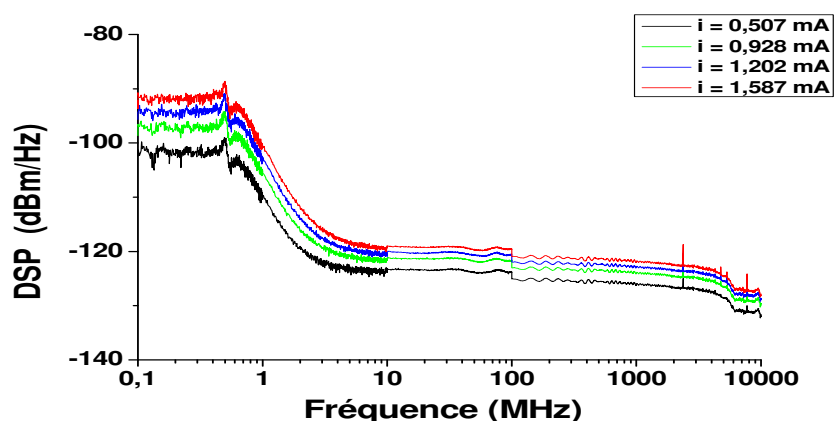


FIGURE 4.4 – DSP du laser lightwave en fonction du photocourant

correspondre seulement au bruit de grenaille, il est possible d'étudier la linéarité de cette densité en fonction du photocourant. L'expression (4.4) montre effectivement que le bruit d'amplitude varie de façon non linéaire en fonction du photocourant. La présence de ce dernier rend donc la densité spectrale de puissance de bruit détectée non linéaire si la contribution du bruit d'amplitude n'est pas négligeable devant le shot noise. L'évolution de la densité spectrale de puissance (DSP) (après avoir retranché le bruit thermique) en fonction du photocourant du laser lightwave est présenté figure 4.4. La qualité des mesures dépend ici de la capacité à faire ressortir le bruit de grenaille du bruit thermique. Généralement, il est alors nécessaire d'avoir une mesure avec le plus de puissance possible. De cette façon on augmente le bruit de grenaille et la précision de la mesure. L'inconvénient est qu'on augmente alors aussi la contribution du bruit d'amplitude. Dans notre cas, la qualité du système de détection et son faible bruit thermique permet d'effectuer des mesures avec une grande précision (incertitude inférieur à 1 dB).

Pour mieux évaluer la contribution du bruit d'amplitude, il est judicieux de normaliser la densité spectrale de puissance par rapport au photocourant correspondant. Tout comme le bruit de grenaille, le bruit d'amplitude est lui aussi modifié par le système de détection par le biais de la fonction de transfert. A partir de la définition (4.4), l'expression cette densité normalisée est alors :

$$N_{norm} = 2qR |H(\omega)|^2 + |H(\omega)|^2 RI10^{\frac{RIN}{10}} \quad (4.7)$$

Si le RIN est négligeable, la quantité mesurée sera alors constante et égale à  $2qR |H(\omega)|^2$ . Ainsi figure 4.5, on observe que les densités normalisées se confondent

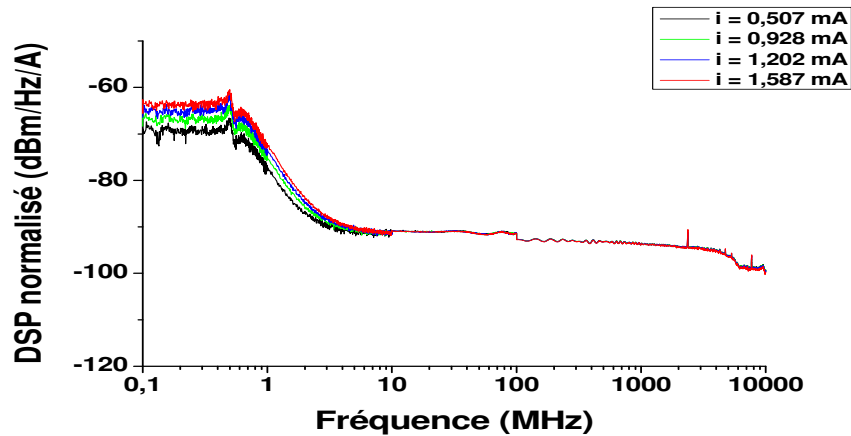


FIGURE 4.5 – DSP normalisé par rapport au photocourant

pour les fréquences supérieures à 10 MHz. Par contre, les courbes se dissocient pour des fréquences inférieures, ce qui indique que la contribution du bruit d'amplitude de la source devient non négligeable. Pour des fréquences inférieures à 10 MHz, nous utilisons alors une deuxième source de référence : Le laser appelé Dicos<sup>4</sup>. Ce laser n'est pas conçu pour avoir un bruit d'amplitude faible mais dans le but d'avoir une référence en longueur d'onde. Afin de réaliser un tel laser, une cellule à gaz, dont la raie d'absorption est très fine est utilisée afin de contrôler précisément la longueur d'onde émise. Tout comme le laser lightwave, les réglages sont minimalistes de façon à ne pas perturber le fonctionnement du laser. Ce laser ne présente donc pas de réglage en puissance. Il est clair qu'une variation du taux de pompage modifierait la longueur d'onde laser ne serait-ce qu'à cause des effets thermiques. L'avantage d'utiliser une cellule à gaz est que la raie d'absorption, en plus d'être fine, est relativement indépendante des variations de température et de pression atmosphérique. Des mesures de bruit ont été effectuées sur ce laser, en utilisant le laser lightwave comme référence. Elles ont montré que le laser Dicos présente un bruit d'amplitude inférieur à notre référence en dessous de 10 MHz [50]. Ce laser est donc plus adapté que lightwave pour servir de référence pour les fréquences inférieures à 10 MHz. Ces mesures nous permettent donc d'obtenir la densité spectrale de bruit de grenaille normalisée  $N_{sn-norm}$ . Celui-ci permet de connaître le bruit de grenaille quelque soit la puissance optique. En effet, pour un photocourant  $I_{ph}$ , le bruit de grenaille associé sera  $N_{sn-norm} I_{ph}$ .

4. ce laser a été acheté auprès de la société Dicos, achetée par Teraxion

#### 4.2.4 Mesure du RIN

La mesure du RIN se déduit de la densité spectrale de puissance de référence  $N_{ref}$  et de celle du laser étudié  $N_{dut}$ . Une fois le bruit thermique retranché nous avons :

$$N_{ref} = 2qRI |H(\omega)|^2 \quad (4.8)$$

$$N_{dut} = |H(\omega)|^2 (2qRI + RI^2 10^{\frac{RIN}{10}}) \quad (4.9)$$

Il est ici important de noter que le bruit de Grenaille permet aussi l'élimination des paramètres liés à l'expérience, à savoir  $H(\omega)$ . Par ailleurs, la nécessité de connaître le photocourant ressort dans ces expressions. Ce qui explique l'importance de disposer d'un ampèremètre au niveau du système d'acquisition. L'élimination de la fonction de transfert se réalise simplement en effectuant le rapport des deux mesures. On a alors :

$$RIN = 10 \log_{10} \left[ \frac{2q}{I} \left( \frac{N_{dut}}{N_{ref}} - 1 \right) \right] \quad (4.10)$$

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  $N_{sn-norm}$  pour le bruit de grenaille mène à l'expression suivante :

$$RIN = 10 \log_{10} \left( \frac{2q}{I} \right) + 10 \log_{10} \left( 10^{\frac{N_{dut}^{dB} - (N_{sn-norm}^{dB} + 10 \log_{10}(I))}{10}} - 1 \right) \quad (4.11)$$

L'utilisation de cette technique permet de réaliser des mesures jusqu'à des valeurs de  $-150 dB.Hz^{-1}$  pour une puissance de 1 mW (0 dBm). Rappelons que le RIN correspond aux fluctuations de la puissance optique relative à la puissance optique moyenne. Ainsi, pour une puissance optique de P dBm, la limite de mesure de RIN sera de  $(-150 - P) dB.Hz^{-1}$ . Ce niveau de précision correspond aux mesures actuelles réalisées par les systèmes commerciaux<sup>5</sup>.

### 4.3 Technique de mesure différentielle

La technique de mesure qui va être présentée repose sur l'évolution de la densité spectrale de bruit en fonction du photocourant. Afin de mieux comprendre

5. Notons que notre nouveau analyseur de spectre électrique doit permettre de mesurer des bruits jusque  $-158 dB.Hz^{-1}$  pour une puissance de 1 mW



cette méthode de détermination du RIN, nous allons tout d'abord présenter l'expérience. La réalisation de ce banc de mesure a été effectuée durant les travaux de thèse de Julien POETTE [50],[59]. La technique utilise des variables, qui peuvent sembler peu pratiques dans un premier temps, mais qui découlent directement des mesures. Elles permettent aussi une grande simplicité dans les relations algébriques reliant les différentes grandeurs et facilitent donc le traitement des données par la suite.

### 4.3.1 Banc de mesure

La figure 4.6 représente le schéma de l'expérience de mesure de RIN utilisée pour des mesures précises du bruit d'amplitude.

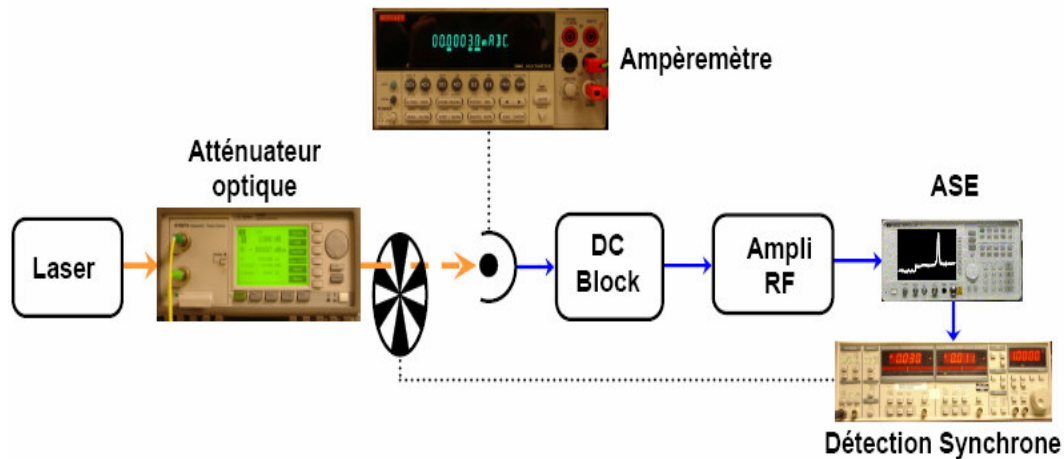


FIGURE 4.6 – Principe de la mesure précise du RIN

En comparaison au banc de la technique décrit dans la partie précédente, plusieurs instruments ont été introduits. Un atténuateur optique ainsi qu'un hacheur ont été placés avant la détection. L'analyseur de spectre électrique ne fournit plus ici directement les mesures à partir desquelles la valeur du RIN est déduite. Il n'est plus ici qu'un instrument intermédiaire. Le but premier de cette expérience est d'observer l'évolution du bruit d'amplitude en fonction du photocourant. Nous en verrons l'intérêt par la suite. L'utilisation d'un atténuateur optique programmable est alors très pratique. Il permet de modifier la puissance optique sans perturber les caractéristiques du laser. Au contraire, la modification du taux de pompage d'un laser, modifierait certes la puissance, mais aussi la fréquence de relaxation du laser, la densité de photons dans la cavité et donc le bruit d'amplitude lui-même.

Le hacheur optique, situé devant le détecteur, ne laisse passer le signal que de façon périodique. Sur l'analyseur de spectre électrique, on mesure alors alternativement le bruit thermique (sans signal) et la somme linéaire des trois bruit ( quand le signal passe). Afin de réaliser une mesure compatible avec le hacheur, le déclenchement de la mesure est coordonné avec le signal issu de celui-ci. L'analyseur de spectre électrique n'est pas utilisé pour relever les puissances électriques en fonction de la fréquence. Il sert de filtre électronique accordable en fréquence. Il est en effet possible de le régler de façon à observer la puissance électrique à une fréquence définie. La connaissance de la largeur du filtre utilisé permet ensuite d'en déduire la densité spectrale de puissance associée.

Pour chaque fréquence, la trace temporelle observée sur l'analyseur de spectre électrique est présentée figure 4.7. Lorsque le chopper empêche le flux optique d'atteindre le détecteur, le niveau de bruit est alors minimum et est égale au bruit thermique seul (1). Quand le signal laser est détecté, on mesure la somme des trois bruits (2).

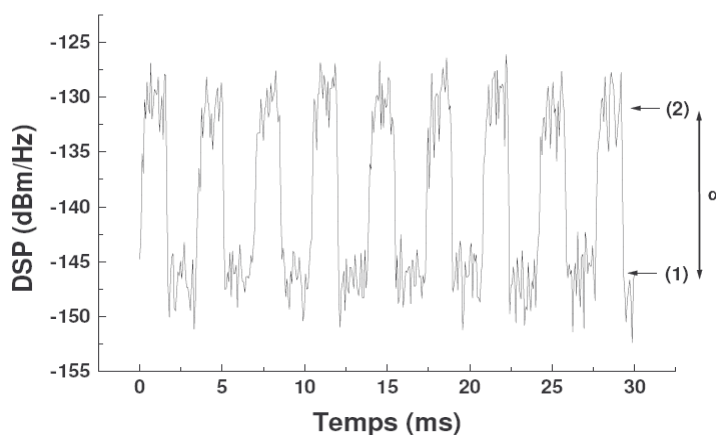


FIGURE 4.7 – Trace temporelle du signal sur l'analyseur de spectre électrique après hachage optique

Nous allons nous intéresser à l'écart entre les signaux visibles alternativement. On notera  $\alpha$  l'écart en dB. Cette technique permet des mesures un peu plus précises, car il est plus "facile" de mesurer des écarts en puissance relativement faible que de mesurer des puissances absolues. On a donc en utilisant les notations précédentes pour les densités spectrales de bruit :

$$\alpha = (N_{bth} + N_{sn} + N_{RIN})^{dB} - N_{bth}^{dB} \quad (4.12)$$

Les densités spectrales de puissance sont ici en dB/Hz. L'amplitude des créneaux, ne permet donc pas de remonter directement au bruit "optique"(bruit de grenaille + bruit d'amplitude). Il est nécessaire de connaître la valeur du bruit thermique. Nous allons à présent introduire le facteur  $\gamma$ . Celui-ci représente l'écart entre les seuls bruit "optiques" (bruit de grenaille + bruit d'amplitude) et le bruit thermique :

$$\gamma = (N_{sn} + N_{RIN})^{dB} - N_{bth}^{dB} \quad (4.13)$$

Les relations (4.12) et (4.13) donne la relation entre  $\gamma$  et  $\alpha$  :

$$\gamma = 10 \log_{10} \left( 10^{\frac{\alpha}{10}} - 1 \right) \quad (4.14)$$

Le bruit thermique est identique pour le laser de référence et le laser à caractériser. On peut alors en utilisant les relations (4.10) et (4.13) obtenir le lien entre le RIN et les paramètres  $\gamma_{laser}$  mesurés sur le laser et  $\gamma_{ref}$  sur la référence :

$$RIN = 10 \log_{10} \left[ \frac{2q}{I} \left( 10^{\frac{\gamma_{laser} - \gamma_{ref}}{10}} - 1 \right) \right] \quad (4.15)$$

En considérant l'égalité du bruit thermique pour les deux lasers mesurés, il ne devient donc plus nécessaire d'effectuer sa mesure. Seule l'écart au bruit thermique  $\gamma$  suffit.

L'analyseur de spectre permet donc de filtrer le signal électrique autour d'une fréquence donnée. On en déduit alors l'écart du signal par rapport au bruit thermique. Pour cela, il est possible de relever directement l'amplitude des créneaux visible à l'analyseur de spectre électrique. La figure 4.7 montre cependant qu'il peut devenir difficile de réaliser une mesure fiable et précise pour des écarts de l'ordre de quelques décibels. Un système de détection synchrone est alors introduit. Le principe de fonctionnement est relativement simple. La détection synchrone permet de connaître l'amplitude d'un signal électrique connaissant sa fréquence. Ainsi même noyé dans un bruit, il est possible en éliminant les fréquences indésirables d'en sortir les informations principales telles que l'amplitude, la phase etc. Ainsi, on arrive à mesurer avec précision des écarts  $\gamma$  entre les bruits optiques et le bruit thermique de -20 dB<sup>6</sup>. Ce qui signifie qu'on est capable de détecter des niveaux 100 fois inférieurs à celui du bruit thermique.

### 4.3.2 Interpolation des mesures

Le banc de mesure que nous venons de détailler permet donc de mesurer l'écart entre les bruits optique et le bruit thermique pour différentes fréquences. L'atté-

6. Pour plus de détails, le lecteur pourra se reporter à la référence [50]

nuateur optique nous permet par ailleurs d'effectuer ces mesures pour différents photocourants. Ces mesures peuvent alors être interpolées pour remonter au RIN. Nous allons présenter plusieurs méthodes permettant de déduire le bruit d'amplitude. La première n'utilise pas de mesure de référence. Les deux autres en utilisent et seront préférablement utilisées lorsque cela sera possible.

### Détermination du RIN sans référence

On considère une série de mesure donnant l'évolution du facteur  $\gamma$  en fonction du photocourant. Un exemple de mesure est donné figure 4.8. Cette mesure a été effectué par POETTE [50] sur un laser fibre DFB à la fréquence de 10 MHz.

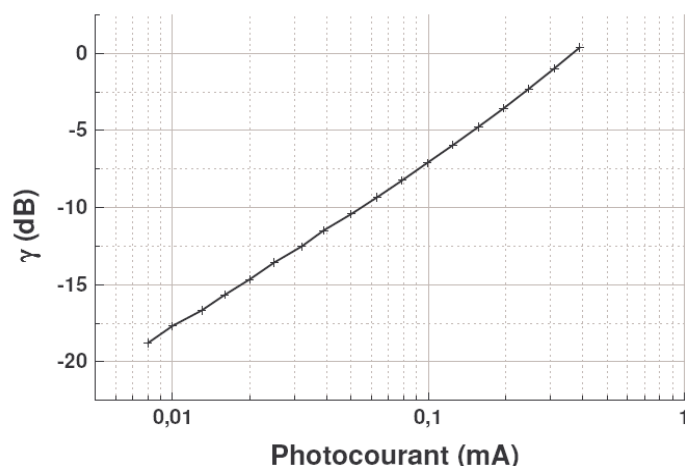


FIGURE 4.8 – Exemple de mesure de  $\gamma$  à 10 MHz

En utilisant les relations (4.9) et (4.13), on peut exprimer le facteur  $\gamma$  en fonction du photocourant :

$$\gamma = 10 \log_{10} \left[ \frac{|H(\omega)|^2}{N_{bth}} (2qRI + RI^2 10^{\frac{RIN}{10}}) \right] \quad (4.16)$$

On peut donc exprimer  $\gamma$  comme une fonction polynomiale du photocourant :

$$10^{\frac{\gamma}{10}} = aI + bI^2 \quad (4.17)$$

Les coefficients a et b sont, par identification égaux à :

$$a = \frac{|H(\omega)|^2}{N_{bth}} 2qR \quad (4.18)$$

$$b = \frac{|H(\omega)|^2}{N_{bth}} R 10^{\frac{RIN}{10}} \quad (4.19)$$

Une interpolation polynômiale par la méthode des moindres carrés permet d'extraire d'une mesure telle que celle présentée sur la courbe 4.8 la valeur des coefficient a et b. On obtient ainsi une estimation de la valeur du RIN grâce à la relation :

$$RIN = 10 \log_{10} \left( 2q \frac{b}{a} \right) \quad (4.20)$$

Cette expression montre que cette technique permet de s'affranchir de la fonction de transfert  $H(\omega)$ , mais aussi de la mesure du bruit thermique. Néanmoins, la mesure du RIN dépend ici de la capacité à faire ressortir les termes a et b. Il est donc d'abord nécessaire d'avoir une fonction de transfert constante en fonction de l'intensité, c'est à dire d'avoir un détecteur linéaire ne présentant pas de saturation. Si le laser présente un bruit d'amplitude trop important, il sera difficile d'estimer le bruit de grenaille. Autrement dit, si le coefficient b (lié au bruit d'amplitude) est trop important, le coefficient a (lié au shot noise) sera plus difficile à déterminer. Notons en effet que l'estimation de l'erreur commise est obtenue par l'interpolation des mesures. L'erreur commise sur a se répercutera donc sur l'erreur commise sur le RIN. Cette méthode s'applique donc davantage pour des lasers faiblement bruités, comme les lasers utilisés comme référence. Pour les autres cas, on préférera les méthodes qui vont suivre.

### Utilisation de références

Dans cette méthode, on détermine le coefficient  $a$  à l'aide d'une source de référence ayant un bruit d'amplitude négligeable. La mesure de  $\gamma_{ref}$  sur le laser de référence peut en effet être considéré comme correspondant au bruit de grenaille. L'écart  $\gamma - \gamma_{ref}$  peut alors s'exprimer comme un polynôme du premier ordre en fonction du photocourant :

$$10^{\frac{\gamma - \gamma_{ref}}{10}} = 1 + \frac{b}{a} I \quad (4.21)$$

On obtient ainsi le RIN en utilisant l'expression (4.20). Cette méthode permet de mesurer des bruits pour des valeurs élevées de RIN. On considère cependant ici que le bruit thermique est équivalent lors de la mesure sur le laser de référence

et le laser à caractériser. Si on observe de très faibles écarts entre le laser de référence et le laser à caractériser<sup>7</sup>, les faibles variations du bruit thermique suffiront à perturber l'interpolation. Pour résoudre ce problème, un facteur de correction est introduit lors de l'interpolation.

### Introduction d'un facteur de correction

L'écart supplémentaire introduit à l'origine de l'erreur de mesure dans le cadre des très faibles bruits d'amplitude provient d'une différence "minime" du bruit thermique de l'ordre de  $0.2dBm.Hz^{-1}$ . Cette variation peut avoir diverses origines comme une modification du point de fonctionnement ou de la température des amplificateurs entre deux mesures. Il est cependant possible de remédier à ce problème en faisant intervenir un facteur de correction dans l'expression de  $\gamma$ . En introduisant le facteur de "correction" déterminant l'écart en dB entre les niveaux de bruit thermique du laser de référence et du laser à mesurer, le facteur  $\gamma$  devient alors  $\gamma + correction$ . L'équation (4.21) est alors modifiée en :

$$10^{\frac{\gamma - \gamma_{ref}}{10}} = c + dI \quad (4.22)$$

avec

$$c = 10^{\frac{-correction}{10}} \quad (4.23)$$

$$d = 10^{\frac{-correction}{10}} \frac{1}{2q} 10^{\frac{RIN}{10}} \quad (4.24)$$

On obtient ainsi le RIN :

$$RIN = 10 \log_{10} \left( 2q \frac{d}{c} \right) \quad (4.25)$$

Le coefficient  $c$  ne correspond pas à la contribution du bruit de grenaille, mais au facteur de correction sur le bruit thermique. L'obtention des paramètres  $c$  et  $d$  est ensuite réalisée par une interpolation utilisant la méthode des moindres carrés. L'introduction de ce facteur élimine donc l'erreur dû aux variations du bruit thermique. Afin de s'assurer que la mesure reste fiable, une limite de mesure est fixée. Celle-ci correspond au plus petit écart visible entre la référence et le laser à caractériser. Il est fixé à 0.1dB. Cette écart correspond à un RIN minimum détectable de  $-170dB.Hz^{-1}$ <sup>8</sup> pour une puissance de 0 dBm ( voir relation (4.15)). Rappelons que

7. La notion de faibles écarts est relative à l'ordre de grandeur des variations du bruit thermique

8. Cette limite de mesure est valable pour un analyseur de spectre électrique HP 8593E. Avec notre nouvel analyseur de spectre électrique nous devrions pouvoir mesurer des RIN 10 dB plus faible

la mesure classique permet de mesurer un RIN de  $-150\text{dB}\cdot\text{Hz}^{-1}$  pour une puissance de 1 mW. L'introduction de la détection synchrone et le traitement adapté des données améliore donc la technique de mesure d'un facteur 100 (20 dB). La

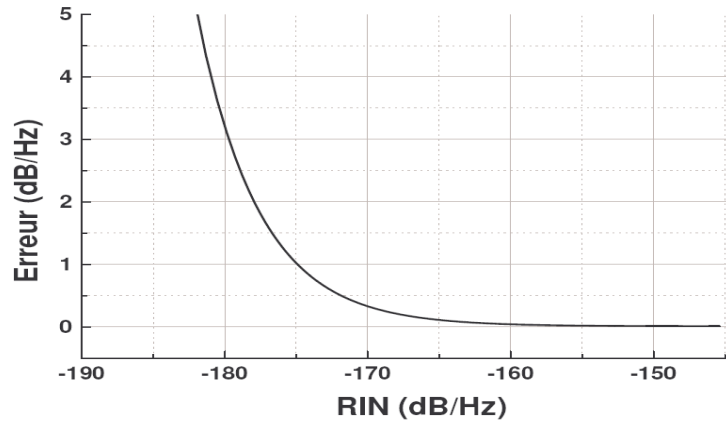


FIGURE 4.9 – Erreur sur l'estimation du RIN pour une erreur de 0.1dB sur la mesure

figure 4.9 présente une simulation de l'erreur sur la mesure de RIN. Celle-ci est réalisée pour une erreur de 0.1 dB sur la mesure, et pour une puissance de 1 mW. On peut alors observer que l'erreur commise sur la valeur du RIN est inférieure à 0.4 dB pour une valeur estimée de  $-170\text{dB}\cdot\text{Hz}^{-1}$ .

## 4.4 Intérêt de la mesure de bruit

Déterminer de façon précise le bruit d'amplitude d'un laser est en soit une information importante. On retrouve en effet en métrologie ou en télécommunication le besoin de disposer de sources très peu bruitées. Il est cependant possible de tirer davantage d'information de la mesure du bruit d'amplitude. Ainsi, nous pouvons grâce à cette mesure remonter à des paramètres propres du laser sans modulation parasite. Nous allons donc présenter ici les mesures réalisables à partir du RIN.

### 4.4.1 La fréquence de relaxation et le taux d'amortissement

La fréquence de relaxation et le taux d'amortissement interviennent directement dans l'expression du RIN :

$$RIN = \frac{A + B\omega^2}{(\omega_r^2 + \Gamma^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2\Gamma^2} \quad (4.26)$$

L'interpolation de la mesure de RIN permet alors remonter à ces paramètres. La figure 4.10 présente un exemple d'interpolation réalisée sur un laser à îlots quantiques.

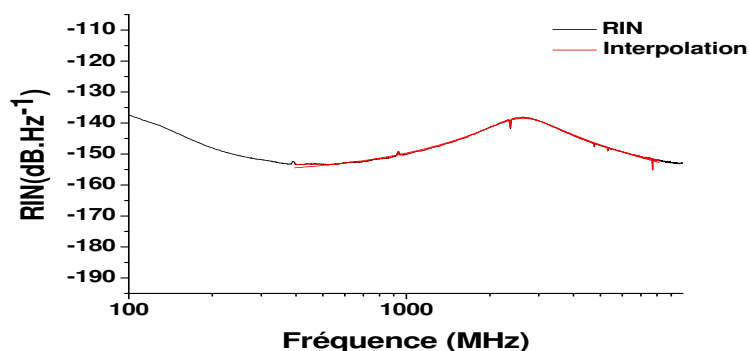


FIGURE 4.10 – Exemple d'interpolation d'une mesure de RIN

La fréquence de relaxation ( $f_r$ ) et le coefficient d'amortissement ( $\Gamma$ ) sont ici :

$$f_r = 2.55\text{GHz} \pm 0.0037\text{GHz}$$

$$\Gamma = 4.66\text{ns}^{-1} \pm 0.02\text{ns}^{-1}$$

La précision sur les valeurs est donnée par l'interpolation. Une autre méthode pour remonter à ces paramètres consiste à observer la réponse d'un laser à un créneau de pompe. Le laser, avant de se stabiliser, oscille à la fréquence de relaxation pendant un temps défini par l'inverse du taux d'amortissement comme cela est présenté figure 4.11. L'inconvénient de cette méthode est l'introduction d'une modulation. Celle-ci peut venir modifier les caractéristiques du laser. Dans les lasers à fibre, la modulation sur la pompe induit des effets thermique qui viennent modifier la valeur de la fréquence de relaxation. Dans les lasers à semi-conducteurs, le taux d'amortissement important rend plus difficile l'observation des oscillations de relaxation.

Une méthode pour vérifier l'exactitude des valeurs obtenues consiste à réaliser des mesures pour différents courants. On doit alors observer une évolution linéaire du taux d'amortissement et de la fréquence de relaxation au carré au fonction du courant.

Ces deux paramètres ont un impacte réel sur les caractéristiques d'un laser. On associe souvent la fréquence de relaxation à la bande passante de modulation d'un



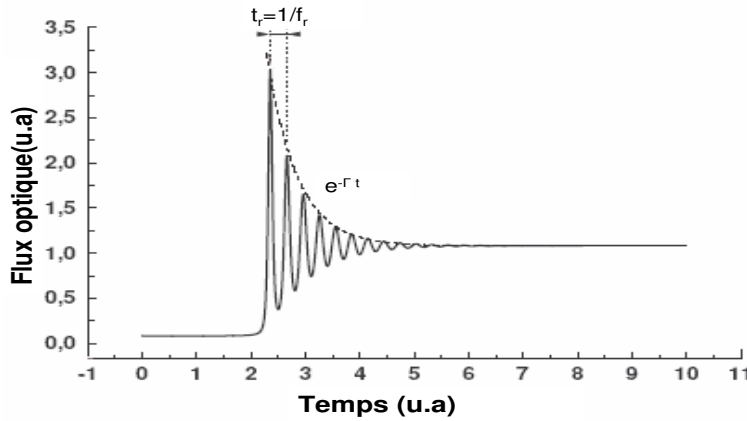


FIGURE 4.11 – Simulation numérique de la réponse d'un laser à un échelon de pompe

laser. Le taux d'amortissement intervient sur le bruit d'amplitude. Ainsi, pour un laser présentant un taux d'amortissement élevé, les oscillations à la fréquence de relaxation en réponse à une perturbation seront plus vite amorties et auront lieu sur une durée plus courte. Le laser présentera alors un bruit d'amplitude plus faible.

#### 4.4.2 la bande passante

Comme nous venons de le voir, la bande passante d'un laser est relié à sa fréquence de relaxation. BOWERS [60] définit ainsi la fréquence de modulation à -3 dB par<sup>9</sup> :

$$f_{3dB} = \sqrt{1 + \sqrt{2}} f_r \quad (4.27)$$

Le taux d'amortissement a par ailleurs aussi un rôle sur la bande passante. Dans un laser à semi-conducteurs, la réponse en amplitude  $|\delta s(\omega)|^2$  à une variation en courant  $|\delta j|$  peut s'écrire [61] :

$$\left| \frac{\delta s}{\delta j} \right|^2 \approx \left( \frac{\Gamma_c \tau_p}{qd} \right)^2 \frac{\omega_r^4}{(\omega^2 - \omega_r^2)^2 + \omega^2 \Gamma^2} \quad (4.28)$$

Avec  $\Gamma_c$  le facteur de confinement,  $\tau_p$  le temps de vie des photons dans la cavité et  $d$  l'épaisseur de la zone active. Certains modèles [61],[49] aboutissent par ailleurs

9. cette expression est obtenue en négligeant le taux d'amortissement

à une relation simple entre la fréquence de relaxation et le taux d'amortissement. Relation indépendante du courant de polarisation, qui fait intervenir un facteur que nous noterons  $\zeta$  :

$$\Gamma = \zeta f_r^2 + \frac{1}{\tau} \quad (4.29)$$

avec  $\tau$  le temps de vie des porteurs.

Il est alors possible de définir la fréquence de coupure à -3dB  $\omega_{3dB}$  :

$$(\omega_{3dB}^2 - \omega_r^2)^2 + \omega_{3dB}^2 \Gamma^2 = 2\omega_r^4 \quad (4.30)$$

Soit :

$$\omega_{3dB} = \sqrt{\frac{\sqrt{(\Gamma^2 - 2\omega_r^2)^2 + 4\omega_r^4} - (\Gamma^2 - 2\omega_r^2)}{2}} \quad (4.31)$$

La résolution de cette équation montre alors que la bande passante maximale du laser vaut :

$$f_{3dB,max} = 2\pi\sqrt{2}/\zeta \quad (4.32)$$

La finalité de ces résultats est donc que l'évolution de la fréquence de relaxation et du taux d'amortissement en fonction du courant permet de remonter au facteur  $\zeta$  et au temps de vie des porteurs. Le facteur  $\zeta$  renseigne ensuite sur la bande passante maximale du laser. Notons cependant que la relation (4.29) n'est valable que sur une plage restreinte de courant [49]. La puissance émise doit en effet être suffisamment faible pour que l'effet de saturation de gain ne se fasse pas encore sentir sur la fréquence de résonance.

### 4.4.3 Le coefficient d'émission spontanée

Le coefficient d'émission spontanée ou facteur d'inversion de population  $n_{sp}$  est relié au taux d'émission spontanée par le gain de la structure. Il caractérise le rapport de la densité spectrale d'émission spontanée par la densité spectrale d'émission stimulée. Ce facteur est défini par :

$$n_{sp} = \frac{1}{1 - \exp\left(\frac{\hbar\omega - \Delta f}{KT}\right)} \quad (4.33)$$

Où  $\Delta f = E_{fc} - E_{fv}$  est l'écart en énergie entre les quasi niveaux de Fermi. On peut relier ce facteur à la fréquence de relaxation et au taux d'amortissement [104] :

$$\Gamma = \frac{1}{2\tau} \left[ 1 + n_{sp} \left( \frac{I}{I_{th}} - 1 \right) \right] \quad (4.34)$$

$$f_r^2 = \frac{1}{4\tau^2} \left[ \frac{g_d}{\tau\tau_c} \left( \frac{I}{I_{th}} - 1 \right) - \Gamma^2 \right] \quad (4.35)$$

Avec :

- $g_d$  terme de gain proportionnel au gain du laser,
- $\tau_c$  temps d'un aller-retour dans la cavité,
- $I_{th}$  le seuil du laser.

La relation (4.34) donne une relation directe entre le taux d'amortissement et le coefficient  $n_{sp}$ . Cette relation dépend cependant du courant. L'interpolation de l'évolution du taux d'amortissement en fonction du courant permettra donc de remonter au coefficient d'émission spontanée. On pourra par ailleurs une fois encore déduire aussi le temps de vie des porteurs dans la cavité. Pour réaliser une telle mesure, il faut d'abord faire ressortir correctement le taux d'amortissement des mesures de RIN. La qualité de cette méthode, dépend donc d'abord des mesures de RIN elles-même.

#### 4.4.4 Le facteur de couplage phase-amplitude

La mesure du facteur de couplage phase-amplitude  $\alpha_H$  est toujours un sujet d'actualité. Plusieurs méthodes de mesures existent déjà. Mais elles suscitent toutes des réserves. On distingue ainsi les méthodes qui caractérisent le paramètre  $\alpha_H$  de manière directe ( en mesurant la variation de l'indice optique en fonction de celle du gain) de celle qui le caractérise de façon indirecte (grâce à des relation de phase-amplitude dépendant directement de  $\alpha_H$ ).

Il existe deux méthodes directe connues. Celle-ci sont difficiles à mettre en oeuvre et nécessite d'être sous le seuil du laser. Au dessus du seuil, les phénomènes de compétition de modes perturbent la mesure.

La première, est la méthode Hakki-Paoli [63], [64]. La quantité  $dn$  (variation de l'indice optique) est mesurée à travers la détection de la variation en fréquence du laser avec le courant de polarisation. La quantité  $dg$  est, quant à elle, obtenue en

mesurant l'amplitude de l'émission spontanée du laser. L'inconvénient de cette méthode est que la variation du courant de polarisation fait varier la température et donc varier la fréquence du laser. Il faut donc soustraire la variation en fréquence due à la température de la variation en fréquence due à la variation de l'indice optique.

La seconde méthode est la méthode liée à la relation de Kramers-Krönig [7]. Elle consiste à mesurer précisément le gain spectralement en fonction de la densité de porteurs injectés. Les relations de Kramers-Krönig permettent de retrouver l'indice de réfraction et donc de calculer  $\alpha_H$ .

La méthode indirecte la plus utilisée est la modulation directe en amplitude [66],[67]. La modulation directe en courant d'un laser à semi-conducteur génère une modulation d'amplitude caractérisée par un indice de modulation mais aussi une modulation de fréquence caractérisée par un indice de modulation en fréquence. Le rapport de l'indice de modulation de fréquence avec l'indice de modulation d'amplitude donne directement le paramètre  $\alpha_h$ . La fréquence de modulation doit cependant être supérieure à la fréquence de relaxation du laser. Dans le cas contraire, le rapport des indices de modulation dépend de la fréquence de modulation.

La mesure de RIN apporte une autre solution basée sur la mesure de la largeur de raie. Le paramètre  $\alpha_h$  intervient en effet sur la largeur de raie  $\Delta\nu$  [69] :

$$\Delta\nu = n_{sp}(1 + \alpha_H)^2 \Delta\nu_{S-T} \quad (4.36)$$

avec  $\Delta\nu_{S-T}$  la largeur de Schawlow-Townes [70]. Celle-ci peut s'écrire sous la forme :

$$\Delta\nu_{S-T} = \frac{h\nu}{2\pi\tau_p^2 P_s} \quad (4.37)$$

avec  $P_s$  la puissance en sortie du laser. La mesure de largeur de raie permet alors de remonter au paramètre  $\alpha_H$  à condition de connaître  $n_{sp}$  et  $\tau_p$ . Ces deux paramètres peuvent être déduits de la mesure de RIN. Comme nous venons de le voir, le coefficient  $n_{sp}$  ressort de l'interpolation du taux d'amortissement. Le temps de vie des photons peut être déduit selon l'expression [104] :

$$\tau_p = \tau_c \frac{n_{sp}}{g_d} \quad (4.38)$$

La précision de cette méthode réside donc ici dans la mesure de  $n_{sp}$  et  $\tau_p$ . Elle sera donc liée aux mesures de RIN.



# Chapitre 5

## Le bruit dans un laser multi-fréquences

Nous venons de voir comment mesurer le bruit d'amplitude dans un laser. Ces méthodes ne changent pas si le laser est longitudinalement monomode ou multimode. Cependant le cas des lasers multimodes fait apparaître de nouvelles notions telles que le bruit de partition. Nous allons donc dans ce chapitre, mettre en avant les caractéristiques propres aux lasers multimodes. Nous reviendrons d'abord sur le bruit de partition, puis nous présenterons une mesure de la corrélation entre les modes d'un laser liée aux mesures de bruit d'amplitude.

### 5.1 Le bruit de partition

Au début des années 80, le bruit de partition était considéré comme un des paramètres limitatifs majeurs des performances des systèmes de télécommunication optique [72],[73]. L'amélioration des lasers monomodes a par la suite diminué l'intérêt pour celui-ci.

#### 5.1.1 Échanges d'énergie pour un gain à élargissement homogène

Dans un laser à gain homogène, les modes du laser puisent leur énergie dans un même réservoir commun. De ce fait, lorsque la puissance sur un mode augmente brutalement, celles des modes adjacents diminuent de façon à conserver une puissance totale constante. La figure 5.1, présente un schéma simple de ce phénomène. Finalement, la puissance totale varie peu. Mais les fluctuations observées sur chaque mode sont plus importantes. Ce phénomène est connu sous le nom de bruit de partition [74].

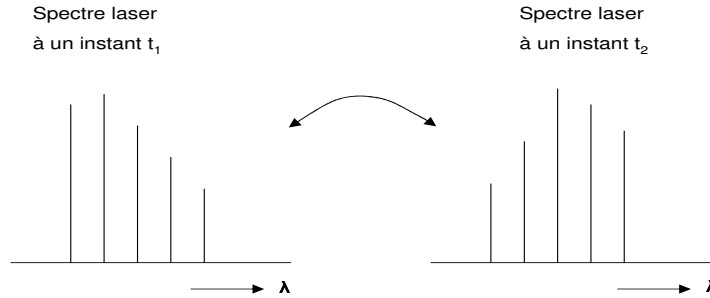


FIGURE 5.1 – Spectre aléatoire d'un laser illustrant le bruit de partition

Le bruit de partition ne s'observe pas sur le bruit total d'un laser. Celui-ci génère des fluctuations sur les modes longitudinaux. Ces fluctuations sont compensées par des variations opposées sur d'autres modes. Considérons le cas simple d'un laser bimode. Les variations d'amplitude totale peuvent alors s'exprimer en fonction des variations  $\delta s$  sur chaque mode [49] :

$$\begin{aligned} \langle |\delta s_i(\omega) + \delta s_j(\omega)|^2 \rangle &= \langle |\delta s_i(\omega)|^2 \rangle + \langle |\delta s_j(\omega)|^2 \rangle \\ &+ 2\cos(\theta_{ij}(\omega)) \sqrt{\langle |\delta s_i(\omega)|^2 \rangle \langle |\delta s_j(\omega)|^2 \rangle} \end{aligned} \quad (5.1)$$

Dans cette expression intervient  $\cos(\theta_{ij})$  caractérisant le degré de l'interaction entre les modes "i" et "j". On peut par ailleurs définir le coefficient d'intercorrélacion  $e^{i\theta_{ij}}$  [49] :

$$e^{i\theta_{ij}} = \frac{\langle \delta s_i(\omega) \delta s_j(\omega)^* \rangle}{\sqrt{\langle |\delta s_i(\omega)|^2 \rangle \langle |\delta s_j(\omega)|^2 \rangle}} \quad (5.2)$$

Si  $\cos(\theta_{ij})$  est nul, le bruit total résultant de l'interaction correspond à la somme des fluctuations sur chaque mode. Les modes du laser ne sont pas corrélés en moyenne. Cette indépendance entre les modes peut traduire l'inhomogénéité du gain. Dans le cas où  $\cos(\theta_{ij})$  est positif, les fluctuations totales sont supérieures à la somme des fluctuations sur chaque mode. Ceci montre que les fluctuations sur les différents modes sont corrélées. Le cas du bruit de partition correspond alors à une anti-corrélacion entre les modes du laser [75]. Ce qui se traduit par un coefficient

$\cos(\theta_{ij})$  négatif. Si les modes sont anti-corrélés à 100 %,  $\cos(\theta_{ij}) = -1$ . On a alors :

$$\langle |\delta s_i(\omega) + \delta s_j(\omega)|^2 \rangle = (\sqrt{\langle |\delta s_i(\omega)|^2 \rangle} - \sqrt{\langle |\delta s_j(\omega)|^2 \rangle})^2 \quad (5.3)$$

Le bruit total résultant de cette interaction est alors le plus faible possible.

### 5.1.2 Effet de la dispersion sur le bruit de partition

A première vue, le bruit de partition ne semble pas poser d'inconvénient majeur. Même si le bruit sur les modes longitudinaux est important, le bruit total est relativement faible. Le désagrément apparaît pour des systèmes de transmission à longue portée comportant des fibres optiques à forte dispersion chromatique [76]. Reprenons le cas simple du laser bimode. Du fait de la dispersion, les modes seront retardés l'un par rapport à l'autre d'un temps  $\tau_d$  en extrémité de fibre ( $\tau_d$  étant le produit de la dispersion de la fibre en ps/nm par l'écartement entre les modes longitudinaux en nm). Ce déphasage introduit se retrouve alors sur le bruit total du laser en sortie de fibre :

$$\begin{aligned} \langle |\delta s_i(\omega) + \delta s_j(\omega)e^{-i\omega\tau_d}|^2 \rangle &= \langle |\delta s_i(\omega)|^2 \rangle + \langle |\delta s_j(\omega)|^2 \rangle \\ &\quad + 2\cos(\theta_{ij} - \omega\tau_d)\sqrt{\langle |\delta s_i(\omega)|^2 \rangle \langle |\delta s_j(\omega)|^2 \rangle} \end{aligned} \quad (5.4)$$

En sortie de fibre, les fluctuations sur chaque mode sont déphasées par la dispersion. Celles-ci peuvent alors ne plus se compenser (en d'autre terme, la corrélation entre les modes est modifiée). Le bruit qui en résulte est alors augmenté et peut provoquer des erreurs sur les bits.

Le produit bande passante distance BL (en Gbit/s.Km) est ainsi limité par le bruit de partition [74] :

$$BL < \frac{0.28}{D_\lambda \Delta\lambda \sqrt{K}} \quad (5.5)$$

avec  $D_\lambda$  la dispersion (en ps/nm/Km) et K facteurs utilisés pour caractériser le bruit de partition (compris entre 0 et 1)<sup>1</sup>. Plus le bruit de partition est important et plus le facteur K est proche de 1. La limite du produit bande passante distance est alors diminuée.

1. Le lecteur souhaitant plus d'informations sur le facteur K pourra se reporter à la référence [73]. Notons que ce facteur permet d'estimer le bruit de partition à partir d'une mesure sur un mode. D'autres travaux ont remis en cause les simplifications faites pour aboutir à ce facteur, rendant l'estimation du bruit de partition plus complexe [72]. Il donne cependant une bonne indication sur les limites de performance liées au bruit de partition



## 5.2 Mesure du coefficient de corrélation

Nous venons de mettre en évidence une relation entre les fluctuations des différents modes dans le domaine de l'optique. Nous allons montrer que celle-ci se retrouve dans le domaine électrique, permettant d'estimer la corrélation à partir des mesures de RIN.

### 5.2.1 Relation entre le bruit total et le bruit des différentes lignes d'un laser

Nous allons présenter ici, la relation théorique qu'il existe entre le RIN de chacune des lignes lasers mesurées individuellement avec le RIN mesuré sur la puissance totale du laser. Soit  $i_j$  le photo-courant produit par une ligne laser :

$$i_j = I_j (1 + \epsilon_j(t)) \quad (5.6)$$

$I_j$  est le courant moyen proportionnel à la puissance optique de la ligne laser.  $\epsilon_j(t)$  est le terme de fluctuations par rapport au courant moyen. Le spectre de bruit d'intensité relatif sur une ligne est alors défini par :

$$RIN(f) = \frac{DSP(I_j \epsilon_j(t))}{I_j^2} = DSP(\epsilon_j(t)) \quad (5.7)$$

Où DSP est l'opérateur de densité spectrale de puissance correspondant à la Transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation :

$$DSP(g(t)) = TF_\tau \left( \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T}^T g(t)g(t + \tau) dt \right) \quad (5.8)$$

$TF_\tau$  est l'opérateur de Transformée de Fourier par rapport à la variable  $\tau$ , donnée par l'expression suivante :

$$TF_\tau(g(t)) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau \quad (5.9)$$

Le RIN sur le photo-courant total est donné par :

$$RIN_{TOT}(f) = \frac{DSP\left(\sum_j I_j \epsilon_j(t)\right)}{I_{TOT}^2} = DSP\left(\sum_j \frac{I_j}{I_{TOT}} \epsilon_j(t)\right) \quad (5.10)$$

avec :

$$I_{TOT} = \sum_j I_j \quad (5.11)$$

En écrivant de façon explicite la DSP, le RIN sur le photo-courant total devient :

$$RIN_{TOT}(f) = TF_\tau \left( \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T}^T \left( \sum_j \frac{I_j}{I_{TOT}} \varepsilon_j(t) \right) \left( \sum_k \frac{I_k}{I_{TOT}} \varepsilon_k(t + \tau) \right) dt \right) \quad (5.12)$$

Soit :

$$RIN_{TOT} = \sum_j \frac{I_j^2}{I_{TOT}^2} TF_\tau \left( \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T}^T (\varepsilon_j(t) \varepsilon_j(t + \tau)) dt \right) \quad (5.13)$$

$$+ \sum_{\substack{j,k \\ j \neq k}} \frac{I_j I_k}{I_{TOT}^2} TF_\tau \left( \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T}^T (\varepsilon_j(t) \varepsilon_k(t + \tau)) dt \right)$$

La première somme de termes correspond aux densités spectrales de puissance des fluctuations relatives de courant de chacune des lignes, donc en fait au RIN de chacune des lignes. Quant au second terme, il est constitué des Transformées de Fourier de corrélations croisées de fluctuations de courant. Puisque la Transformée de Fourier d'une corrélation de deux fonctions est égale au produit de la première fonction par le complexe conjugué de la seconde fonction, on peut exprimer ces termes sous la forme suivante :

$$TF_\tau \left( \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T}^T (\varepsilon_j(t) \varepsilon_k(t + \tau)) dt \right) + TF_\tau \left( \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T}^T (\varepsilon_k(t) \varepsilon_j(t + \tau)) dt \right) \quad (5.14)$$

$$= 2 \cos(\theta_{jk}(f)) \sqrt{RIN_j(f)} \sqrt{RIN_k(f)}$$

Le RIN sur la puissance totale est donc :

$$RIN_{TOT}(f) = \sum_j \frac{I_j^2}{I_{TOT}^2} RIN_j(f) + \sum_{\substack{j,k \\ j < k}} \frac{2I_j I_k}{I_{TOT}^2} \cos(\theta_{jk}(f)) \sqrt{RIN_j(f)} \sqrt{RIN_k(f)} \quad (5.15)$$

Les coefficients  $\cos(\theta_{jk}(f))$  décrivent l'interaction stochastique entre les modes du laser. Cette interaction n'est pas forcément semblable entre les différents modes.

Nous allons cependant introduire le coefficient stochastique  $\cos(\theta_{moy}(f))$  caractérisant l'interaction moyenne entre les modes du laser :

$$\cos(\theta_{moy}(f)) = \frac{RIN_{TOT}(f) - \sum_j \frac{I_j^2}{I_{TOT}^2} RIN_j(f)}{\sum_{\substack{j,k \\ j < k}} \frac{2I_j I_k}{I_{TOT}^2} \sqrt{RIN_j(f)} \sqrt{RIN_k(f)}} \quad (5.16)$$

L'intérêt de la corrélation définie ici est qu'elle est fonction de la fréquence. Nous pouvons donc déterminer le couplage entre les modes en fonction de la fréquence.

### 5.2.2 Principe de la mesure de la corrélation

Pour mesurer la corrélation entre les modes d'un laser, il faut mesurer le RIN sur chaque ligne du laser ainsi que le RIN sur la puissance totale. L'expression (5.16) permet ensuite de déterminer la corrélation moyenne. Le RIN caractérise les fluctuations aléatoires de puissance du laser. Pour déterminer correctement la corrélation entre les modes, il faudrait idéalement mesurer simultanément le RIN sur chaque mode et sur le spectre total.

La corrélation est néanmoins relative aux fluctuations moyennes. Ce qui compte

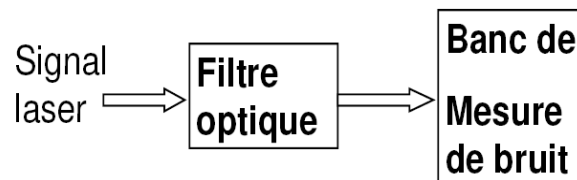


FIGURE 5.2 – Schéma du principe de la mesure de la corrélation

c'est d'estimer correctement la moyenne statistique des fluctuations. La mesure du RIN est réalisée sur plusieurs acquisitions. En considérant le processus comme ergodique, la moyenne temporelle ainsi réalisée correspond à la moyenne statistique d'ensemble. De ce fait, il n'est pas nécessaire de réaliser les mesures au même instant. La corrélation moyenne est alors déterminée à partir des mesures de RIN effectuées les unes après les autres.

Le principe de l'expérience est alors assez simple. On place un filtre entre le laser et le système de mesure de bruit. Le filtre permet d'isoler les modes longitudinaux et d'en mesurer le RIN successivement. Pour ce type de mesure, on préfère utiliser la technique "classique" de mesure de RIN. Celle-ci ne dure que quelques minutes

alors que la technique précise prend plusieurs jours.

La difficulté de cette méthode repose uniquement sur le filtrage lui-même. En effet, il faut d'abord disposer d'un filtre ayant une largeur adaptée à l'ISL du laser à caractériser. De façon à sélectionner les lignes une par une. D'autre part, il faut pouvoir recueillir suffisamment de puissance pour effectuer une mesure de RIN correcte. Le bruit d'amplitude dépend effectivement de la puissance du laser. Pour une puissance trop faible, le bruit d'amplitude sera plus difficile à distinguer du bruit de grenaille.

Le filtre utilisé est un monochromateur. Il permet de réaliser un filtrage sur une large bande en longueur d'onde. Il est aussi possible de modifier la largeur du filtre. Nous pouvons ainsi filtrer sur une largeur allant de 10 nm à 0.1 nm. Ce qui permet de choisir le nombre de modes sélectionnés. On peut alors mesurer  $\cos(\theta_{moy}(f))$  mais aussi directement l'interaction  $\cos(\theta_{jk}(f))$  entre 2 modes. En choisissant correctement la largeur du filtre, on mesure le bruit relatif sur 2 modes  $RIN_{j+k}$ . En réduisant ensuite la largeur, on mesure successivement  $RIN_j$  et  $RIN_k$ , les RIN sur chaque mode. La corrélation est alors calculée par :

$$\cos(\theta_{jk}(f)) = \frac{I_{TOT}^2 RIN_{j+k} - (I_j^2 RIN_j + I_k^2 RIN_k)}{2I_j I_k \sqrt{RIN_j(f)} \sqrt{RIN_k(f)}} \quad (5.17)$$

La mesure de la corrélation consiste donc à évaluer l'écart entre les fluctuations sur la puissance totale et la somme des fluctuations sur chaque mode. La relation (5.17) montre que cet écart est du même ordre de grandeur que le terme " $2I_j I_k \sqrt{RIN_j(f)} \sqrt{RIN_k(f)}$ ". L'écart à mesurer sera donc d'autant plus faible que le bruit sur chaque mode est faible. Ceci montre donc qu'une simple comparaison du bruit total avec le bruit sur chaque mode ne renseigne en rien sur le degré de corrélation. Celui-ci dépend aussi du niveau de bruit mesuré sur les modes longitudinaux.

### 5.3 Illustration de la mesure de la corrélation

Dans cette section, nous allons présenter des mesures de la corrélation dans un laser à fibre, dans un laser dBR à semi-conducteur et dans un laser Fabry Perot. Ceci a pour but d'illustrer les résultats théoriques de la section précédente et de montrer la cohérence de cette mesure.

### 5.3.1 Laser à fibre

Ce laser est un laser à fibre réalisé à l'université Laval à Québec [77]. Deux réseaux de bragg à pas variable photo-inscrits sont superposés comme présentés figure 5.3. Ceux-ci sont translatés d'une distance  $d$  l'un par rapport à l'autre. Les réseaux à pas variable constituent des miroirs sélectifs en longueur d'onde dont la longueur d'onde centrale dépend de la période donc de la position le long du réseau. Comme le montre la figure 5.3, il existe ainsi un ensemble de cavités le long du réseau à des longueurs d'ondes différentes. Le chirp des réseaux, l'écart spatial entre ceux-ci ainsi que la longueur permettent de contrôler le nombre et l'espacement des différents canaux générés. La particularité de ce laser multi-fréquences

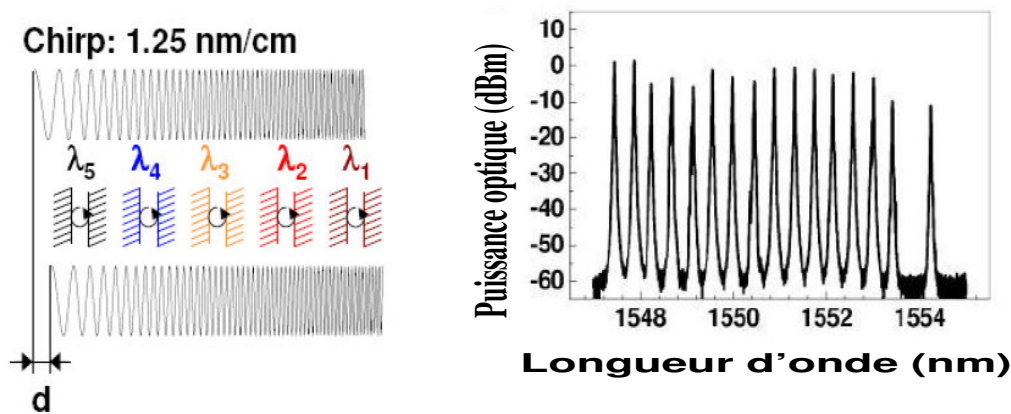


FIGURE 5.3 – Principe et spectre optique du laser à fibre

comparé aux lasers multimodes classiques est la séparation spatiale des milieux de gain des différents modes longitudinaux. Selon le design, les modes du laser partageront ainsi ou pas un gain commun. Nous allons présenter les résultats obtenus dans deux cas différents. Dans le premier cas, le laser est composé de six modes espacés de plus de 50 GHz. Dans le second cas, le laser est bimode et l'écart entre les modes est inférieur à 20 GHz. Ces mesures ont été réalisées par POETTE et BROCHU [78]. Le filtre utilisé n'est pas le monochromateur. Il s'agit d'un filtre d'une largeur de 0.25 nm. Seul  $\cos(\theta_{moy}(f))$  a donc pu être mesuré.

La figure 5.4 présente les résultats obtenus sur le laser à six lignes. La figure 5.4.b montre que chaque ligne présente un spectre de bruits différents avec un pic de résonance propre à chaque mode. La somme de ces différents bruits correspond alors au bruit total du laser figure 5.4.c. La corrélation moyenne est alors approximativement nulle, figure 5.4.d ce qui montre que les modes sont indépendants. On observe cependant la présence d'un pic autour de la fréquence de relaxation qui

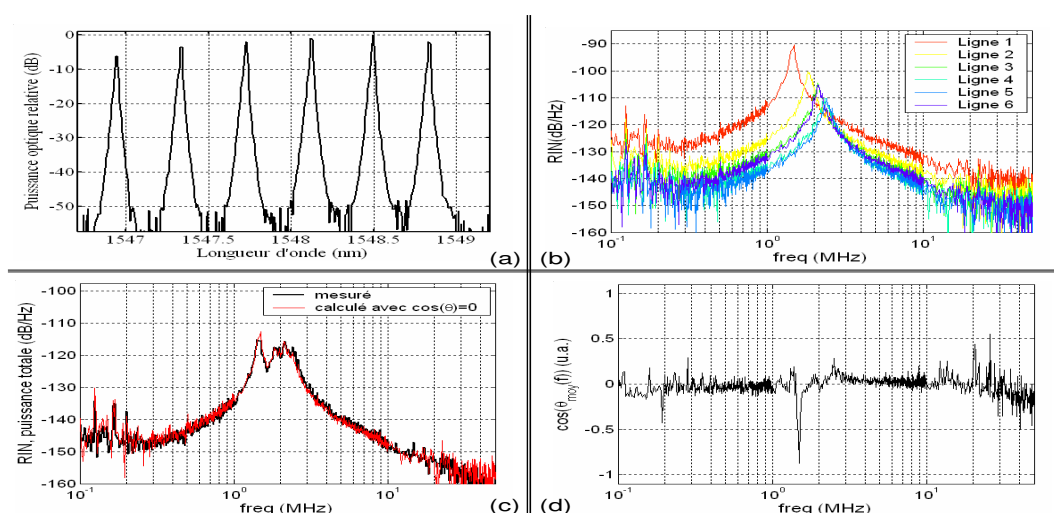


FIGURE 5.4 – Mesures sur le laser à six lignes.

pointe vers les valeurs négatives. Celui-ci doit être dû à une légère erreur au cours de la mesure. Finalement la corrélation mesurée montre que les modes ne sont pas corrélés. Ici les milieux de gain sont spatialement séparés. les modes ne partagent pas de gain commun. Il est donc cohérent de ne pas observer d'interaction entre eux.

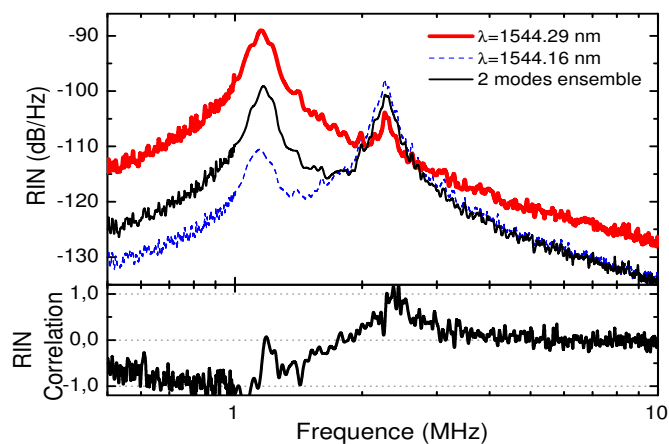


FIGURE 5.5 – Mesures sur le laser bimode.

La figure 5.5 présente les résultats obtenus pour le laser bimode. Le bruit sur un mode( en rouge) est supérieur au bruit total (en noir). La mesure de RIN dépendant de la puissance optique, il est courant d'observer un RIN plus important sur un mode (la puissance est plus faible) que sur le spectre total (puissance plus

élevée).

Il est intéressant de remarquer que le RIN sur chaque mode présente deux pics de relaxation. Ce constat révèle une interaction entre les deux lignes. Ici le fort recouvrement spatial des milieux de gain des canaux induit donc un couplage entre les deux lignes. Ceci se retrouve sur la corrélation. On observe une anti-corrélation pour les fréquences inférieures à 2 MHz ( $\cos(\theta_{moy}(f)) < 0$ ) ainsi qu'une corrélation positive au niveau du second pic de résonance.

### 5.3.2 Laser DBR

Les résultats présentés dans les lasers à fibre semblent montrer que l'introduction de la corrélation moyenne  $\cos(\theta_{moy}(f))$  est acceptable. L'étude dans un laser DBR a été réalisée pour répondre à certaines interrogations. La corrélation entre les modes est un phénomène aléatoire lié aux fluctuations aléatoires des modes. La mesure de la corrélation doit faire ressortir l'interaction privilégiée entre les modes. Nous allons vérifier que nous obtenons un résultat comparable sur plusieurs mesures. D'autre part, l'introduction de la corrélation moyenne passe par certaines simplifications. Il peut être intéressant de comparer la corrélation moyenne aux différentes corrélations entre les modes.

Le laser utilisé est un laser DBR d'ISL 33GHz. Comme présenté figure 5.6, il présente peu de modes. C'est un point important car cela rend la mesure de la corrélation plus simple.

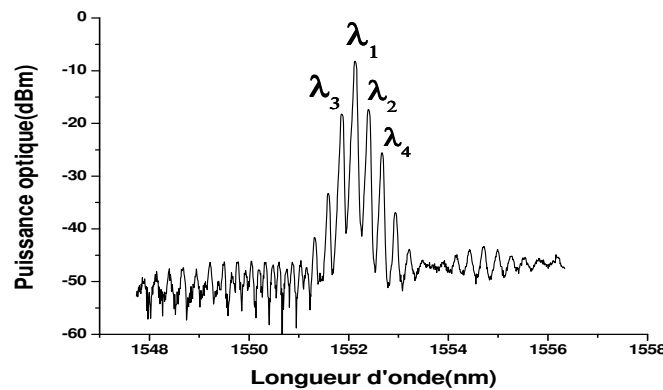


FIGURE 5.6 – Spectre optique du laser dBR.

La puissance étant répartie sur peu de modes, ceux-ci sont plus puissants. Ici seuls quatre modes (identifiés sur le spectre par  $\lambda_1, \dots, \lambda_4$ ) seront en fait assez puissants pour être pris en compte. La mesure de la corrélation moyenne a été effectuée

à l'aide du monochromateur. Trois mesures ont été réalisées sur un intervalle de deux jours. Dans les 3 cas, on observe figure 5.7 une anti-corrélation à 50% autour de 100MHz. On observe par ailleurs un pic à cette fréquence dû à la mesure. La première et la dernière mesure se superposent pour des fréquences allant de 3MHz à 1GHz. La deuxième mesure est légèrement supérieure.

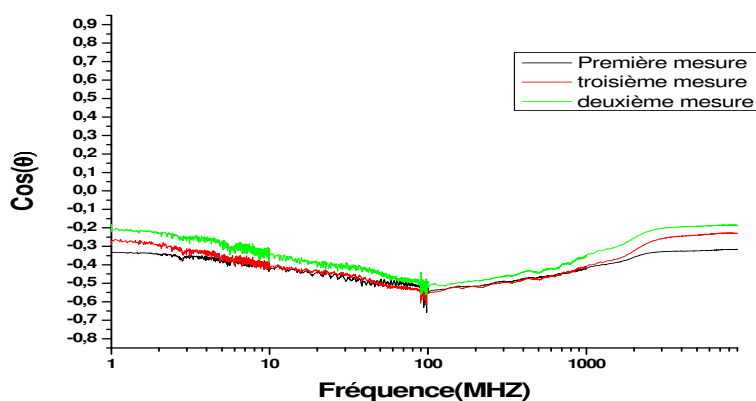


FIGURE 5.7 – Corrélation moyenne du DBR.

La mesure est donc répétable. Nous observons des résultats comparables qui montrent que nous mesurons la corrélation liée aux moyennes statistiques des fluctuations. Le monochromateur nous permet par ailleurs de déterminer directement la corrélation entre deux modes à partir de la relation (5.17). Nous avons ainsi pu mesurer la corrélation entre le mode principal ( $\lambda_1$ ) et ses modes adjacents ( $\lambda_2$  et  $\lambda_3$ ).

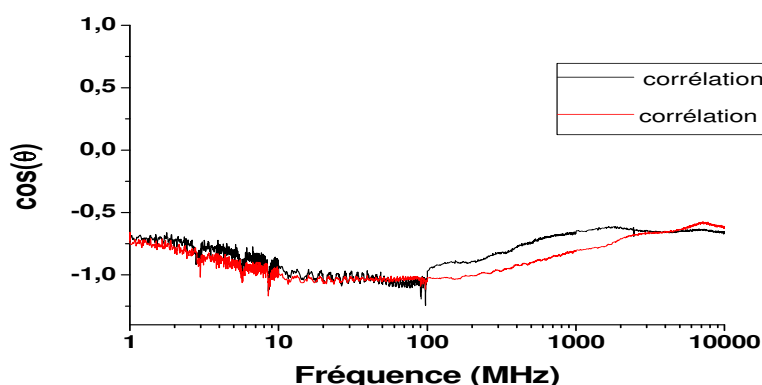


FIGURE 5.8 – Corrélation entre deux modes adjacents du laser DBR

La figure 5.8 montre alors que ces modes sont anti-corrélés autour de 100%



pour des fréquences situées entre 10 et 100MHz. La corrélation est par ailleurs inférieures à -0.5 sur l'ensemble de la plage de mesure. Nous avons donc une forte interaction entre ces modes, plus importante que celle observée au niveau de la corrélation moyenne. A partir de ces deux corrélations, la corrélation entre  $\lambda_2$  et  $\lambda_3$  peut être déduite en comparant le RIN mesuré sur l'ensemble des trois modes au RIN sur chaque mode :

$$\cos(\theta)_{2,3} = \frac{I_{TOT}^2 RIN_{TOT} - \left( \sum_1^3 I_i^2 RIN_i + 2(\cos(\theta)_{1,2} \sqrt{RIN_1} \sqrt{RIN_2} + \cos(\theta)_{1,3} \sqrt{RIN_1} \sqrt{RIN_3}) \right)}{2I_2 I_3 \sqrt{RIN_2} \sqrt{RIN_3}} \quad (5.18)$$

La corrélation déduite est alors présentée figure 5.9. Elle montre que ces modes sont fortement corrélés (supérieur à 75 %) sur une plage de fréquence allant de 10 MHz à 300 MHz.

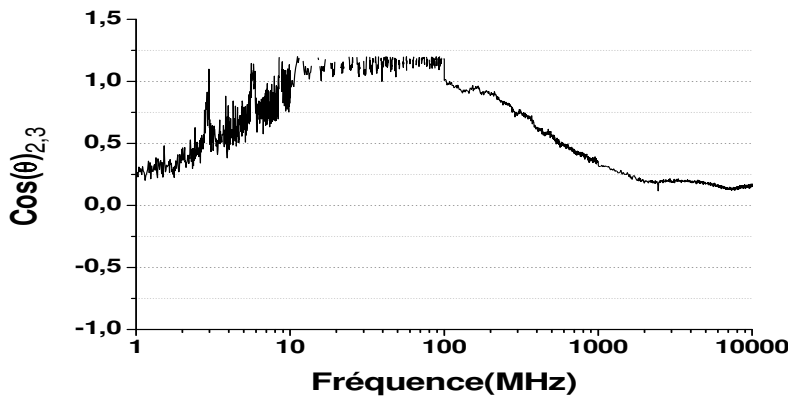


FIGURE 5.9 – Mesure de la corrélation entre deux modes séparés par un mode central  $\lambda_2$  et  $\lambda_3$

Cette mesure étant cependant déduite des mesures précédentes, les imprécisions s'accumulent. La mesure est alors plus bruitée.

Finalement, il apparaît que le mode le plus puissant est anti-corrélé aux deux modes secondaires. En conséquence, ces deux modes se retrouvent corrélés. Nous venons donc de faire ressortir un cas typique de bruit de partition.

Ceci montre aussi la limite de la corrélation moyenne. Celle-ci renseigne sur l'interaction globale entre les modes. Elle donne donc une idée générale de l'interaction entre ceux-ci mais peut tromper sur la force de ces interactions.

### 5.3.3 Laser Fabry Perot

Nous venons de montrer les échanges d'énergie importants dans un laser DBR. Nous nous proposons ici d'étudier la force des interactions dans un laser massif Fabry Perot. Cette étude servira de référence quant aux résultats que nous observerons dans des structures de plus faible dimensionnalité. Le spectre optique du laser massif Fabry Perot est présenté figure 5.10. Celui-ci semble montrer une surmodulation. Mais aucune contre-réaction optique n'a pu être mise en évidence. La figure 5.11 donne une mesure de RIN de ce laser. Celle-ci montre deux pics secondaires autour de 1 GHz. Ce qui révèle peut être une contre-réaction optique.

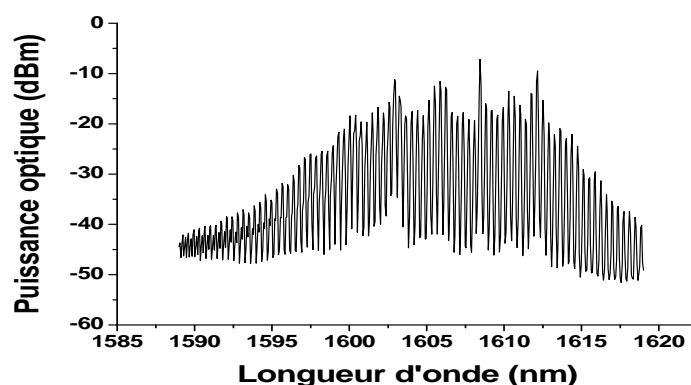


FIGURE 5.10 – Spectre optique du laser massif Fabry Perot

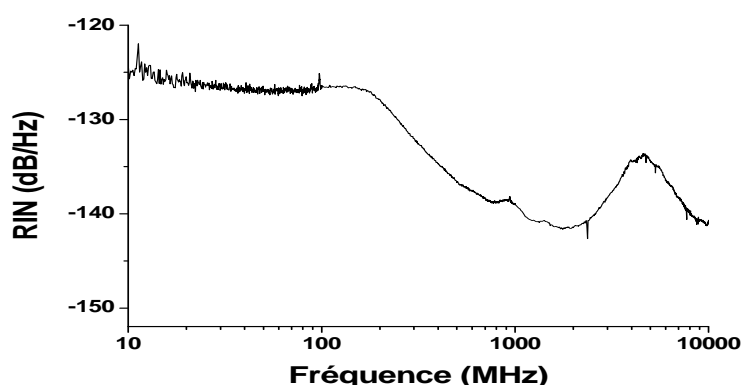


FIGURE 5.11 – Mesure du RIN dans un laser massif fortement multimode.

Une mesure de corrélation est effectuée en comparant le bruit observé sur deux modes au bruit mesuré sur chaque mode. L'interaction ainsi mesurée figure 5.12

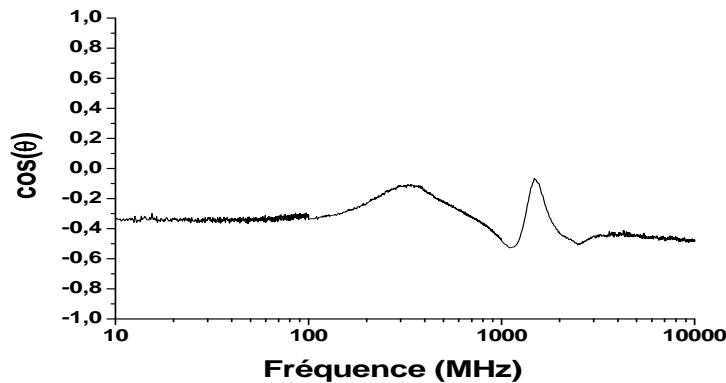


FIGURE 5.12 – Corrélation entre deux modes sur un laser massif fortement multimode.

est négative. Ce qui révèle du bruit de partition dans cette structure. Cependant, cette interaction est de l'ordre de -40 %. Nettement plus faible que la force des interactions observées dans le laser dBR. Ceci correspond au résultat attendu [74]. En effet, dans un laser fortement multimode, chaque mode est en interaction avec plusieurs autres modes. De ce fait, la corrélation avec un mode adjacent ne peut être totale. Notons cependant, qu'il a été montré que la corrélation entre deux modes adjacents reste plus forte que pour des modes plus éloignés [74]. Cette observation est en contradiction avec l'idée d'un réservoir d'énergie commun à l'ensemble des modes. Elle fait davantage intervenir la présence de spectral hole-burning. La figure 5.12 met en évidence la présence de deux pics autour de 1 GHz sur la mesure de corrélation. Ces pics semblent pouvoir être associés aux pics secondaires observés sur la mesure de RIN du laser.

## 5.4 Limite de la mesure de corrélation

L'incertitude sur les mesures de corrélation est liée aux incertitudes sur les mesures de bruit elles-mêmes. C'est pourquoi, il sera souvent difficile d'estimer correctement la corrélation pour des fréquences inférieures à 10 MHz. Pour ces fréquences, l'incertitude sur le bruit est en effet plus élevée. D'une façon générale, la mesure de la corrélation sera d'autant plus simple que les bruits mesurés seront élevés (RIN important ou puissance optique élevée). Ainsi, l'incertitude sur les mesures de bruit est plus faible. De plus, comme le montre l'expression (5.17), la corrélation que nous devons déduire du bruit total et de la somme des bruits sur chaque ligne est pondéré par les bruits sur chaque mode (au niveau du dé-

nominateur). Lorsque ces bruits seront faibles, les incertitudes ressortiront donc davantage de la mesure de la corrélation.

## **5.5 conclusion**

Dans ce chapitre, nous venons de montrer la possibilité de mesurer la corrélation entre les modes d'un laser. Cela nécessite de pouvoir mesurer le RIN des différents modes d'un laser. Cette mesure est intéressante car elle renseigne non seulement sur le "cross-talk" mais aussi sur l'homogénéité d'un gain. Dans les lasers auto-pulsants (multimode), la corrélation permettra une exploration de phénomènes associés à l'auto-pulsation. Dans les lasers à îlots quantiques, dont le fonctionnement reste encore aujourd'hui moins compris, elle pourra renseigner sur l'homogénéité du gain ou sur la présence d'interaction inattendue.



# Chapitre 6

## Résultats expérimentaux

Ce chapitre porte sur l'étude du RIN dans des lasers à îlots quantiques et à bâtonnets quantiques. L'ensemble des lasers que nous allons caractériser sont des lasers multimodes. Nous nous intéresserons donc au RIN mais aussi à la corrélation entre les modes dans ces lasers. Nous débuterons ce chapitre par une étude comparative du bruit dans un laser à bâtonnets quantiques et massif. Nous aborderons ensuite le cas des lasers à bâtonnets quantiques (Qdash) présentant un nombre de plans différents. Nous terminerons par l'étude des lasers à îlots quantiques.

### 6.1 Étude comparative du bruit dans un laser massif et à bâtonnets quantiques

Nous présentons ici une étude réalisée sur deux lasers provenant du projet ROTOR (Récupération d'horloge Tout Optique pour la Régénération). Ces lasers ont la même structure avec une cavité ayant les mêmes propriétés géométriques. Ils se distinguent donc par leur milieu de gain (massif et à bâtonnets quantiques). Notons enfin que ces derniers sont des lasers autopulsants.

#### 6.1.1 Mesures de RIN

Dans ce paragraphe, nous proposons de comparer le bruit d'intensité dans un laser massif et dans un laser à bâtonnets quantiques. Ceci nous permettra d'introduire les propriétés attendues en terme de bruit dans les structures de faible dimensionnalité. Ces lasers présentent des courants de seuil différents (46 mA pour le laser massif contre 20 mA pour laser Qdash). De ce fait les mesures seront comparées en fonction du taux de pompage  $\frac{I}{I_{th}}$ .

Les spectres de bruit du laser massif, figure 6.1(a), révèlent un comportement peu classique. Aux faibles courants (inférieurs à 80 mA), on observe un pic de résonance (situé entre 1 et 3 GHz) très élevé et peu amorti. Il présente par ailleurs des harmoniques à ces fréquences double et triple. Ceci semble montrer la présence d'oscillation "auto-entretenu" à cette fréquence. Pour des courants plus élevés (supérieurs à 80 mA), le pic de résonance est davantage amorti. On a pu observer que la fin de ces oscillations correspondait au déclenchement de l'autopulsation dans ce laser [79]. En comparaison, les spectres de bruit du laser Qdash présentés figure 6.1(b) sont plus classiques. Notons que le pic de résonance est plus amorti, ce qui montre que le laser Qdash présente un taux d'amortissement plus élevé. On observe par ailleurs un plancher de bruit plus faible. Ainsi, le niveau de bruit du laser massif est toujours supérieur à  $-145 \text{ dB.Hz}^{-1}$ , alors que pour l'ensemble des mesures réalisées sur le Qdash, le plancher de bruit est inférieur à cette valeur. Pour comparer correctement le bruit d'intensité de deux sources, il est important de tenir compte des puissances optiques moyennes. Le RIN correspond en effet au bruit relatif d'intensité par rapport à la puissance optique moyenne au carré. Ainsi, deux sources présentant un niveau de bruit équivalent mais des puissances optiques moyennes différentes auront des niveaux de RIN différents (RIN plus élevé pour la puissance optique la plus faible). Dans le cas présent, le laser Qdash présente une puissance optique moyenne supérieure à celle du laser massif. Ainsi, autour de 1,6 fois le seuil, la différence de puissance optique au carré correspond à un écart de 3 dB. Pour ce courant, le plancher de bruit du laser Qdash est 15 dB plus faible que celui du laser massif. La différence de puissance optique ne suffit donc pas pour expliquer l'écart des planchers de bruit. De la même façon, autour de 4,5 fois le seuil, le plancher de bruit du laser Qdash est 15 dB plus faible que celui du laser massif. Alors que l'écart des puissances optiques moyennes au carré est de l'ordre de 7 dB. Le bruit d'intensité dans le laser massif est donc plus important que dans le laser Qdash. Ceci correspond aux attentes pour ce type de structure. En effet, la faible dimensionnalité et la discrétisation des niveaux d'énergie doit venir réduire l'émission spontanée. Le bruit d'intensité, lié intrinsèquement au processus d'émission spontanée, devrait donc être plus faible que dans un laser massif ou à puits quantiques. D'autre part, le gain différentiel plus élevé dans ces structures se traduit par un taux d'amortissement plus important. Ce qui vient aussi diminuer le bruit d'intensité.

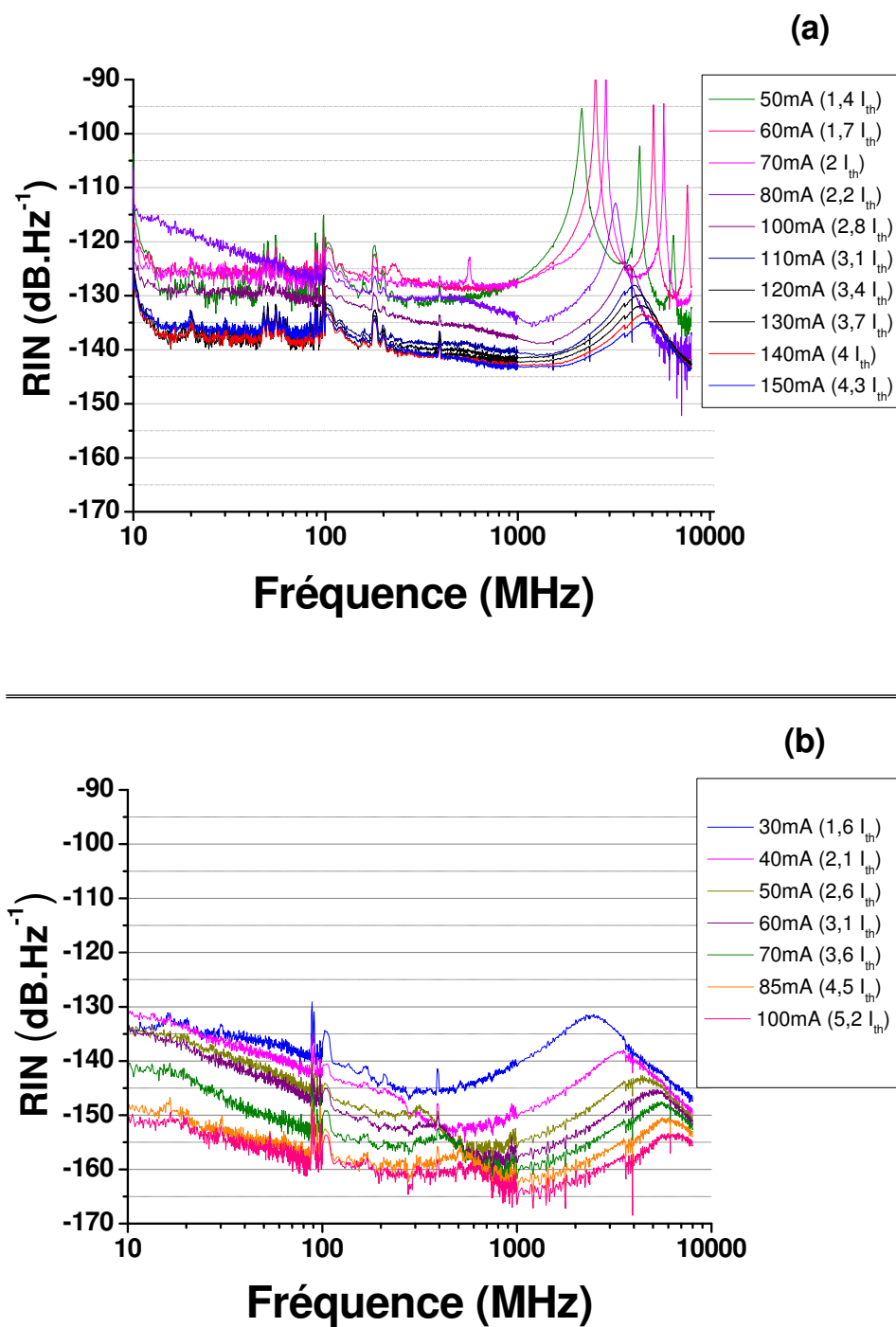


FIGURE 6.1 – Mesures des bruits d'intensité du laser massif (a) et Qdash (b).



### 6.1.2 Interpolation des mesures

Comme nous l'avons présentés au chapitre 4, la fréquence de relaxation et le taux d'amortissement peuvent être déduits des mesures de RIN. La figure 6.2 donne ainsi la fréquence de relaxation en fonction de la racine carré du taux de pompage. La fréquence de relaxation au carré est proportionnelle au courant de polarisation. On doit donc ici observer des pentes linéaires.

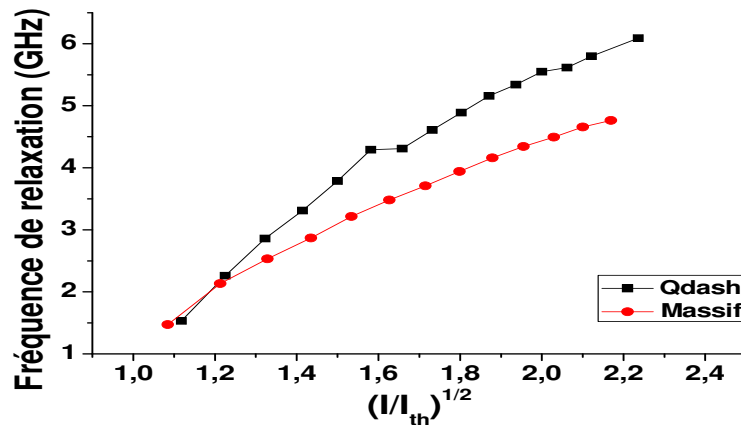


FIGURE 6.2 – Fréquence de relaxation du laser massif et Qdash.

On peut d'abord noter que le laser Qdash présente une fréquence de relaxation toujours supérieure au laser massif. Ainsi, pour un taux de pompage de 4, On observe une fréquence de relaxation autour de 5,5 GHz dans le Qdash, alors que le laser massif présente une fréquence de relaxation de l'ordre de 4,5 GHz. Ceci est lié à la dynamique du laser Qdash, plus élevée que dans le laser massif. Ce qui se traduit par un gain différentiel plus important. La fréquence de relaxation étant proportionnelle à ce dernier, nous devrions voir l'écart entre la fréquence de relaxation du laser Qdash et du laser massif augmenter avec le courant. Ici ce phénomène est limité par la présence d'une "rupture" dans la courbe du laser Qdash. Ainsi pour une racine carré du taux de pompage autour de 1,6 (taux de pompage de l'ordre de 2,5), la courbe ne suit plus sa linéarité attendue. A partir de ce taux de pompage, la courbe semble se décaler et devient moins pentue.

La figure 6.3 donne le taux d'amortissement en fonction du taux de pompage. Nous devons alors observer des courbes linéaires. Dans le cas du laser massif, le taux d'amortissement ne devient linéaire que pour un taux de pompage supérieur à 2. Pour des taux de pompage plus faibles, le taux d'amortissement est relativement peu élevé. Ceci est dû à la présence d'oscillation auto-entretenue pour ces

courants. Ce qui se traduit naturellement par un pic de résonance peu amorti sur les spectres de bruit.

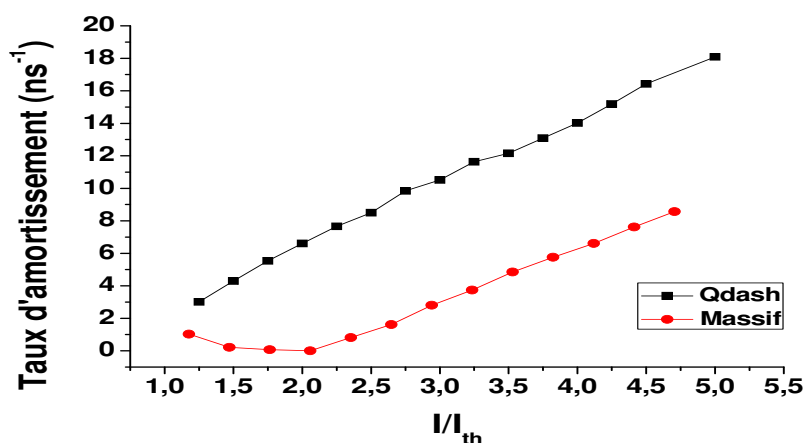


FIGURE 6.3 – Taux d’amortissement dans le laser massif et à bâtonnets quantiques.

On observe un taux d’amortissement plus important dans le cas du laser à bâtonnets quantiques. Ce qui correspond une fois encore aux attentes. Le taux d’amortissement, lié au gain différentiel, doit effectivement être plus élevé dans un laser à bâtonnets quantiques.

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 donc par un bruit d’intensité plus faible, une fréquence de relaxation et un taux d’amortissement plus élevé.

### 6.1.3 Étude de la corrélation entre les modes longitudinaux

L’étude de la corrélation permet de mettre en avant la présence et le type d’interaction entre les modes d’un laser. Dans le cas présent, le laser massif et le laser Qdash sont des lasers fortement multimodes, comme présentés figure 6.4.

L’étude de corrélation moyenne a ainsi été réalisée en considérant une cinquantaine de modes pour chaque laser.

Dans le cas du laser massif, figure 6.5, on observe la présence d’une corrélation positive à la fréquence de relaxation du laser. Ceci révèle donc une résonance à cette fréquence. En réponse à toutes perturbations, l’ensemble du système fluctue à la fréquence de relaxation. Il est donc finalement attendu que les fluctuations des différents modes fluctuent en phase à cette fréquence. En revanche, dans le

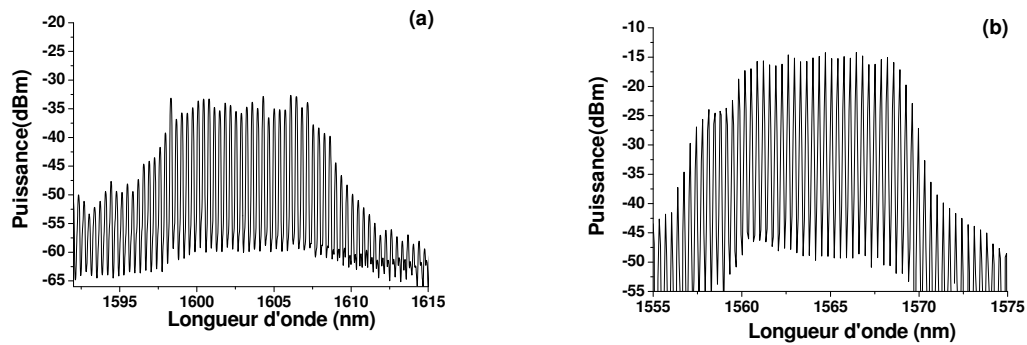


FIGURE 6.4 – Spectres optiques du laser massif (a) et à bâtonnets quantiques (b) à 100 mA.

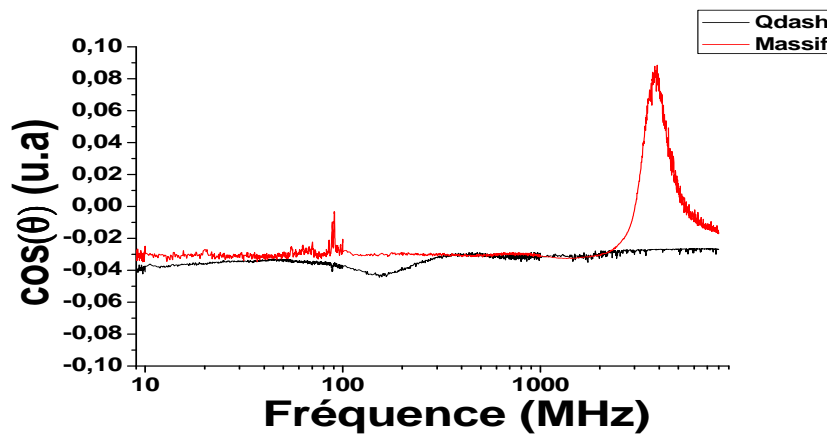


FIGURE 6.5 – Corrélation moyenne dans le laser massif et Qdash

cas du laser à bâtonnets quantiques, la corrélation moyenne est toujours proche de zéro. Nous n'observons pas d'interaction entre les modes à la fréquence de relaxation. Cette absence d'interaction pourrait révéler l'inhomogénéité du gain dans ces structures. Cependant, il est important de noter que nous avons observé un fort amortissement dans ces lasers. De ce fait, nous interprétons davantage cette absence d'interaction comme conséquence du fort taux d'amortissement. Celui-ci empêche l'observation de la résonance à la fréquence de relaxation et fait apparaître dans le bruit une indépendance entre les modes.

## 6.2 Étude du bruit dans des structures à bâtonnets quantiques en fonction du confinement

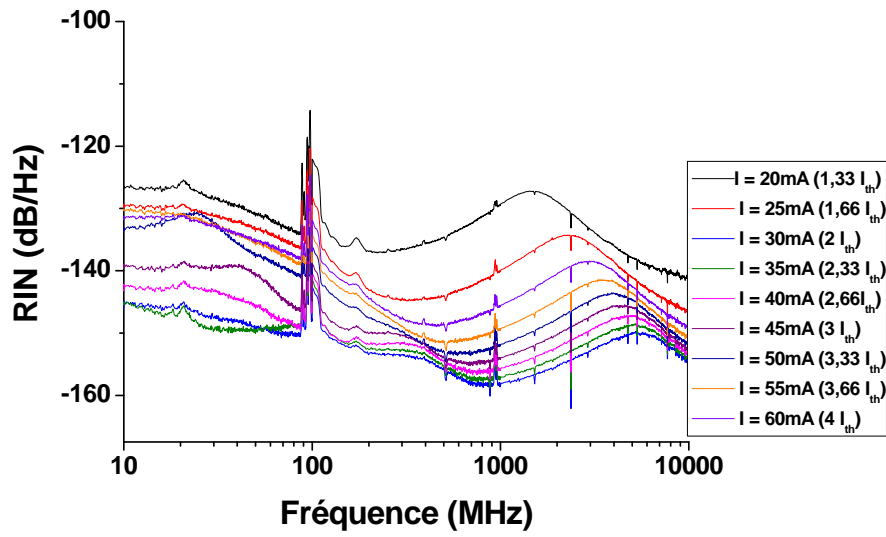
Cette partie porte sur l'étude de lasers à bâtonnets quantiques présentant un nombre de plans différents (3 plans et 9 plans). Nous comparons donc une nouvelle fois le bruit dans ces structures ainsi que la corrélation entre les modes.

### 6.2.1 Mesure du RIN

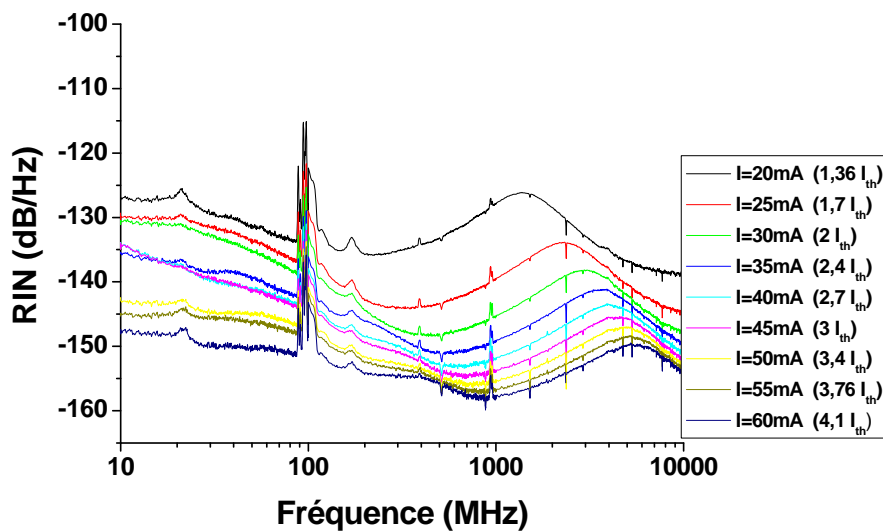
Comme présentés au chapitre 2, nous disposons de deux lasers constitués de trois plans de bâtonnets quantiques (nommé laser #16 et laser #22) ainsi que de deux lasers de 9 plans de bâtonnets quantiques (nommé laser #9 et laser #12). La caractéristique puissance optique en fonction du courant a montré que les lasers 9 plans (9P) présentaient un courant de seuil autour de 45 mA contre 15 mA pour les lasers 3 plans (3P). La comparaison des mesures sera donc une nouvelle fois réalisée en fonction du taux de pompage.

Les figures 6.6 et 6.7 donnent les mesures de RIN effectuées sur les différents lasers. Ces mesures sont relativement comparables sur chaque laser 3P ainsi que sur chaque laser 9P. Notons la présence de bruit parasite avec un pic important autour de 100 MHz. Ces courbes de RIN suivent une évolution relativement classique. Lorsque le courant augmente, le niveau de RIN diminue et la fréquence du pic de résonance augmente. Notons cependant la présence d'un second pic autour de 30 MHz pour le laser#12 (9P) à 110 mA ( $2.6I_{th}$ ). Celui-ci ne s'observe pas sur le laser #9 (9P). Pour un taux de pompage comparable, on observe néanmoins une augmentation du bruit basse fréquence (inférieure à 1 GHz).

De façon à comparer plus simplement le bruit des lasers, la figure 6.8 présente le bruit d'intensité proche du seuil ( $1.5i_{th}$ ) et loin du seuil ( $3i_{th}$ ). Le bruit d'intensité est ici obtenu en multipliant le RIN par les puissances optiques moyennes au carré correspondantes. Proche du seuil, le plancher de bruit des lasers 9P semble plus faible que dans les lasers 3P. L'écart entre les planchers de bruit du laser #16 (3 plans) et du laser #9 (9 plans) est ainsi de l'ordre de 3 dB. Ce qui est cependant du même ordre de grandeur que l'écart entre les planchers de bruit des deux lasers 3P. D'autre part, la différence entre les planchers de bruit des lasers #16 (3 plans) et #12 (9 plans) est de l'ordre de 1 dB avec une incertitude du même ordre de grandeur. L'écart ici observé ne semble donc pas suffisamment significatif pour en tirer une conclusion. Loin du seuil, les bruits d'intensité semblent relativement comparables. Le plancher de bruit du laser #9 (9 plans) est légèrement plus faible (de



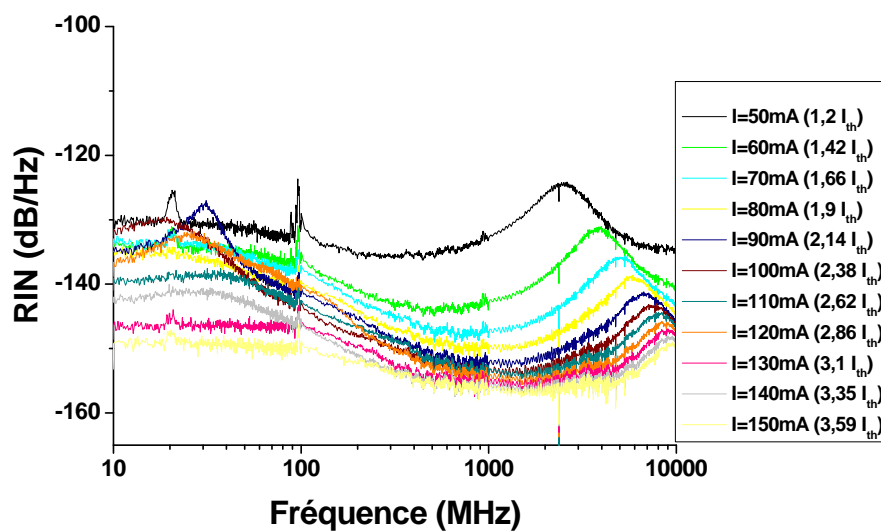
(a)



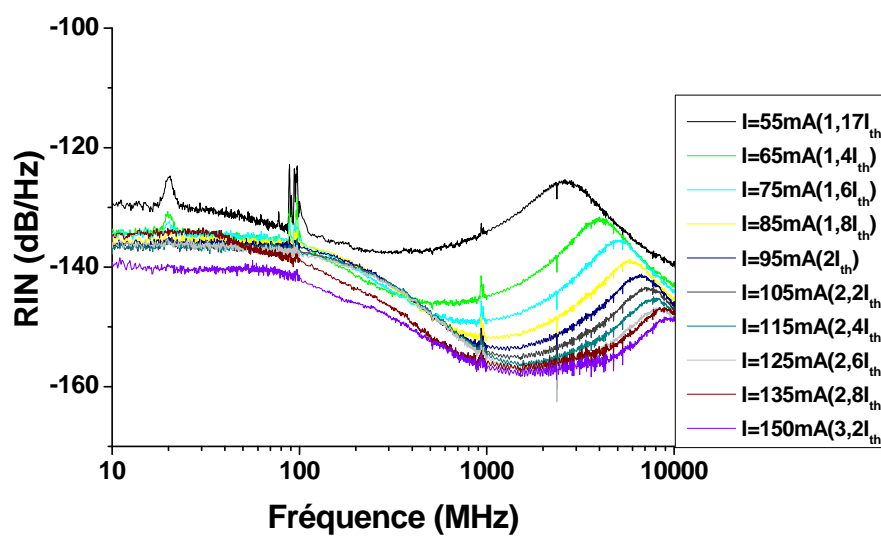
(b)

FIGURE 6.6 – Mesures de RIN des lasers 3 plans  
 (a) laser #16 ; (b) laser #22

l'ordre de 1 dB), mais le plancher de bruit des lasers #16 (3 plans) et #12 (9 plans) est relativement équivalent. Par ailleurs, on peut noter que le bruit basse fréquence



(a)



(b)

FIGURE 6.7 – Mesures de RIN des lasers 9 plans  
(a) laser #12 ; (b) laser #9

du laser #9 est plus élevé.

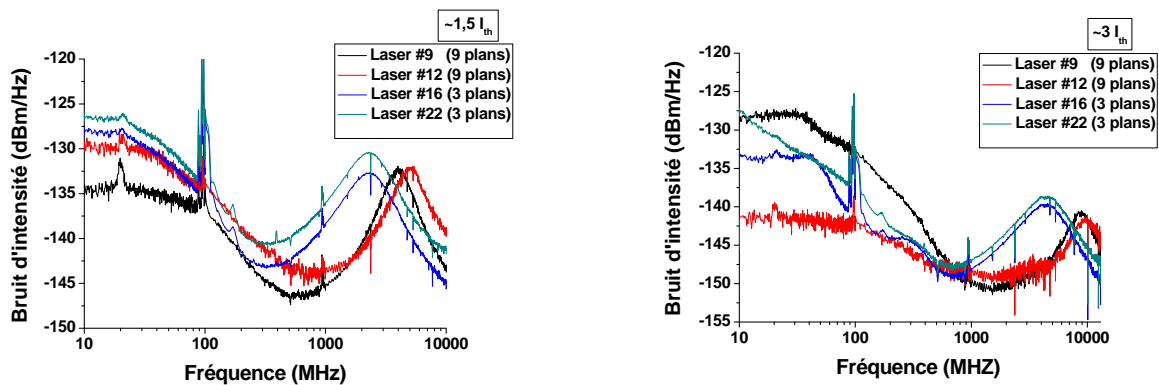


FIGURE 6.8 – Comparaison du bruit proche et loin du seuil.

## 6.2.2 Interpolations des mesures

Nous présentons dans ce paragraphe les interpolations réalisées à partir des mesures de RIN. La figure 6.9 donne ainsi la fréquence de relaxation et le taux d'amortissement en fonction du courant. Les lasers 9P présentent ici de meilleures

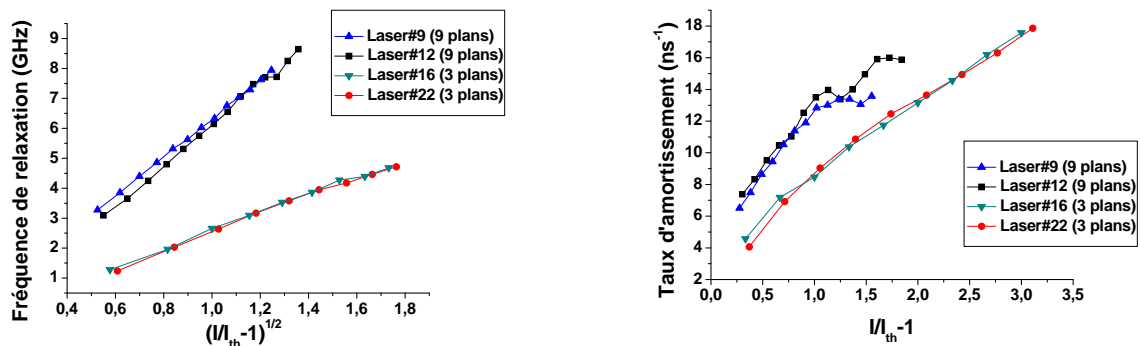


FIGURE 6.9 – fréquence de relaxation et taux d'amortissement en fonction du courant de polarisation.

caractéristiques dynamiques. Avec une fréquence de relaxation et un taux d'amortissement supérieur quelque soit le courant. Ainsi aux faibles taux de pompage, la fréquence de relaxation est autour de 3 GHz dans lasers 9P alors qu'elle se trouve autour de 1 GHz dans les lasers 3P. Pour des taux de pompage plus élevés, on observe une fréquence de relaxation autour de 8,5 GHz dans laser 9P. Ce qui correspond à une fréquence de relaxation autour de 4GHz dans les lasers 3P. Notons une fois encore, la présence de rupture dans la linéarité des courbes du taux d'amortis-

sement et de la fréquence de relaxation au niveau des lasers 9P. Comme présenté au chapitre 3, le taux d'amortissement en fonction du courant permet de remonter au temps de vie des porteurs ainsi qu'au coefficient d'émission spontanée  $n_{sp}$ . Ces lasers étant multimodes, le coefficient d'émission spontanée peut être différent sur chaque mode du laser. Il faudrait donc idéalement réaliser une étude du RIN sur chaque mode. De façon à faire ressortir le taux d'amortissement associé à chaque mode du laser. Cependant, le bruit d'intensité sur les modes des lasers ne présente pas de pic de relaxation suffisamment important pour effectuer une interpolation du taux d'amortissement. Les résultats donnés sur le tableau 6.1 sont ainsi déduits du bruit total du laser. Ils correspondent donc à des valeurs moyennes.

Laser	Temps de vie des porteurs	$n_{sp}$
Laser #9 (Qdash 9 plans)	115±5ps	1.95±0.15
Laser #12 (Qdash 9 plans)	100±5ps	1.65±0.13
Laser #16 (Qdash 3 plans)	119±4ps	1.065±0.04
Laser #22 (Qdash 3 plans)	115±9ps	1.01±0.11

TABLE 6.1 – Coefficient d'émission spontanée et temps de vie des porteurs dans les lasers Qdash.

Généralement,  $n_{sp}$  est compris entre 1,5 et 2,5 [74] dans les lasers à semiconducteurs. L'inversion est complète lorsque  $n_{sp}$  tend vers 1. Dans le cas des lasers 9 P, nous obtenons donc des valeurs classiques. Les lasers 3P présentent des valeurs plus proches de 1 avec une erreur relative faible (4% et 11 %). Le coefficient d'émission spontanée correspond donc plus aux attentes dans les lasers 3P.

### 6.2.3 Étude de la corrélation

Dans la section précédente, l'étude de la corrélation moyenne dans un laser à Qdash n'a pas révélé d'interaction entre les modes du laser. Nous retrouvons ici ce résultat dans les lasers Qdash à 3 plans et à 9 plans comme présentés figure 6.10.

L'absence de résonance à la fréquence de relaxation peut une nouvelle fois être attribuée au fort taux d'amortissement dans ces structures. Par ailleurs, ces lasers sont fortement multimodes. Il est donc probable que des interactions de signe opposé entre les modes donnent une corrélation moyenne nulle. Une étude plus fine est réalisée en considérant la corrélation directe entre deux modes. Comme présentée chapitre 5, cette corrélation est déduite de la comparaison du bruit sur deux lignes aux bruits sur chaque ligne. Dans le laser DBR à semiconducteur massif, nous avons observé une forte anti-corrélation entre les modes aux basses fréquences ( $\cos(\theta)$  proche de -1). Dans un laser massif Fabry Perot, nous avons mon-



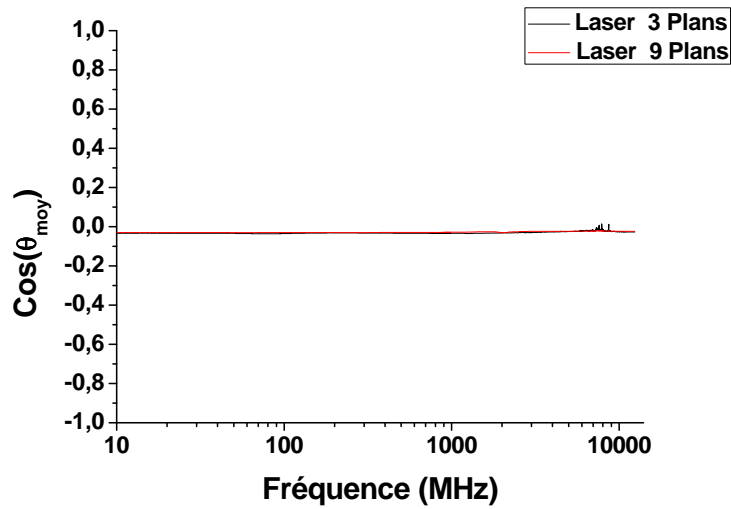


FIGURE 6.10 – Corrélation moyenne dans un laser Qdash 9 plans et 3 plans.

tré que l'interaction est plus faible ( $\cos(\theta)$  autour de  $-0,4$ ). La figure 6.11 donne les 3 corrélations mesurées sur quatre modes successifs dans un laser 3 plans et 9 plans.

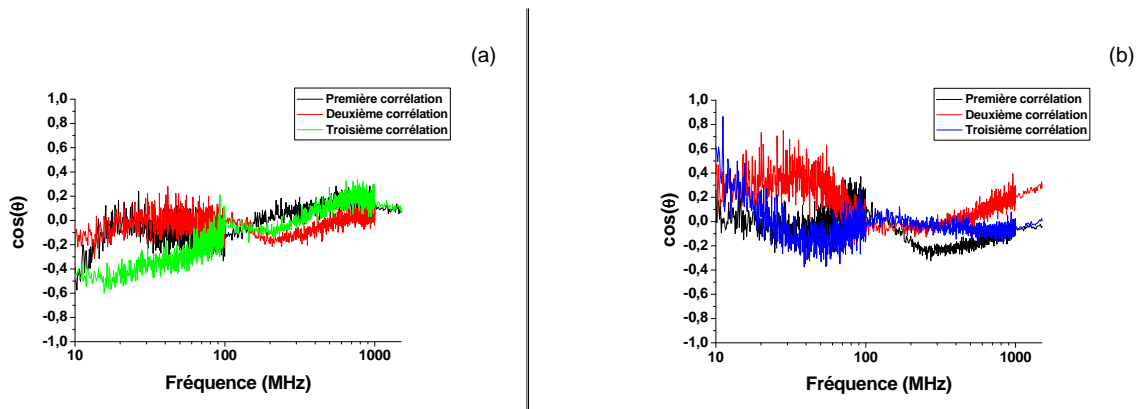


FIGURE 6.11 – Corrélation entre deux modes sur un laser Qdash 3 plans (a) et 9 plans (b).

Au dessus de 100 MHz, nous observons dans l'ensemble des cas une corrélation faible généralement inférieure à  $-0,2$ . Pour des fréquences inférieures, la mesure est plus bruitée avec une incertitude allant jusque  $0,2$ . On peut alors noter des interactions négatives ou positives plus élevées comprises entre  $-0,5$  et  $0,4$ .

Ce résultat peut s'interpréter de deux façons. En premier lieu, les faibles interactions mesurées pourrait montrer que les modes longitudinaux sont relativement indépendants. Ce qui mettrait en évidence l'inhomogénéité du gain. L'intervalle spectral libre de l'ordre de 40 GHz est peut être trop faible pour retenir cette hypothèse. En second lieu, ces faibles interactions pourraient révéler au contraire un gain parfaitement homogène (sans spectrale hole burning). Ce gain pourrait alors être associé à un réservoir commun d'énergie, favorisant des échanges multiples d'énergie entre les modes. Si bien que la corrélation directe entre deux modes en serait atténuée.

## 6.3 Étude du bruit dans une structure à îlots quantiques

L'étude du bruit réalisée sur un laser à îlots quantiques ( laser à 5 plans) sera ici comparée aux résultats obtenus sur un laser à bâtonnets quantiques. Rappelons cependant que ces lasers ne présentent pas les mêmes structures. Ainsi le laser à îlots quantiques est réalisé sur une structure ridge contre une structure à guide enterré pour le laser à bâtonnets quantiques.

### 6.3.1 Mesure du RIN

Comme présenté au chapitre 2, le laser à îlots quantiques que nous allons caractériser présente deux familles de mode. La caractéristique puissance optique en fonction du courant, figure 6.12, montre un deuxième seuil autour de 80 mA. Celui-ci correspond à l'apparition de la deuxième famille de mode.

Les mesures de bruit, figure 6.13 montrent une modification du RIN au dessus du deuxième seuil. On observe alors une augmentation du bruit basse fréquence en dessous de 2 GHz, ainsi que l'apparition d'un second pic autour de 5 GHz.

Ce pic correspond aux battements entre les familles de modes. Les caractéristiques particulières des mesures de RIN semblent donc pouvoir être ici attribuées à l'apparition de cette deuxième famille de modes. Le plancher de bruit du laser est toujours inférieur à  $-140$  dB/Hz. Une comparaison du bruit avec un laser à bâtonnets quantiques est donnée figure 6.14. Proche du seuil, le plancher de bruit du laser à bâtonnets quantiques est supérieur de 5 dB. La puissance optique émise par le laser à îlots quantiques n'est alors supérieure que de 1 dB à celle du laser à bâtonnets quantiques. Plus loin du seuil ( $3 I_{th}$ ), le bruit du laser à îlots quantiques est plus élevé. À ce seuil, le bruit dans le laser à îlots quantiques ne suit

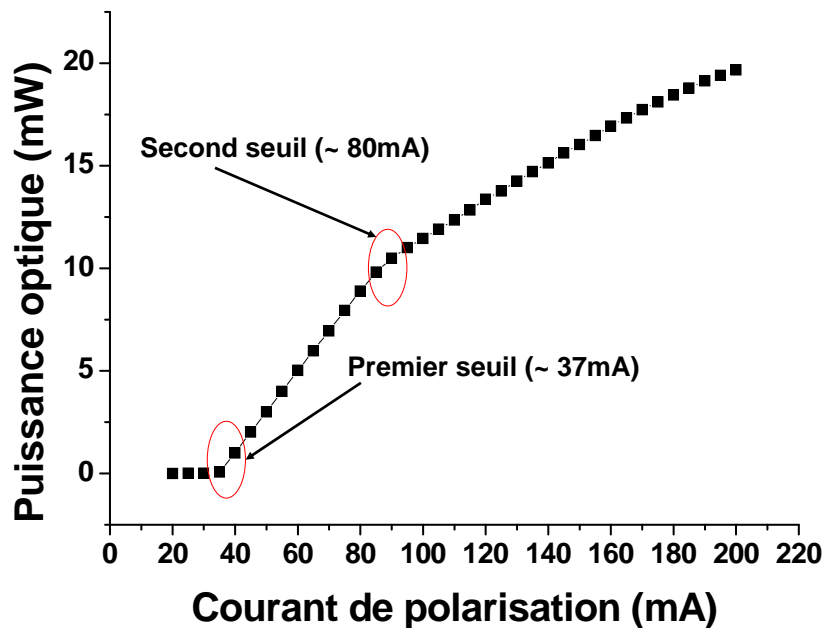


FIGURE 6.12 – Puissance optique en fonction du courant dans un laser à îlots quantiques

plus son évolution classique. On observe alors un écart de l'ordre de 10 dB entre les deux sources. La puissance optique du laser à bâtonnets quantiques est alors supérieure de 1 dB à celle du laser à îlots quantiques. Ce qui ne peut expliquer un tel écart. La figure 6.15 donne une comparaison de la fréquence de relaxation et du taux d'amortissement dans ces deux sources. Le laser à îlots quantiques montre ici de moins bonnes caractéristiques dynamiques que le laser à bâtonnets quantiques. Ainsi, la fréquence de relaxation du laser à îlots reste en dessous de 3,2 GHz pour les taux de pompage présentés. Pour un taux de pompage comparable, la fréquence de relaxation du laser à bâtonnets quantiques atteint les 5,2 GHz. Notons que pour les deux sources, nous observons une rupture de la linéarité des différentes courbes. Dans le cas du laser à îlots quantiques, cette rupture peut être associée à l'apparition d'une deuxième famille de modes. La rupture s'observe en effet pour un taux de pompage proche du deuxième seuil<sup>1</sup>. Dans le cas des lasers à dash (9 plans), la rupture de la linéarité des courbes s'observe pour un taux de pompage comparable. Cependant, l'évidence d'une deuxième famille de modes n'a pas été observée.

L'interpolation de la courbe du taux d'amortissement donne les résultats sui-

1. le deuxième seuil correspond à un taux de pompage de 2,2

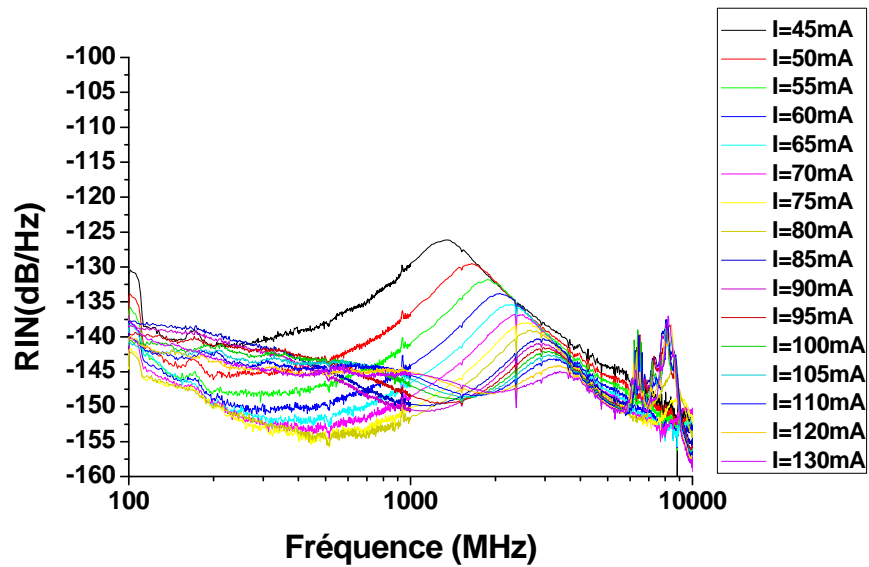


FIGURE 6.13 – Mesure du RIN dans un laser à îlots quantiques

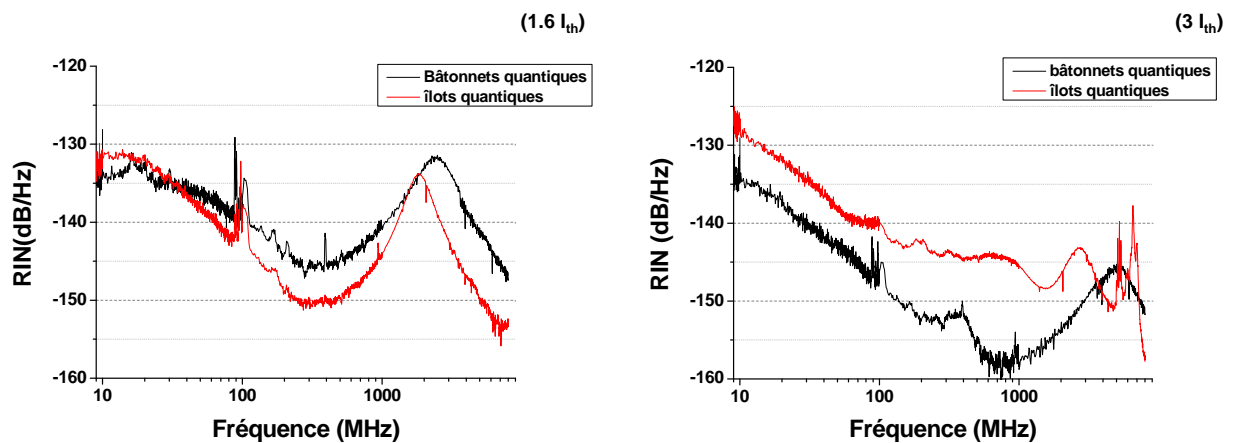


FIGURE 6.14 – Comparaison du bruit dans un laser à îlots quantiques et à bâtonnets quantiques.

vants dans le cas du laser à îlots quantiques :

- temps de vie des porteurs :  $\tau_e = 338 \pm 12 ps$
- $n_{sp} = 1,45 \pm 0,07$

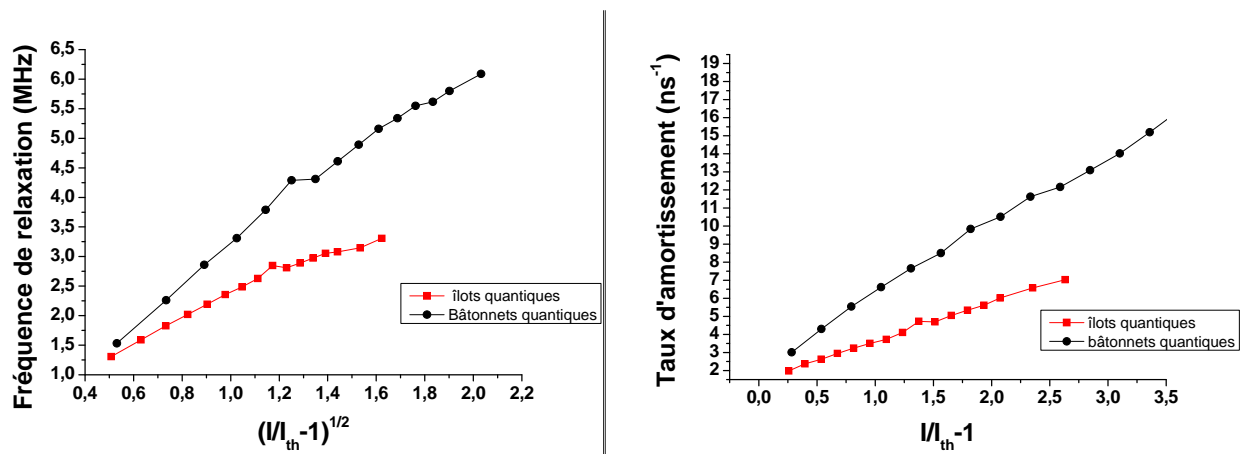


FIGURE 6.15 – fréquence de relaxation et taux d’amortissement en fonction du courant de polarisation.

### 6.3.2 Étude de la corrélation

On s’intéresse ici directement à la corrélation entre deux modes adjacents. Trois interactions différentes seront ainsi mesurées en considérant des "couples" de modes longitudinaux répartis aléatoirement dans le spectre. La figure 6.16 en présente les résultats.

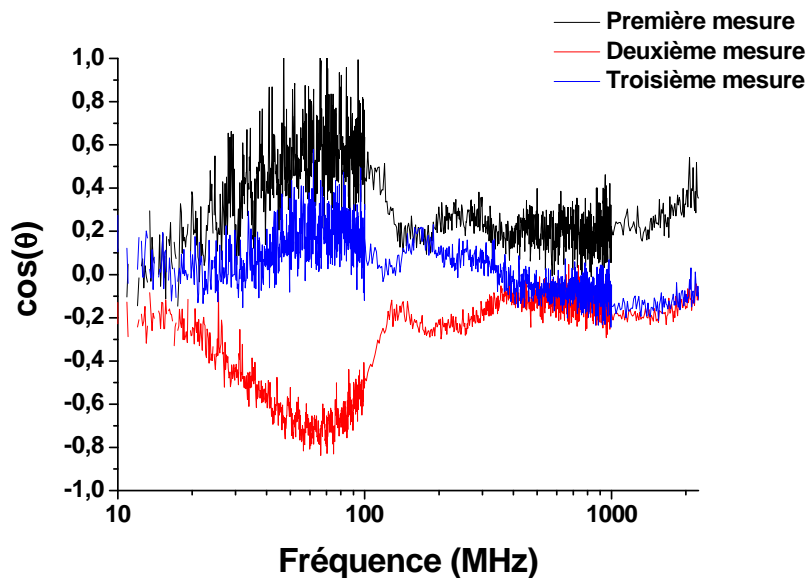


FIGURE 6.16 – Mesure de corrélation dans un laser à îlots quantiques.

Notons d’abord que les trois interactions mesurées sont différentes. On observe ainsi une corrélation relativement positive alors qu’une deuxième mesure est né-

gative. Enfin, la troisième mesure effectuée est plus faible. Ceci montre à quel point l'analyse des échanges d'énergie entre les modes n'est pas simple. Pour des fréquences supérieures à 150 MHz, les corrélations mesurées sont comprises entre -0,3 et 0,3. Les forces d'interactions restent donc comparables à celles observées dans un laser massif. Pour les fréquences inférieures à 150 MHz, les forces d'interactions mesurées sont une nouvelle fois plus importantes. Elles sont comprises entre 0,6 et -0,7 avec une incertitude respectivement de l'ordre de 0,25 et 0,1. La figure 6.17 donne la comparaison du bruit total et de la somme des bruits sur chaque ligne pour la première et la deuxième mesure. Pour des fréquences inférieures à 100 MHz, les mesures de bruit révèlent des variations qui pourraient être l'effet d'une légère contre-réaction optique. Ce qui amène donc à relativiser les corrélations mesurées pour ces fréquences.

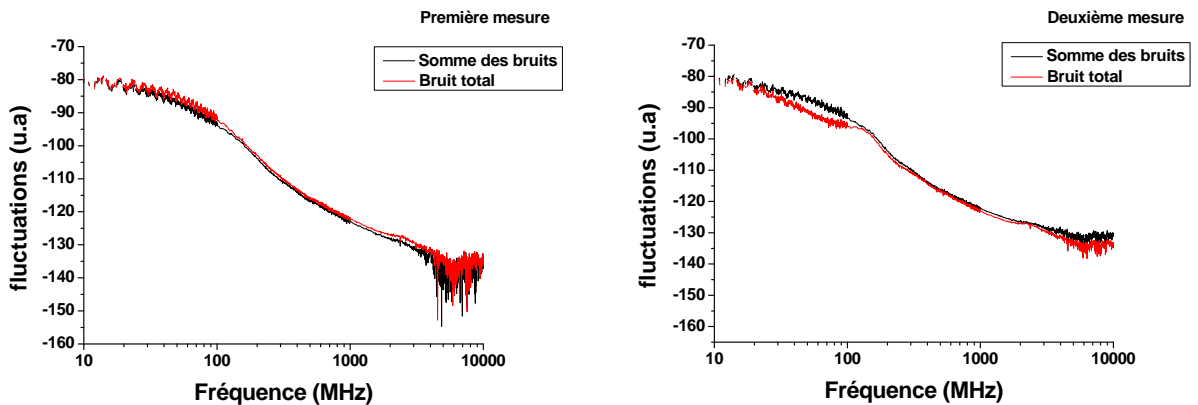


FIGURE 6.17 – Fréquence de relaxation et taux d'amortissement en fonction du courant de polarisation.

## 6.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons développé une étude du bruit dans différentes sources lasers. Nous avons montré les meilleures caractéristiques dynamiques d'une structure à bâtonnets quantiques en comparaison à une structure massive. L'étude de sources à bâtonnets quantiques présentant un nombre de plans différents a fait ressortir différentes caractéristiques intéressantes. Ainsi, les lasers à 3 plans ont un seuil laser plus élevé et un taux d'émission spontanée plus faible. Cependant nous observons de meilleures caractéristiques dynamiques dans les lasers à 9 plans. L'étude d'un laser à îlots quantiques a montré de moins bonnes caractéristiques

que les lasers à bâtonnets quantiques. Mais, ceci a permis de mettre en avant l'effet de l'apparition d'une deuxième famille de modes (gain inhomogène) sur les propriétés du laser. Enfin, l'étude de la corrélation entre les modes longitudinaux dans ces sources n'a pas révélé d'interaction particulière. Au contraire, les interactions observées sont relativement faibles. Ce qui peut être lié au fort taux d'amortissement dans ces structures qui limite l'observation de résonance à la fréquence de relaxation, ainsi qu'au nombre important de modes dans ces structures.

**Troisième partie**  
**l'injection optique**





LE phénomène de verrouillage d'un oscillateur par un autre a été observé pour la première fois par HUYGENS [80] en 1665. Il constata la synchronisation des balanciers de deux pendules accrochées de part et d'autre d'un mur alors qu'ils ne fonctionnaient pas à la même fréquence. Il en conclut que les faibles vibrations transmises à travers le mur suffisaient à synchroniser la fréquence d'un balancier sur l'autre. Depuis le vingtième siècle, les exemples de synchronisation d'oscillateurs de toutes sortes se sont multipliés. Nous pouvons citer le cas des oscillateurs électriques dont VAN DER POL [81] en 1927 puis ADLER [111] en 1946 ont donné une description précise de leur synchronisation.

Les premières expériences de synchronisation avec des lasers sont apparues dès 1965 avec PANTELL [82], soit très peu de temps après la réalisation expérimentale du premier laser. Puis en 1966, STOVER [83] réalisa l'injection optique d'un laser à gaz dans un autre laser via un isolateur optique. Cette expérience consiste en un couplage unidirectionnel, imposé par la présence de l'isolateur optique, de deux lasers. Le signal du premier laser, dit maître, est injecté dans un deuxième laser, dit esclave, sans que l'esclave ne puisse influencer le maître. De manière générale, l'injection optique permet de transmettre les caractéristiques spectrales du laser maître au laser esclave. Lorsque la transmission de ces caractéristiques est totale, l'esclave est alors dit dans un régime d'accrochage total, synonyme de synchronisation. Dans ce régime, l'esclave n'impose que sa puissance, les caractéristiques spectrales (en termes de fréquence, de largeur de raie ou de bruit) étant données par le maître. Des expériences similaires sans isolation ont été et sont encore menées mais nous parlons alors de lasers couplés et non injectés. Les premières expériences d'injection optique dans les lasers à semi-conducteurs furent réalisées par KOBAYASHI [84]-[86] en 1980.

Au laboratoire de l'ENSSAT, des expériences ainsi que des études théoriques sur l'injection sont menées depuis de nombreuses années. Ces travaux ont débuté dans le milieu des années quatre-vingt dix avec Patrick Even [87] qui étudia l'injection optique dans les lasers à gaz. Marc Bondiou compléta ces travaux en étudiant l'injection dans les lasers à semi-conducteurs [88]. Il caractérisa finement l'injection optique en fonction des différents paramètres de contrôle de l'injection, à savoir la puissance injectée et le désaccord de fréquence entre le maître et l'esclave, et ce pour différents courants de polarisation du laser esclave. L'étude fut ensuite reprise par GABET [89], puis BLIN [105] (étude dans les lasers à fibre), ce qui permit la réalisation de cartographies plus fines et la mise en évidence de zones de bistabilité. GUIGNARD s'intéressa ensuite à l'injection dans des lasers à semi-conducteurs multi modes [90]. Enfin VAUDEL [104] mit en évidence le régime

d'excitabilité dans les lasers à semi-conducteurs, réalisa une modélisation numérique de l'injection optique et étudia les phénomènes de synchronisation observés sur un montage de double injection. Le travail que nous allons présenter dans la suite de ce document s'inscrit dans la continuité de tout ce qui été fait au laboratoire ces dernières années. En effet, forts de la connaissance des effets de l'injection optique dans un laser à semi-conducteurs, à la fois dans les domaines temporels et spectraux, nous nous sommes intéressés à l'injection d'un laser à îlots quantiques et à bâtonnets quantiques ce qui a fait l'objet de peu d'études. Toutefois, avant de présenter les résultats obtenus, nous commencerons par revenir sur les notions fondamentales de l'injection optique.

# Chapitre 7

## Généralités sur l'injection optique

Le but de ce chapitre est de poser les bases des expériences d'injection optique dans les lasers à semi-conducteurs. Pour cela, nous commencerons par présenter le principe d'une telle injection avant de définir les régimes de fonctionnement observés pour le laser injecté. Nous terminerons par une présentation des applications possibles de l'injection optique. Ce chapitre va principalement décrire l'état des connaissances dans les lasers à semi-conducteurs de type massif ou à puits quantiques. Le chapitre suivant sera consacré à l'analyse des structures à pointillés ou à îlots.

### 7.1 Principe de l'injection optique

L'injection optique consiste à réaliser un couplage optique unidirectionnel entre deux lasers. On définit un laser maître dont le rayonnement est envoyé dans la cavité du second laser appelé laser esclave. L'unidirectionnalité est assurée grâce à un isolateur optique, comme il est présenté figure 7.1. Sans isolateur optique, il s'agit alors d'une expérience de lasers couplés et non d'injection optique.

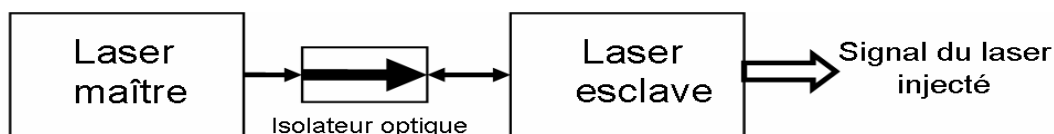


FIGURE 7.1 – principe d'une injection optique

Nous allons maintenant définir les paramètres de contrôle d'une expérience d'injection optique. Le comportement du laser injecté va en effet dépendre de plusieurs paramètres de contrôle dont les principaux sont :

- **Le désaccord**  $\Delta\nu$  qui correspond à la différence de fréquences optiques entre le laser maître ( $\nu_m$ ) et le laser esclave ( $\nu_0$ )(sans injection ). Soit  $\Delta\nu = \nu_m - \nu_E$ ,
  - **La puissance injectée**  $P_i$  par le maître dans la cavité de l'esclave,
  - **Le taux de pompage** ( ou de polarisation)  $r = \frac{I}{I_{th}}$  du laser esclave.
- À ceux-ci, nous pouvons rajouter la cohérence du laser maître. L'influence de ce paramètre a en effet été mise en évidence au laboratoire.[104]

## 7.2 Régimes de fonctionnement d'un laser injecté

Nous allons décrire dans cette partie, les régimes de fonctionnement observés dans un laser monomode. Nous donnerons les spectres et optiques et micro-ondes du laser esclave injecté.

### 7.2.1 Accrochage total

Le laser esclave injecté adopte les caractéristiques spectrales du laser maître. La comparaison des spectres optiques superposés du laser maître et du laser esclave libre présentée sur la figure 7.2 avec le spectre optique du laser esclave injecté (b) montre que le laser esclave injecté lase à la fréquence imposé par le maître : il s'agit de l'accrochage en fréquence. Dans ce régime, on observe également un accrochage en phase : la largeur de raie à mi-hauteur de l'esclave correspond à celle du maître. La résolution du Fabry-Perot d'analyse utilisée ici ne permet pas l'observation de ce transfert de pureté spectrale. Mais des outils d'analyse plus fins ont permis l'observation de cette propriété.

### 7.2.2 Mélange d'ondes

Dans ces régimes, les spectres optiques présentent une structure multi-pics provenant d'une interaction non-linéaire entre les fréquences maître et esclave. Ce type d'interaction est à rapprocher du mélange d'ondes connu dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs [91] - [93]. Les fréquences optiques ainsi créées seront régulièrement espacées ce qui se traduira sur le spectre micro-onde par un pic de battement situé à la fréquence correspondant à la valeur de l'écart entre les composantes spectrales.

#### Mélange d'ondes simple

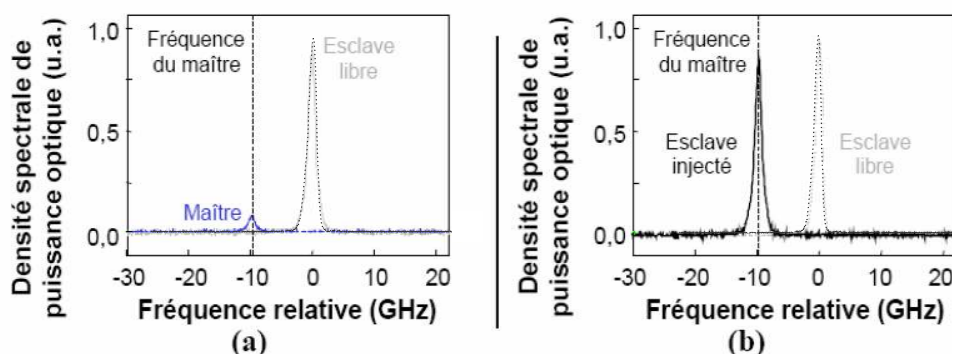


FIGURE 7.2 – Spectres caractéristiques de l'accrochage en fréquence.

(a) : spectres optiques superposés des lasers esclaves libres et du laser maître ;(b) : spectre optique de l'esclave injecté accroché. La fréquence du maître est repérée par la ligne verticale en pointillés, le spectre laser esclave libre est représenté en gris clair.

Un spectre optique typique du mélange d'ondes simple est composé d'au moins trois pics : Un pic central et deux pics latéraux symétriques en fréquence par rapport au pic central. La figure 7.3 présente un spectre optique du mélange multi-ondes simple, avec trois pics discernables. Un pic central correspondant à la composante fréquentielle du laser esclave ; un des pics latéraux peu puissant à la fréquence du laser maître et un pic symétrique au maître par rapport à l'esclave. Sur l'analyseur de spectre électrique, on observe donc un battement à la valeur du désaccord (au léger décalage près).

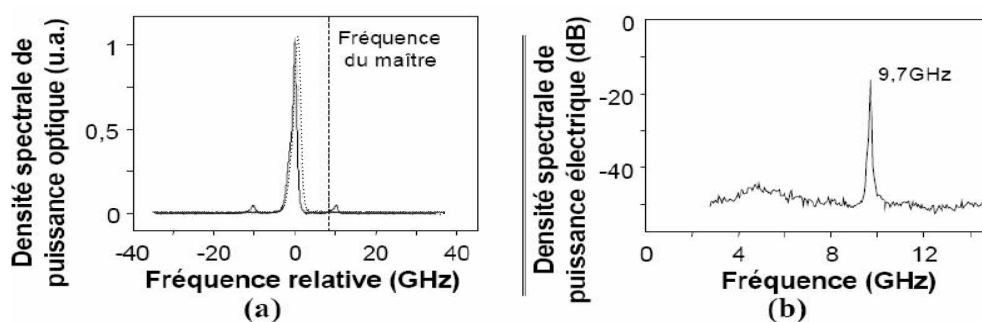


FIGURE 7.3 – Spectres caractéristiques du mélange d'ondes simple.

(a) : spectre optique ;(b) : spectre micro-onde de l'esclave injecté. le spectre du laser esclave libre est représenté en gris clair.

### Mélange d'ondes double

Ce régime provient du régime de mélange d'ondes simple : au moment du passage dans le régime de mélange double, l'expérimentateur voit apparaître sur le spectre optique des pics supplémentaires entre chaque composante fréquentielle du mélange simple. Ce doublement de période va fréquemment se traduire à l'analyseur de spectre électrique par l'apparition de pics de battements aux fréquences moitiés de celles déjà existantes, comme présenté figure 7.4.

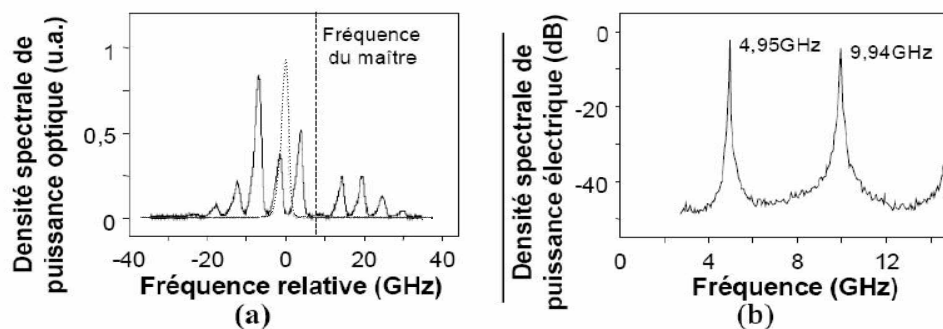


FIGURE 7.4 – Spectres caractéristiques du mélange d'onde double.

(a) : spectre optique ;(b) : spectre micro-onde de l'esclave injecté .  
le spectre du laser esclave libre est représenté en gris clair.

### Mélange d'ondes quadruple

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 apparaît des pics de battements supplémentaires aux fréquences moitiés de celles des pics déjà existantes. Ces deux derniers régimes correspondent à une évolution répertoriée des systèmes dynamiques, appelée doublement de période et amènent généralement vers un régime chaotique brièvement décrit dans ce qui suit.

### 7.2.3 Relaxation

Ce régime ressemble par son allure au régime de mélange d'ondes simple. Nous observons en effet un spectre optique constitué de plusieurs pics dont un est situé à la fréquence du laser maître mais dont aucun n'est situé à la fréquence du laser esclave libre, comme on peut le voir sur la figure 7.5. La différence de

fréquence entre les pics du spectre optique ne correspond plus au désaccord, mais est de l'ordre de la fréquence de relaxation du laser esclave libre.

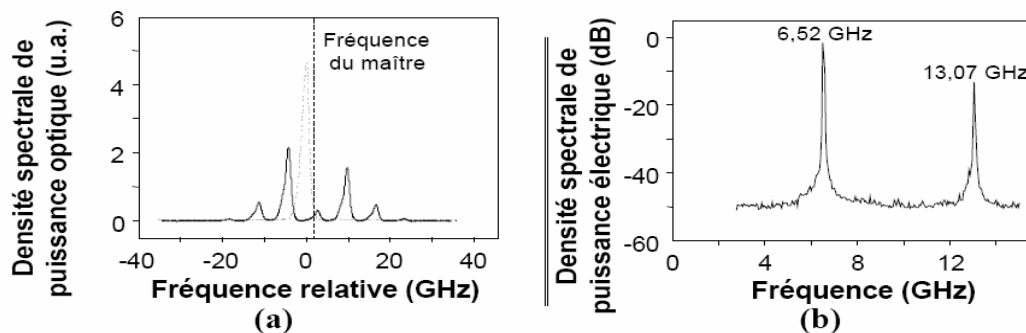


FIGURE 7.5 – Spectres caractéristiques du régime de relaxation.

Ainsi lorsque la fréquence du laser maître varie, l'écart entre les pics ne varie pas. C'est l'ensemble du spectre qui se décale. Le pic observé sur le spectre électrique n'est donc pas caractéristique du désaccord comme le mélange d'ondes, mais de la fréquence de relaxation. Notons que cette fréquence varie légèrement avec la puissance injectée. Enfin, le spectre du régime de relaxation comporte généralement plusieurs pics : on parle alors de régime de relaxation non amortie. De ce fait on peut observer plusieurs pics de battements sur le spectre électrique caractéristiques des différentes combinaisons possibles entre les composantes du spectre optique.

## 7.2.4 Chaos

Pour ce régime, les spectres optiques et micro-ondes ne présentent plus de fréquences discrètes mais au contraire un continuum de fréquences comme présentées figure 7.6. Du fait de ces nombreuses fréquences et de leurs valeurs élevées, ce type de chaos requiert des méthodes plus fines d'analyse [94].

## 7.2.5 La multi-excitabilité

La notion d'excitabilité a historiquement été développée en biologie pour décrire la transmission de l'influx nerveux dans les cellules [95]. En optique, un tel phénomène a pu être observé ou simulé, par exemple, dans des lasers composés d'absorbants saturables [96, 97], des lasers soumis à une contre-réaction optique [98, 103] ou à l'injection optique [101].



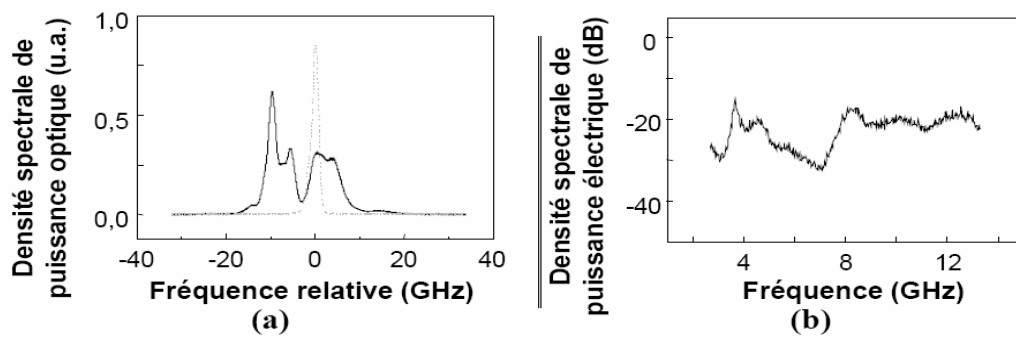


FIGURE 7.6 – Spectres caractéristiques du régime de chaos.

Ce régime se caractérise par l'apparition de pics de puissance répartis aléatoirement dans le temps. La figure 7.7 est tirée des travaux de Wieczorek [101]. Elle donne le point de fonctionnement "a" du laser dans l'espace des phases (définies par l'espace de coordonnées : densité de porteurs  $n$ , amplitude de la partie lentement variable du champ  $E$ , phase du champ  $E$ ). Ce point est dit stable car les dérivées des variables décrivant le système (coordonnées de l'espace des phases) se trouvent être toutes nulles en ce point. En fait cette stabilité n'est acquise que pour un domaine de valeurs. Ainsi cette figure montre le comportement du laser en réponse à une perturbation. On observe la présence d'un bassin d'attraction  $W^s$  autour du point "s" et d'un bassin de répulsion  $W^u$  dont les deux branches ramènent au point "a". Tant que le laser subit une perturbation en dessous du bassin  $W^s$ , celui-ci retourne directement au point "a". Cependant si la perturbation est supérieure au seuil  $W^s$ , le système va décrire une trajectoire sortant du bassin d'attraction  $W^s$  et on observe alors l'apparition de pics de puissance (en suivant la branche supérieur de  $W^u$ ).

Le premier à avoir proposé la possibilité d'excitabilité dans un laser injecté est Tredicce [100]. Elle fut ensuite notamment étudiée de manière numérique par Wieczorek et al [99] - [102]. La première observation expérimentale dans un laser à semi-conducteurs massif injecté a été réalisée par Vaudel [104] au laboratoire FOTON. La figure 7.8 présente différentes sortes d'impulsions observables dans ce régime. On observe l'apparition aléatoire de pics de puissance qui viennent ponctuer le régime de fonctionnement continu du laser. Le nombre d'impulsions successives observées peut varier de sorte que différents ordres de multi-excitabilité peuvent être définis.

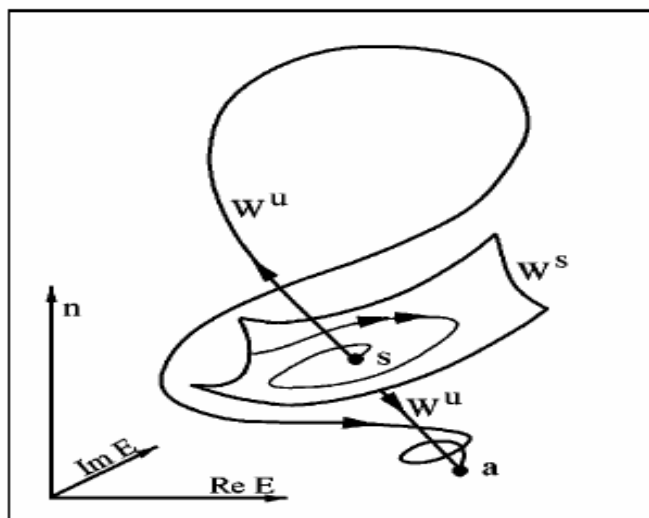


FIGURE 7.7 – schéma des bifurcations dans l'espace des phases

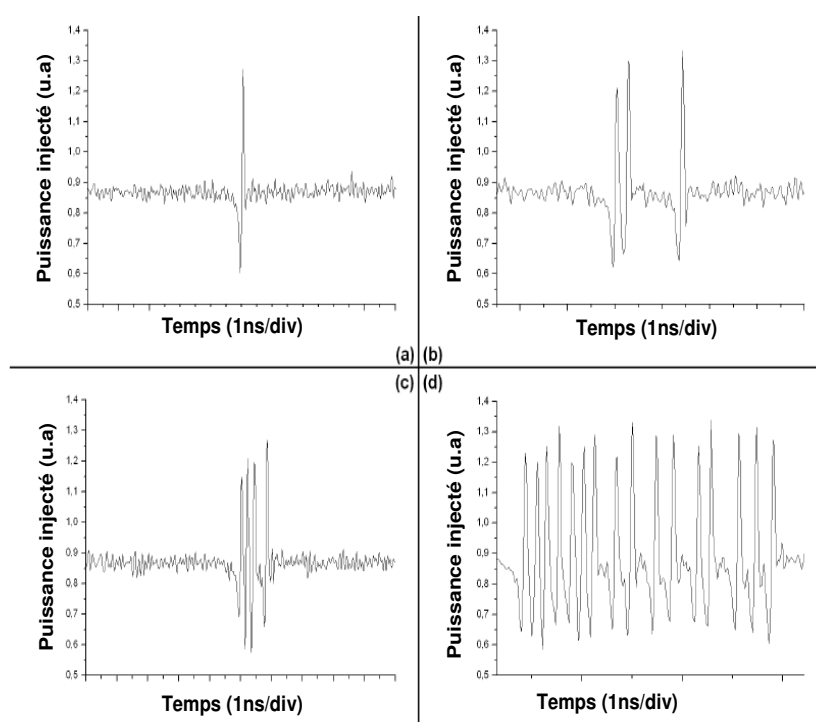


FIGURE 7.8 – Exemple d'impulsions observables dans le régime de multi-excitabilité.

Ce régime est observé sur la zone d'accrochage du laser comme présenté figure 7.9. il ne s'observe que sur de petites zones ( zone hachurée). Ceci veut dire que ce

régime n'a lieu que pour des valeurs de puissance injectée et de désaccord relativement précises. Notons que les zones de multi-excitabilité (suivant leurs ordres) n'ont pas été différenciées sur cette cartographie : ces zones se répartissent suivant des valeurs de désaccord et de puissance injectée très proches les unes des autres.

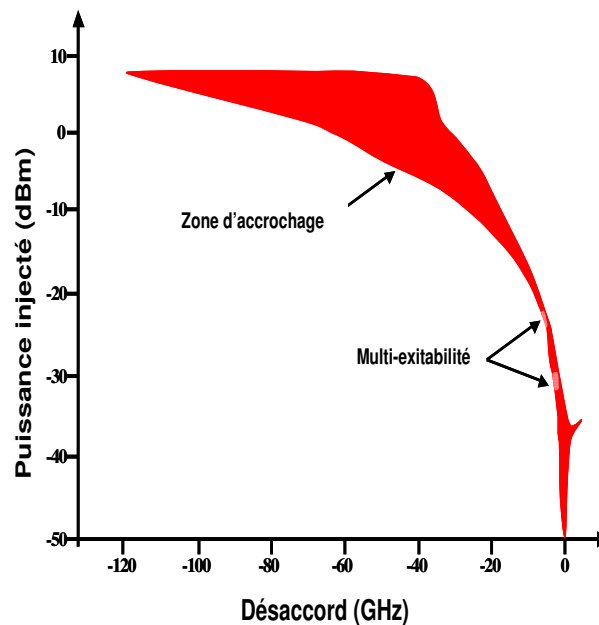


FIGURE 7.9 – Cartographie des zones d'accrochage et de multi-excitabilité pour un laser polarisé à 1.5 fois son seuil.

### 7.3 Cartographie de l'injection optique

Nous avons présenté les différents régimes d'injection que l'on peut rencontrer lors de l'injection optique des lasers à semi-conducteurs. Ce sont les paramètres de contrôle de l'injection qui vont définir quel sera le régime d'injection du laser injecté. Une cartographie permet de localiser ces régimes dans le plan défini par le désaccord et la puissance injectée.

Le principe consiste tout d'abord à fixer un courant de polarisation de l'esclave pour l'ensemble de l'expérience. On fait alors varier les deux autres paramètres de contrôle de façon à faire ressortir le caractère bistable de la carte : nous commençons par une puissance injectée faible, et faisons varier le désaccord dans le sens croissant puis décroissant. Nous augmentons alors la puissance injectée et faisons de nouveau varier le désaccord.

Nous reviendrons sur le montage expérimental utilisé par la suite. Une cartographie classique de l'injection dans un laser monomode polarisé à 4 fois son seuil est donnée figure 7.10. Celle-ci est tirée des travaux de thèse de BLIN [105]. On peut d'abord remarquer que pour des puissances inférieures à -20 dBm, seul l'accrochage et le mélange d'ondes simple apparaissent. Ceci s'observe sur une plage de désaccord inférieure à la vingtaine de GHz, relativement centrée autour du désaccord nul. L'accrochage s'effectue pour des désaccords d'autant plus grands que la puissance injectée est grande. Pour des puissances injectées supérieures à -20 dBm, on observe une plus grande richesse des régimes d'injection rencontrés, avec l'apparition de mélange d'ondes double, de relaxation et de chaos. La carte n'est plus symétrique pour ces niveaux de puissance et la zone d'accrochage se décale largement du côté négatif. Elle s'élargit aussi, pour les plus fortes puissances injectées et s'étend pour des désaccords allant de -80 GHz à -40 GHz pour une puissance injectée de +7dBm. Considérons à présent l'encart de la figure 7.10. La cartographie est réalisée pour des désaccords croissants. La différence marquante en comparaison à la carte précédemment décrite concerne la zone d'accrochage plus restreinte : elle est fermée et ne s'étend plus vers les désaccords négatifs. Ceci révèle le caractère bistable de l'injection optique.

## 7.4 L'injection dans des lasers multimodes

L'étude de l'injection dans un laser multimodes montre des régimes de fonctionnement plus riches que l'injection dans un laser monomode. Nous allons ici présenter des cartographies réalisées au sein du laboratoire.

### 7.4.1 Laser bi mode

Le cas du laser bi mode a été étudié lors de mon stage de master [106]. La figure 7.11 montre le spectre optique (observé grâce à un analyseur de spectre optique de résolution 0,07 nm) du laser esclave libre. On y observe les deux pics lasers espacés d'environ 4 nm et un SMSR associé à ces modes d'environ 10 dB.

La particularité de l'injection dans ce laser tient d'abord du fait que les différents modes ne sont pas indépendants vis à vis l'injection. Ainsi les régimes "classiques" tel que le mélange d'ondes, le chaos ou la relaxation sont reproduits simultanément sur l'ensemble des modes. D'autres régimes plus particuliers ont aussi pu être mis en évidence. On trouve en effet des régimes de mélanges d'ondes ou d'accrochage s'accompagnant d'amplification ou au contraire d'extinction d'un ou

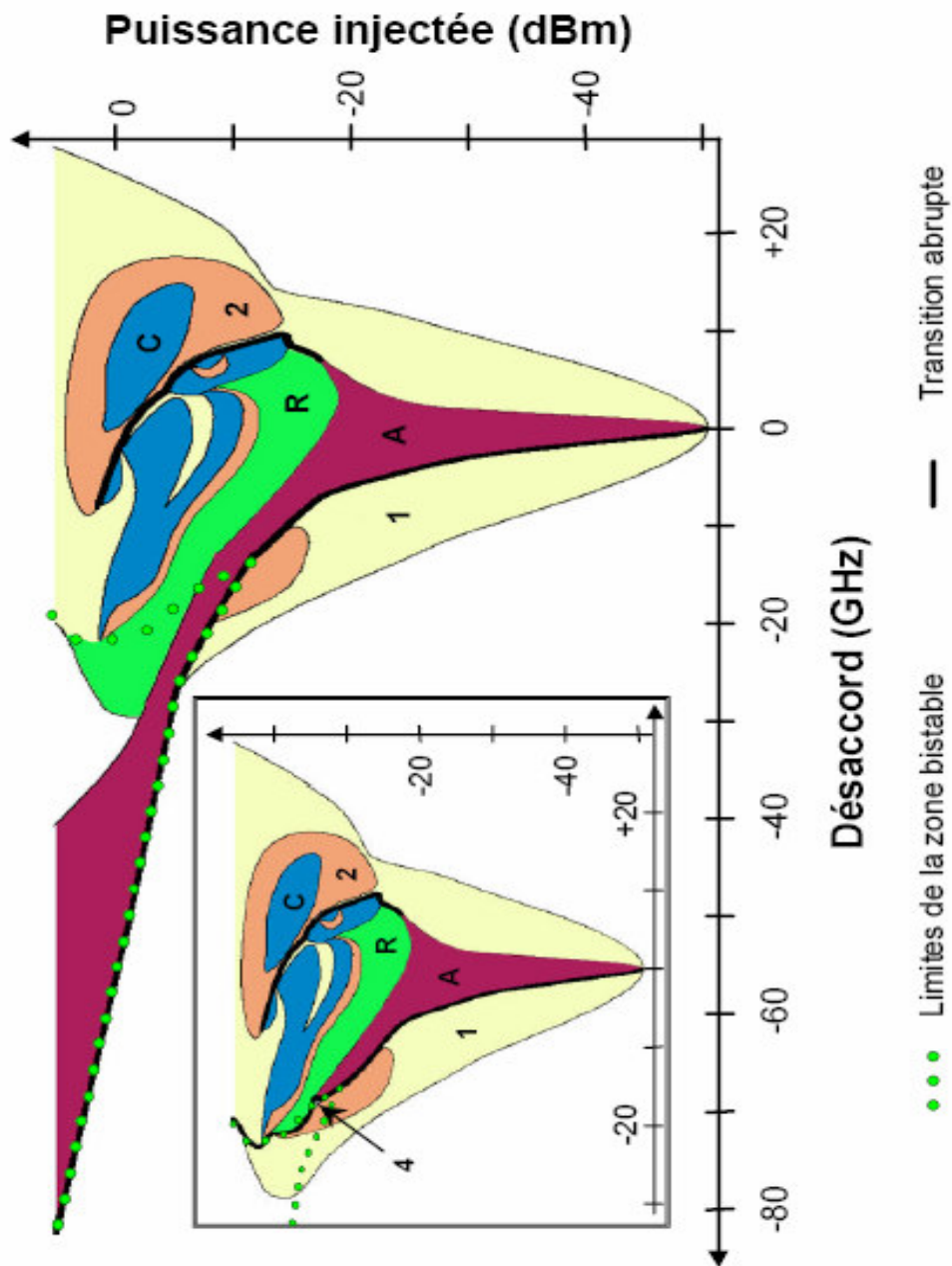


FIGURE 7.10 – Cartographie de l'injection dans une diode à semi-conducteurs polarisée à quatre fois son seuil

plusieurs modes secondaires.

On n'entrera pas davantage dans les détails de la différenciation de ces nouveaux régimes. De plus amples informations sont disponibles en annexe. Nous nous contenterons de présenter succinctement les cartographies réalisées. La figure 7.12

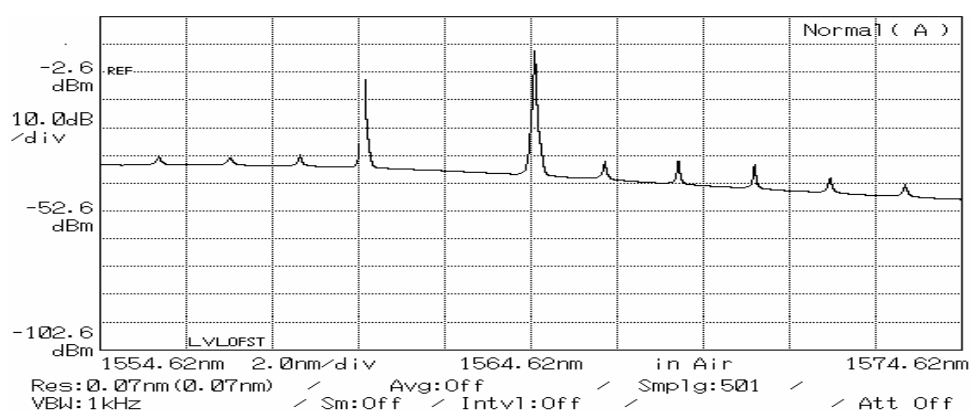


FIGURE 7.11 – Spectre optique du laser esclave bi mode libre.

présente la carte obtenue dans le cas des désaccords décroissants. Le désaccord est alors défini par rapport au mode le plus puissant du laser :

$$\Delta\nu = \nu_m - \nu_{E, \text{mode le plus puissant}}$$

On observe, pour un désaccord nul et une puissance injectée d'environ -30 dBm, la présence d'une zone d'accrochage présentant un creux de relaxation comme pour un laser monomode. Pour de plus fortes puissances, nous atteignons des zones de nature plus complexe : mélange d'ondes et chaos. La particularité liée au caractère bi mode du laser esclave ne devient visible que pour des puissances supérieures à -5 dBm.

- Pour un désaccord faible, le mélange d'ondes et l'accrochage s'accompagnent alors d'extinction de modes.
- Autour de +500 GHz de désaccord<sup>1</sup>(et pour des puissances injectées > 5 dBm), on observe des zones d'accrochage et de mélange d'ondes avec de l'amplification de modes secondaires.
- Enfin, nous remarquons qu'il est possible de réaliser l'amplification de modes secondaires sur une plage de presque 400 GHz du moment que la puissance injectée est supérieure à 0 dBm.

La figure 7.13 présente quant à elle, la cartographie obtenue dans le cas des désaccords croissants. Celle-ci est en grande partie similaire à la cartographie de la figure 7.12. Les seules différences visibles se situent autour du désaccord nul et pour de fortes puissances injectées (> -5 dBm). Le laser ne fonctionne plus qu'en amplification ou mélange d'ondes et ne présente plus de zone d'accrochage.

1. Ce qui correspond à l'écart en fréquence entre les deux modes du laser

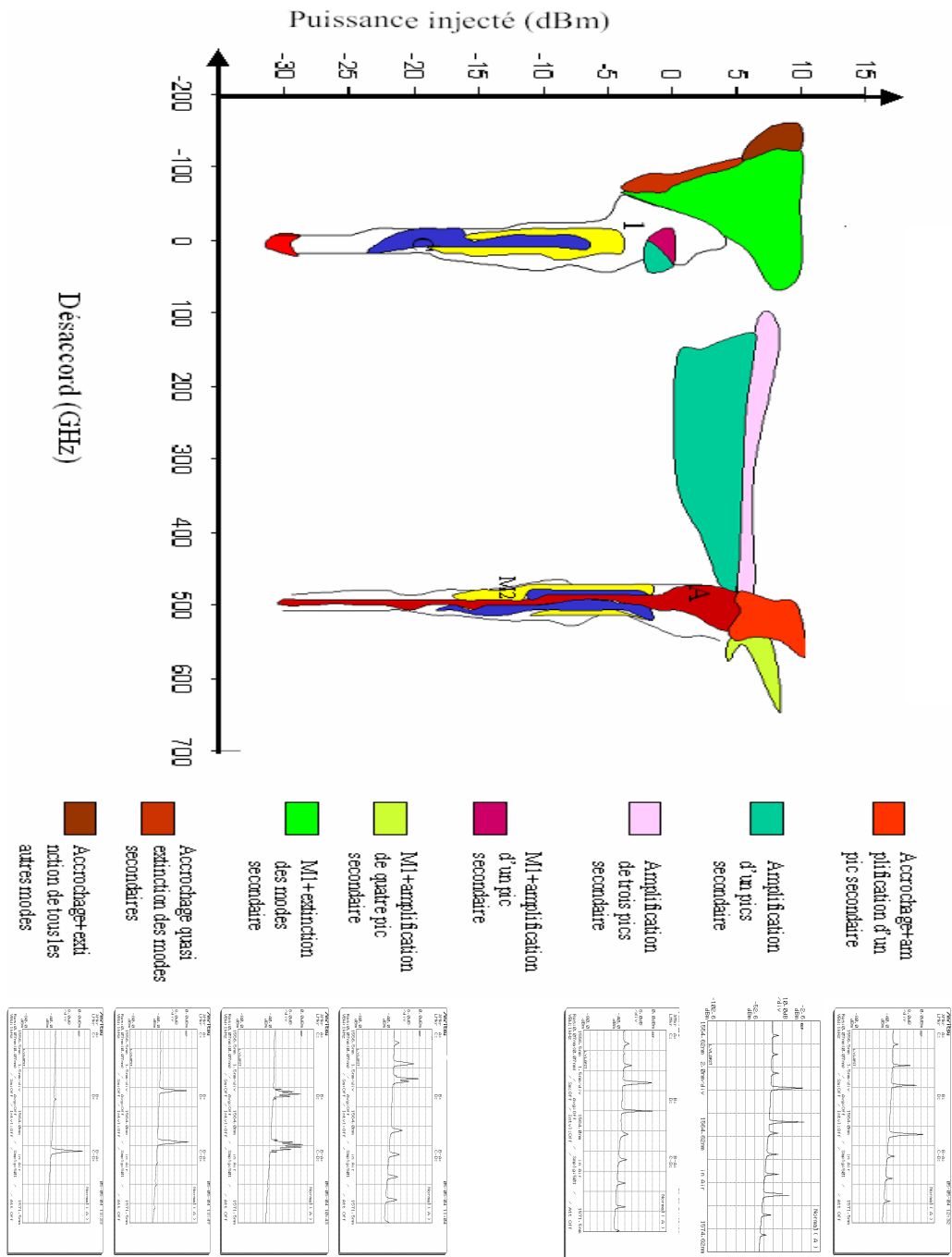


FIGURE 7.12 – Cartographie d'une diode laser bi mode polarisée à 4 fois son seuil (désaccord décroissant).

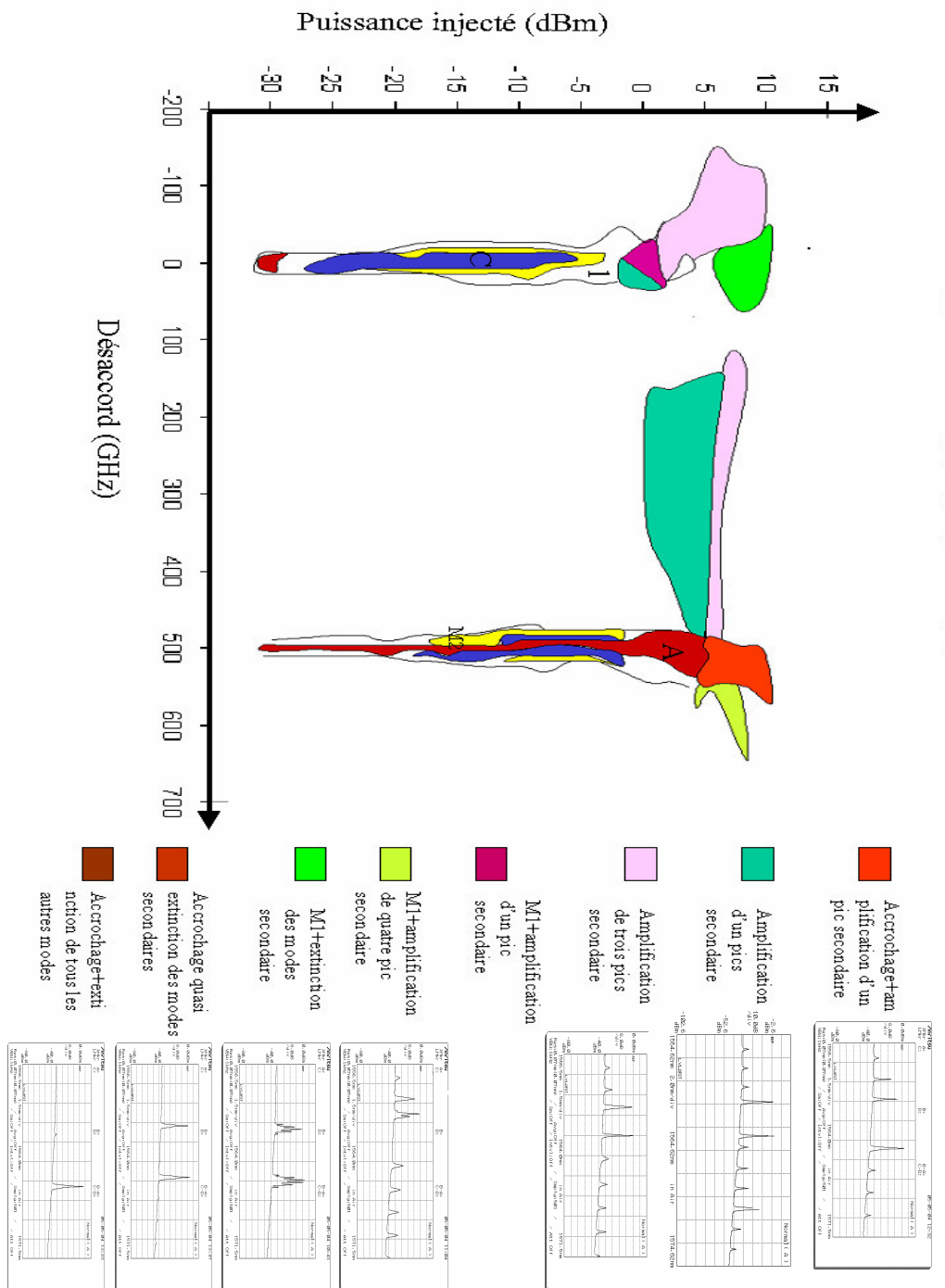


FIGURE 7.13 – Cartographie d'une diode laser bi mode polarisée à 4 fois son seuil(désaccord décroissant) .



## 7.4.2 Laser fortement multi mode

La première étude de l'injection dans un laser multi mode a été effectuée dans le cadre des travaux de thèse de Céline Guignard [90]. Le laser esclave utilisé, est constitué d'un laser à semi-conducteurs contre réactionné par un réseau de Bragg photo-inscrit dans une fibre optique micro-lentillée réalisée au laboratoire, au sein du centre commun lannionnais d'optique (Cclo)[107]. Ce laser présentait un petit ISL de 3,3 GHz.

Comme dans le cas du laser bi mode évoqué au paragraphe précédent, le laser présente des régimes de fonctionnement différents du laser monomode. Guignard définit en effet les régimes de quasi-accrochage, quasi-extinction ou encore de transfert de pureté ( cf paragraphe 9.2.2 de la référence [90]). La figure 7.14 présente la carte obtenue pour une injection optique en face arrière<sup>2</sup> et pour un taux de pompage de 1.5. On peut remarquer que pour des puissances injectées supérieures à +4 dBm, le laser esclave est accroché totalement sur toute la plage de désaccord de la cartographie (-200 à +80GHz). Pour des puissances plus faibles, la zone d'accrochage se divise en sous parties formant un peigne de fréquences correspondant aux modes longitudinaux du laser esclave libre. Notons qu'il est possible d'observer des régimes de chaos autour de chaque mode laser pour des puissances injectées comprises entre -10 et -4 dBm. Pour de plus amples informations concernant ces travaux, le lecteur pourra se reporter à la référence [90].

Par la suite, l'étude de l'injection dans un laser auto pulsant autour de 33 GHz a été réalisée<sup>3</sup>. Dix huit régimes de fonctionnement ont été différenciés. On retiendra la présence de régimes d'extinction, d'amplification ou de transfert de puissance entre les modes du laser. L'injection aura par ailleurs montré la possibilité d'améliorer le blocage de mode dans un laser auto pulsant. La durée mise pour réaliser une telle expérimentation ainsi que la cartographie est autour de deux semaines. Ce constat a poussé à l'automatisation de l'expérimentation.

## 7.5 Principales applications de l'injection

Les différentes propriétés de l'injection optique que nous venons de décrire peuvent paraître relativement fondamentales. Elles ouvrent cependant la voie à de nombreuses applications. Nous allons donc ici nous attacher à décrire succinctement les applications majeures de l'injection optique.

---

2. Le signal est alors injecté directement dans le matériau semi-conducteur et non via la fibre micro-lentillée

3. Ces résultats sont présentés en annexe

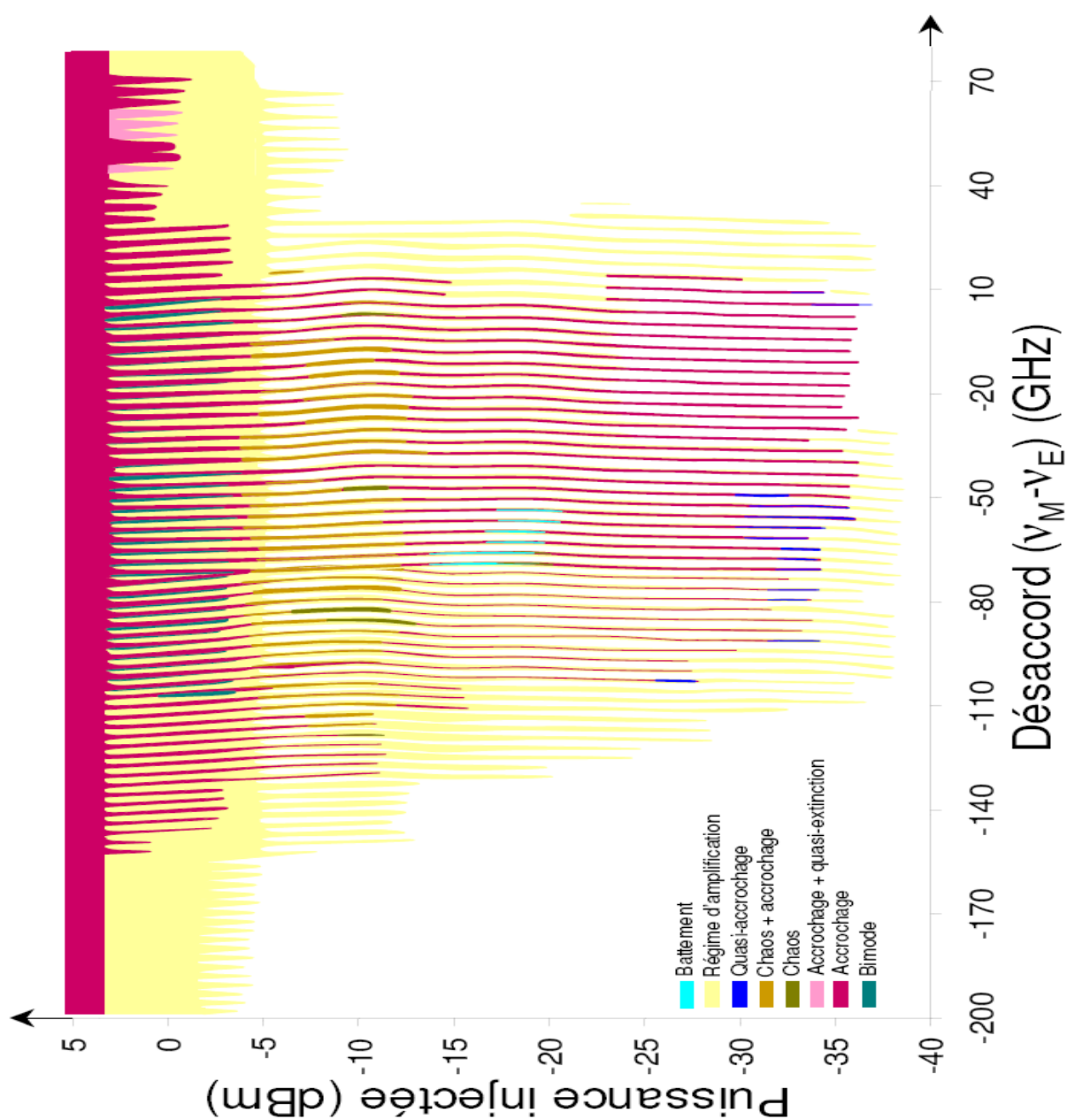


FIGURE 7.14 – Cartographie expérimentale de l'injection optique en face arrière d'un laser à semi-conducteurs multimode et polarisé à 1.5 fois son seuil.

- **Réduction de la largeur de raie du laser esclave** : pour cela, il suffit d'injecter le laser esclave par un laser maître plus fin spectralement. La première étude dans les lasers à semi-conducteurs date de 1985 avec les travaux de Gallion [108]. Cette propriété permet, par exemple, d'obtenir un laser puissant et fin spectralement. Pour cela nous injectons un laser fin spectralement mais peu puissant dans un laser puissant mais large spectralement. Ainsi par accrochage total, nous obtenons un laser puissant et fin spectralement pour des applications dans des domaines tels que la spectroscopie, les lasers de puissance ou la métrologie.
- **Accrochage sur une fréquence absolue** : l'accrochage du laser esclave sur une fréquence atomique [109] permet d'obtenir des lasers puissants à des fréquences absolues pour diverses applications liées à la métrologie [110].
- **Détermination de constantes 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 [111],[112]. Mais l'injection optique peut également être utilisée pour mesurer la fréquence des oscillations de relaxation [113]
- **Réduction du bruit** : des premières études réalisées par Spano [114] ou Schunk [115] ont montré la possibilité de réduire le bruit d'intensité d'un laser à semi-conducteurs par injection optique. Le principe consiste à réaliser l'accrochage par un laser maître plus faiblement bruité. On retrouve ces observations dans les résultats expérimentaux de Chrostowski [116]. Poette et Vaudel [117] 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.
- **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 re-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 [118],[119]. 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 [120].
- **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 Peccora [121] en 1990, et des études plus récentes en montrent la faisabilité expérimentale, notamment celle de VanWiggeren [122] ou encore celle de Goedgebuer [123]. L'utilisation de l'injection optique pour générer du chaos et le synchroniser a été étudiée au laboratoire par Vaudel [104]. L'intérêt de la génération du chaos via l'injection optique est de pouvoir contrôler le chaos généré grâce aux paramètres de l'injection.

- **Augmentation de la bande passante de modulation** : L'augmentation des débits pour les télécommunications optiques passe entre autre par l'augmentation de la bande passante de modulation des lasers à semi-conducteurs. Simpson [124] et Wang [125] ont réussi à augmenter la bande passante de modulation sans augmenter le courant d'injection.

- **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 [126] ou PIAZZOLA [127] ont montré qu'il est possible de réduire ce phénomène par injection optique.

- **Fonctionnement monomode sous modulation rapide** : L'injection optique permet aussi d'assurer un fonctionnement monomode sous modulation rapide comme il le fut montré au début des années quatre-vingts [132],[133].

- **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 [134]-[135], notamment grâce aux avantages de l'injection présentés ci-dessus. Ces aspects sont actuellement dans le cadre du projet ANTARES.

- **Conversion en longueur d'onde** : La fonction de routage permet de redistribuer l'information au niveau des noeuds 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 [129]-[131].

# Chapitre 8

## L'injection optique dans des structures de faible dimensionalité

Nous allons nous intéresser dans ce chapitre à l'injection optique dans des structures à bâtonnets quantiques et à îlots quantiques. Nous commencerons par présenter le montage expérimental utilisé. Nous détaillerons ensuite les résultats observés dans ces différents lasers.

### 8.1 Montage expérimental

Nous avons montré au chapitre précédent que l'étude de l'injection optique consiste à caractériser le comportement du laser esclave en fonction de la puissance optique et de la fréquence d'émission du laser maître. Le montage expérimental utilisé pour réaliser cette étude est présenté figure 8.1. Le laser maître est une source commerciale accordable en fréquence sur une plage allant de 1500nm à 1565 nm<sup>1</sup>, dont la tête optique est déportée pour plus de stabilité. Elle délivre une puissance de sortie de l'ordre du mW pour une largeur de raie à mi-hauteur de 125 kHz. Le laser maître est amplifié avec un amplificateur à fibre caractérisé par une puissance de saturation de 18 dBm et par son maintien de la polarisation. La variation de la puissance injectée peut se faire via la diode de pompage de l'amplificateur à fibre. Mais cette méthode ne garantit pas une conservation du rapport signal sur bruit du signal injecté. C'est pourquoi nous préférons utiliser un atténuateur variable à maintien de polarisation. Le signal maître est ensuite séparé via un coupleur à maintien de polarisation. 50 % du signal est analysé en fréquence et en puissance afin de déterminer les deux paramètres de contrôle que

---

1. Il s'agit d'une Tunics (modèle 3642 CR 00 de la société Photonetics)

sont la puissance injectée  $P_i$  et le désaccord  $\Delta\nu$ . Les 50 % restants sont injectés dans le laser esclave. Le signal esclave injecté est, quant à lui, caractérisé dans le domaine spectral et temporel. Le signal est observé grâce à un détecteur de bande passante 15 GHz suivi d'un oscilloscope rapide. L'observation du signal temporel permet l'identification du régime de multi-excitabilité. Il serait possible de rajouter un analyseur de spectre électrique pour récupérer le spectre micro-onde du laser injecté. Cependant, pour ne pas trop surcharger le nombre d'appareils utilisés et simplifier le travail de l'expérimentateur, nous utilisons une fonction de l'oscilloscope donnant la Transformée de Fourier du signal temporel. Nous observons ainsi simultanément le signal temporel et le spectre électrique sur un même appareil. Toutefois, nous avons l'habitude d'observer le signal avec un analyseur de spectre électrique et ce changement d'appareil s'est fait en comparant avec des cartographies initialement identifiées.

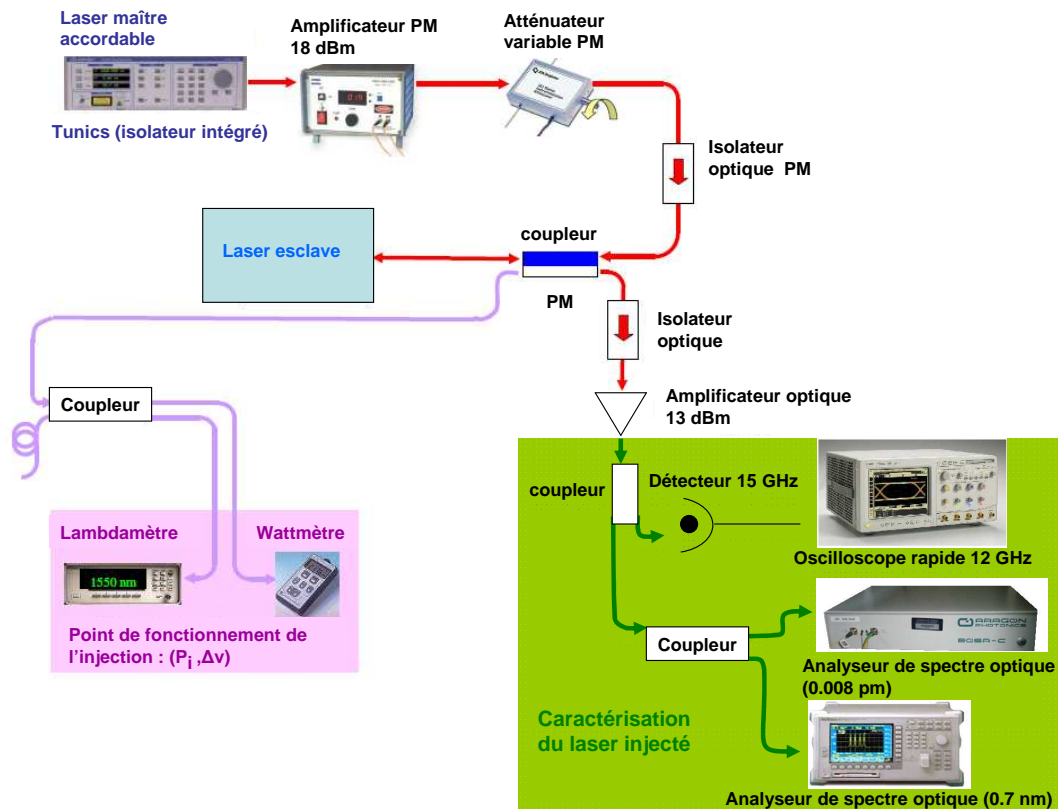


FIGURE 8.1 – Montage expérimental pour les cartographies de l'injection optique.

Les lasers que nous allons caractériser sont multi modes, d'intervalle spectral libre de l'ordre de 40 GHz. La caractérisation en terme de spectre optique via un analyseur Fabry-Perot poserait donc un problème de recouvrement spectral<sup>2</sup>.

2. Les analyseurs Fabry-Perot dont nous disposons ont un ISL de 300 MHz, 10 GHz et 135 GHz

Nous utilisons donc un analyseur de spectre optique de résolution 1 MHz<sup>3</sup>. Généralement, pour une observation plus claire de l'injection, l'expérimentateur est amené à "zoomer" sur le mode du laser esclave subissant l'injection optique. Un deuxième analyseur de spectre optique (facultatif) de plus faible résolution permet alors une observation simultanée de l'effet de l'injection sur le spectre entier du laser esclave. Notons enfin que l'expérimentation est automatisée. C'est l'ordinateur qui fait varier au fur et à mesure le désaccord et la puissance injectée. Il enregistre aussi le régime observé associé aux différents points de fonctionnement. Il ne peut cependant égaler l'expérimentateur dans l'analyse des régimes observés. C'est donc ce dernier qui indique à l'ordinateur les régimes rencontrés au cours de l'expérimentation.

La qualité des travaux effectués au laboratoire sur l'injection optique repose sur la stabilité du montage qui nous offre une grande répétabilité des expériences réalisées. Cette stabilité est la conséquence de plusieurs précautions expérimentales. En effet, tous les éléments optiques du laser maître au laser esclave sont à maintien de polarisation. Toutes les fibres utilisées sont connectées en FC-APC : le connecteur est poli avec un angle de 8° afin de garantir un taux de réflexion typique à son extrémité de -55 dB.

## 8.2 Injection optique dans des lasers à bâtonnets quantiques

### 8.2.1 Cartographie à 1.5 fois le seuil

#### Pésentation générale

Nous détaillons ici les cartographies réalisées sur les lasers trois plans et neuf plans à bâtonnets quantiques. Ces cartographies ont été réalisées pour un désaccord décroissant et pour un taux de pompage de 1,5. Elles sont présentées figure 8.2. Peu de régimes ont été rencontrés en comparaison à l'injection dans un laser massif multi mode (voir chapitre 7). Nous retrouvons ainsi les régimes "classiques" tels que l'accrochage total, le mélange d'ondes d'ordre 1 (M1), la relaxation ou le chaos. Notons la présence d'un régime d'extinction des modes non injectés. Comme présentée figure 8.3, l'extinction des modes non injectés rend alors le laser esclave monomode.

Les cartographies sur chaque mode sont proches des cartographies observées

---

pour une finesse de 100 ou plus.

3. il s'agit d'un BOSA de la société Aragon Photonics



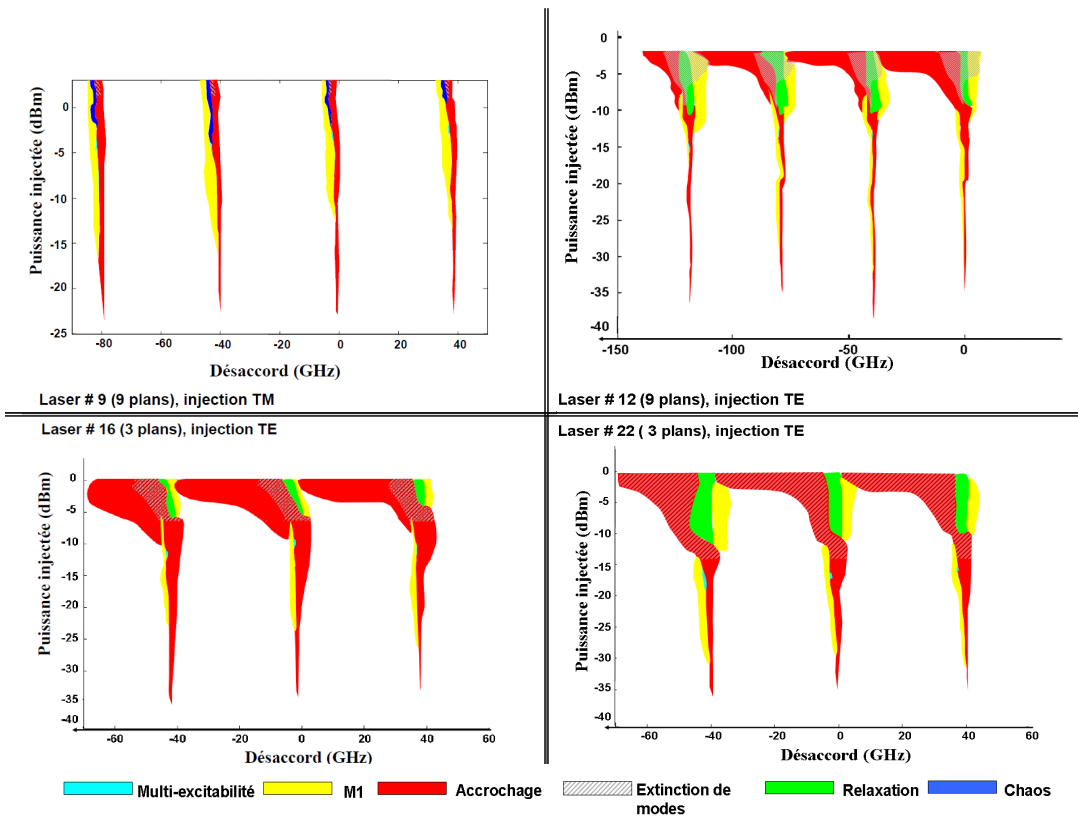


FIGURE 8.2 – Cartographies de l'injection dans les lasers Qdash à 1.5 fois le seuil.

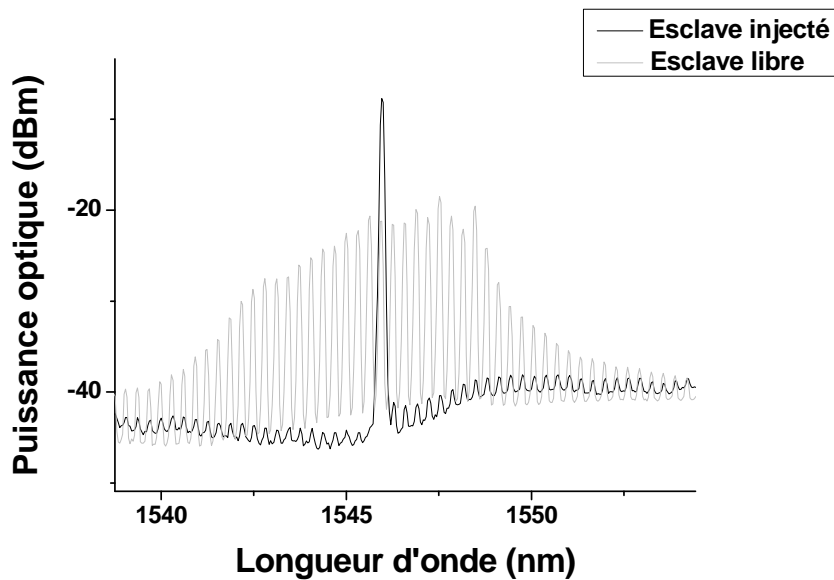


FIGURE 8.3 – Spectre optique du régime d'accrochage total accompagné d'extinction des modes non injectés.

sur un laser massif monomode dans l'ensemble des cas. Ainsi, aux faibles puissances injectées (suivant le cas, inférieures à -10 dBm ou à -5 dBm), seuls les régimes d'accrochage total et de mélange d'ondes d'ordre 1 apparaissent sur une plage de désaccord inférieure à 10 GHz. Pour des puissances plus élevées, on observe sur certaines cartographies de la relaxation. Cependant, ce qui distingue ces cartographies des cartographies classiques, c'est l'absence de régimes tels que le mélange d'ondes d'ordre 2 ou le chaos aux plus fortes puissances injectées. Par ailleurs, la zone d'accrochage s'étend sur une large plage de puissances injectées avant d'observer de la relaxation. Ceci peut être attribué au fort amortissement observé dans ces structures. Celui-ci limite l'apparition du régime de relaxation et des mélanges d'ondes et de chaos qui en résulte. Ceci pourrait aussi être lié au caractère multi mode de ces structures. Notons par ailleurs, la présence d'une zone identifiée comme un régime de multi-excitabilité à la frontière du régime d'accrochage pour des puissances injectées généralement autour de -15 dBm sur une plage de désaccord de l'ordre de 0,1GHz.

#### Régimes observés à Cork

Une première étude du régime de multi-excitabilité dans un laser à îlots quantiques a déjà été réalisée par Goulding et al [136]. Nous allons en faire une présentation de façon à effectuer une comparaison avec nos résultats. Une cartographie des résultats est présentée figure 8.4. Elle donne le régime d'injection observé en

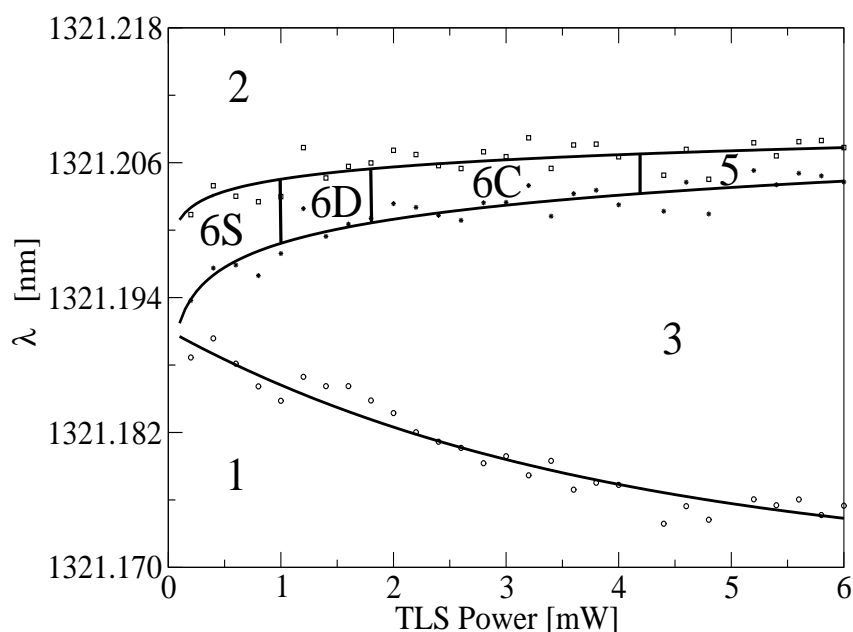


FIGURE 8.4 – Cartographie de l'injection selon Goulding et al [136].

fonction de la puissance optique du maître en abscisse et de la longueur d'onde du maître en ordonnée. Plusieurs zones particulières sont observées à la frontière entre la zone d'accrochage (notée 3) et la zone de mélange d'onde (notée 2). Celles-ci sont notées 6S, 6D, 6C et 5 sur la cartographie. Elles s'observent sur une faible zone en longueur d'onde de l'ordre de 4 pm (0,7 GHz) et se suivent lorsqu'on augmente la puissance injectée. La zone 6S se caractérise par de simples impulsions aléatoires ce qui caractérise l'excitabilité d'ordre 1<sup>4</sup>. Notons que l'écart entre les

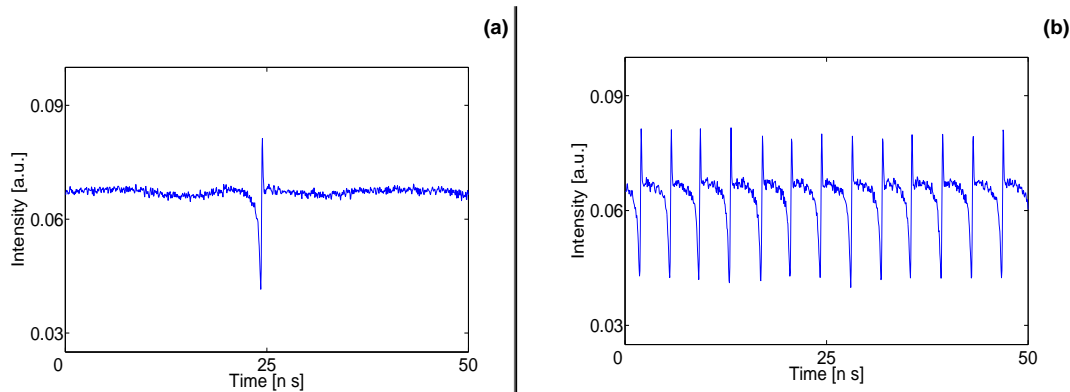


FIGURE 8.5 – Trace temporelle de l'excitabilité d'ordre 1 proche de la zone d'accrochage (a) et proche du mélange d'onde (b) selon Goulding et al [136].

impulsions diminue au fur et mesure que nous nous éloignons de la zone d'accrochage. La figure 8.5(a) montre ainsi une trace temporelle du régime lorsqu'on se trouve proche du régime d'accrochage. A la limite du mélange d'ondes les impulsions sont plus resserrées et deviennent périodiques comme présentées figure 8.5(b).

La zone 6D suit la zone 6S pour des puissances injectées plus élevées. Elle se traduit par des séries de deux impulsions successives ce qui correspond à de l'excitabilité d'ordre 2. On retrouve les mêmes propriétés que pour l'excitabilité d'ordre 1. L'écart entre les séries de deux impulsions successives diminue lorsqu'on s'éloigne de la zone d'accrochage. Cependant les impulsions deviennent périodiques pour un écart égal à la moitié du désaccord (ce qui doit donc correspondre à du mélange d'ondes d'ordre 2). La zone 6C correspond à un basculement aléatoire entre l'accrochage et un régime complexe d'impulsions multiples. La figure 8.7 donne une trace temporelle de ce régime.

Entre 0 et 20 ns ainsi qu'entre 100 et 120 ns, la trace temporelle ne présente pas d'impulsions. Il y a accrochage total. Entre 20 ns et 100 ns, la trace temporelle se

4. L'ordre du régime d'excitabilité correspond aux nombres d'impulsions successives observées

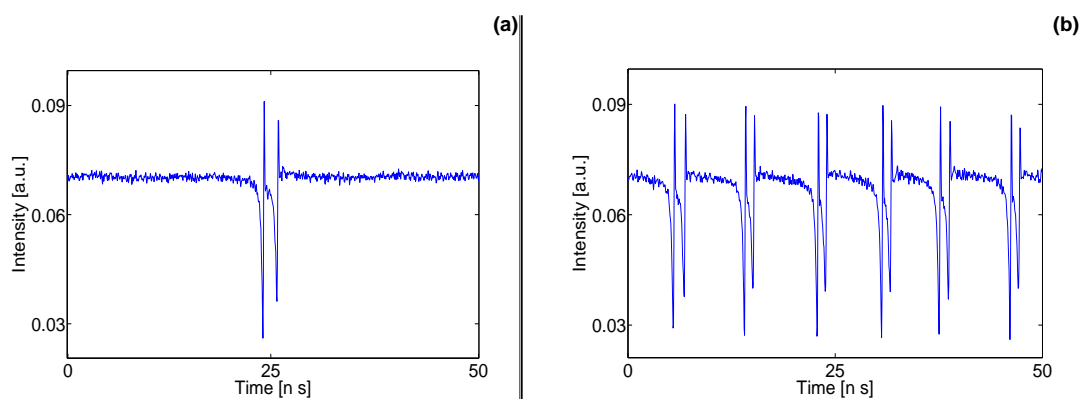


FIGURE 8.6 – Trace temporelle de l’excitabilité d’ordre 2 proche (a) et plus loin (b) de la zone d’accrochage selon Goulding et al [136].

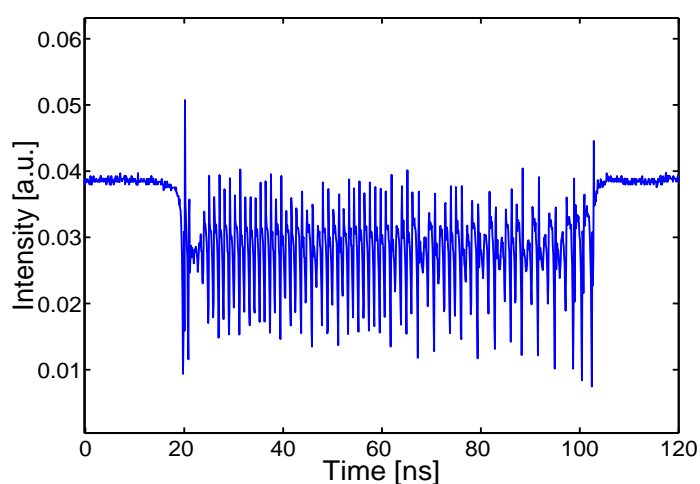


FIGURE 8.7 – Trace temporelle du régime 6C

caractérise par de multiples impulsions aléatoires. Goulding interprète ce régime de deux manières : il peut s’agir d’un régime de multiples impulsions d’excitabilité complexes et éphémères ou d’un régime de basculement entre l’accrochage total et le chaos.

Pour des puissances injectées plus élevées nous arrivons au régime noté 5. Celui-ci se caractérise par un basculement aléatoire entre l’accrochage total et un régime de mélange d’ondes comme présenté figure 8.8 (a) ou par un basculement aléatoire entre deux régimes d’accrochage total comme on peut l’observer figure 8.8 (b) .

Sur nos cartographies, nous n’obtenons pas les mêmes résultats que Goulding. Il est important de noter qu’il a été montré que la fin du régime d’accrochage total est brutal sur la gauche des cartographies d’injection [105]. De ce fait, il pourrait

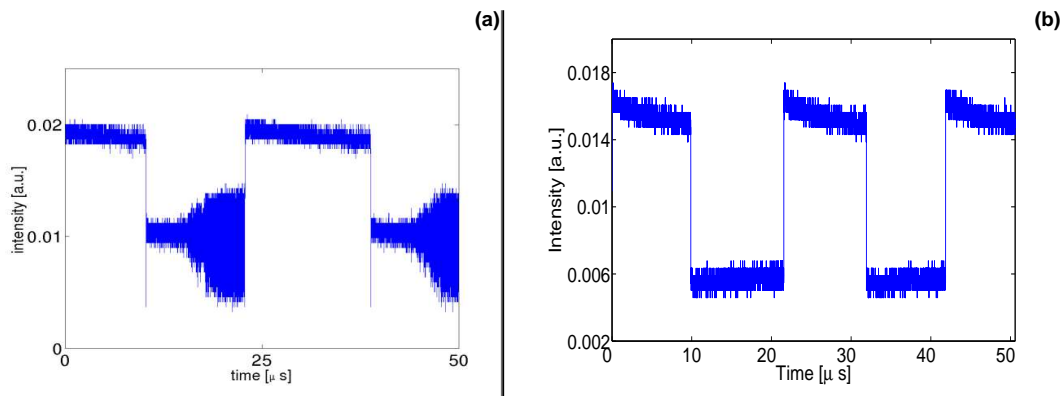


FIGURE 8.8 – Traces temporelles du régime noté 5 selon Goulding et al [136].

être possible d'observer une bistabilité à la frontière de l'accrochage total. Cette bistabilité serait liée au bruit du système qui provoquerait un basculement du régime d'accrochage au régime suivant. Il est ainsi peut être possible que nous ayons observé les régimes notés 6C et 5 sur certains lasers. Cependant nous les avons simplement considérés comme liés au bruit du système. Nous pensons que ces régimes sont liés aux fluctuations générant des sauts de régimes (mélange d'ondes, accrochages) au bord de la frontière d'accrochage. Une analyse plus poussée devrait permettre d'en faire la distinction. Les figures 1.5 et 1.6 issues de l'article de Goulding [136] montre, à notre avis, une très grande régularité de l'occurrence des impulsions, avec une périodicité identique au désaccord, ce qui caractérise le mélange d'ondes M1.

### Le régime de multi-excitabilité

Nous avons identifié un régime de multi-excitabilité dans nos structures. Ce dernier est très instable : il s'observe sur une faible plage de désaccord et est donc très sensible aux perturbations. Le spectre associé à ce régime a une allure chaotique, figure 8.9.

Il se traduit bien dans le domaine temporel par des impulsions caractéristiques du régime de multi-excitabilité comme présenté figure 8.10. On observe alors l'apparition aléatoire d'impulsions. Notons que nous pouvons distinguer des impulsions successives proches (avec des écarts autour de 3 ns), d'impulsions successives plus éloignées (avec des écarts autour de 10 ns). Pour nos structures, ce régime a lieu pour des désaccords trop précis pour que nous puissions observer l'effet du désaccord sur l'écart entre les impulsions. En effet, chez Goulding, leurs observations s'étalent sur une plage de désaccord de 0,7 GHz alors que pour nos structures, ces mêmes observations sont faites uniquement sur 0,1 GHz.

Afin de s'assurer que ces impulsions ne sont pas liées à un basculement, pro-

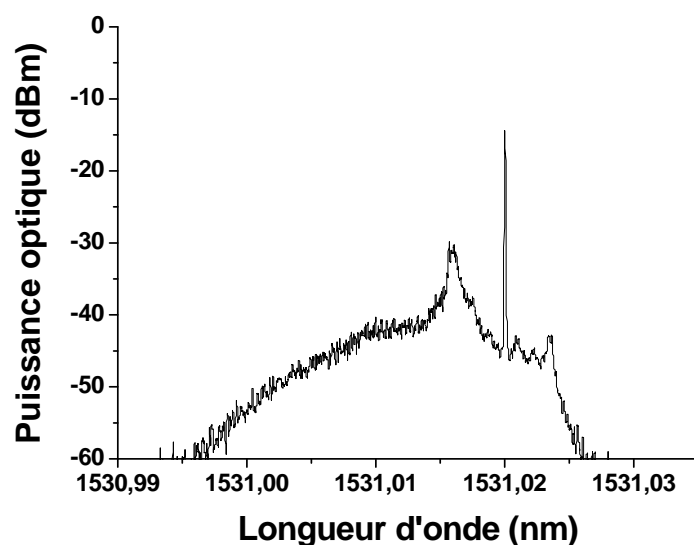


FIGURE 8.9 – Spectre optique du régime de multi-excitabilité

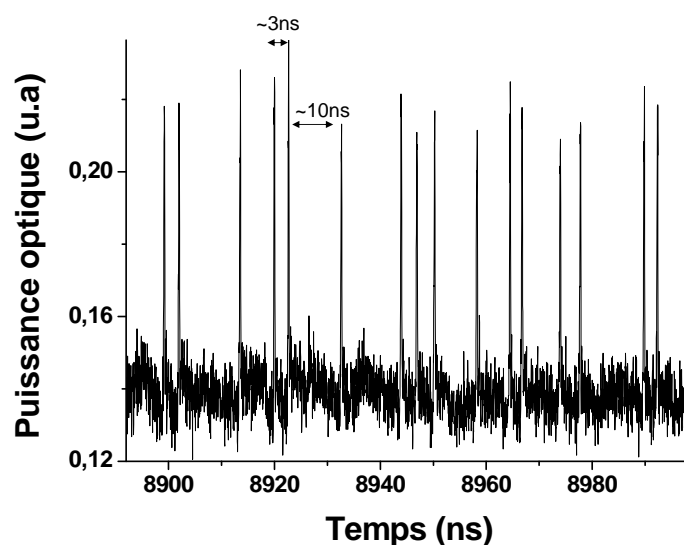


FIGURE 8.10 – Trace temporelle du régime de multi-excitabilité.

voqué par le bruit des lasers, du régime d'accrochage total au mélange d'ondes, une étude statistique des traces temporelles de ce régime est réalisée. Son principe consiste à mesurer les écarts successifs entre les différentes impulsions temporelles, puis à comptabiliser les différents écarts mesurés. Ceci doit permettre de

faire ressortir le caractère aléatoire du régime. Comme il a pu être observé dans les lasers massifs [137], nous devons ainsi retrouver une statistique de Poisson. La figure 8.11 donne la statistique des écarts temporels entre les impulsions successives obtenues à partir d'une acquisition temporelle<sup>5</sup> du régime de multi-excitabilité. Celle-ci se caractérise par un pic autour de 3 ns. Avec une distribution qui va jus-

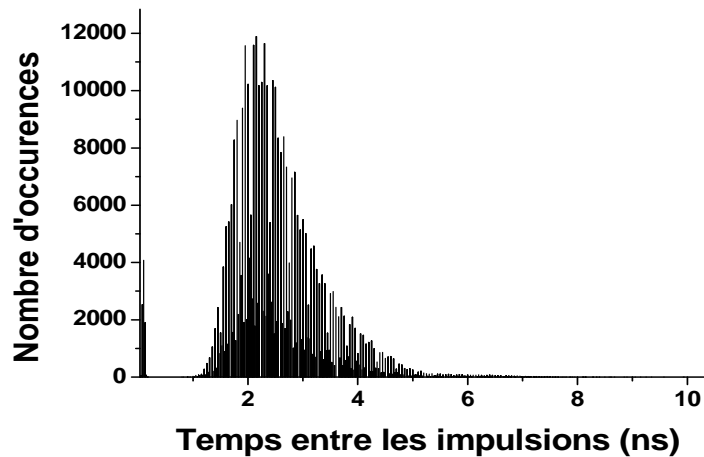


FIGURE 8.11 – Statistique du régime de multi-excitabilité.

qu'à des écarts de l'ordre de 7 ns. Ce qui rappelle donc une statistique de Poisson. On observe par ailleurs un petit pic situé autour de 0,1 ns. Celui-ci montre la présence de plusieurs impulsions successives proches les unes des autres (autrement dit de paquets d'impulsions). Ce qui doit donc caractériser la présence de régime de multi-excitabilité d'ordre supérieur à de courts instants. Ce régime est relativement instable et n'a lieu que sur une faible plage de désaccord. Ce qui rend son étude délicate. Une seconde statistique effectuée sur une deuxième acquisition donne ainsi un résultat différent, figure 8.12. Deux maxima ressortent de la distribution. Le premier est autour de 3 ns, le second se trouve autour de 7 ns. Cette statistique caractérise l'écart entre les impulsions successives. Le premier maximum correspond aux écarts entre les impulsions d'un paquet. Le second maximum correspond aux écarts entre différents paquets d'impulsions successives. La statistique associée à des impulsions intra-paquets est de l'ordre de la centaine de picosecondes [101]. Nous n'avons donc pas pour l'instant élucidé la raison de deux paquets impulsions.

5. Les acquisitions temporelles sont réalisées sur une centaine de microsecondes en prenant 4 millions de points pour cents microsecondes.

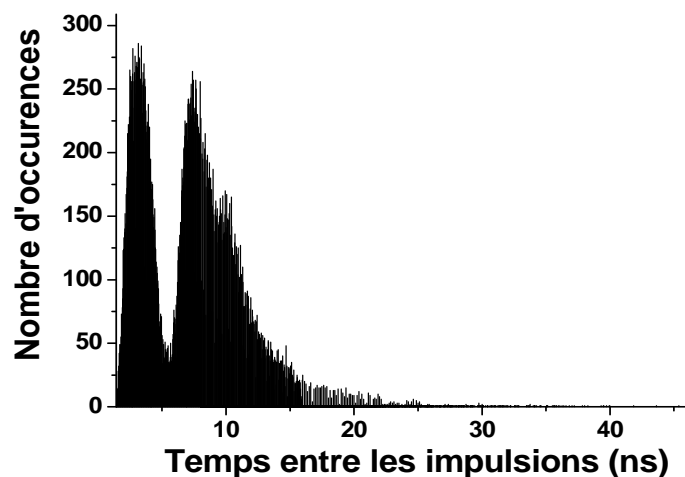


FIGURE 8.12 – Seconde statistique du régime de multi-excitabilité.

### Influence de la polarisation

La cartographie du laser #9 est réalisée en polarisation croisée (TM). Des études de l'injection dans des lasers monomodes massifs [105],[104] ont montré que l'injection en polarisation croisée ne change pas l'allure des cartes, mais amène simplement une translation de la carte vers les plus fortes puissances injectées. Il est ainsi nécessaire pour une polarisation orthogonale d'injecter plus de puissance pour avoir le même régime d'injection qu'avec une polarisation parallèle. En comparaison aux autres cartes, la carte du laser #9 semble ainsi décalée de 12 dB vers des puissances injectées plus élevées. Le taux de réjection TE/TM de la fibre micro lentillée PM utilisée est de l'ordre de 15 dB. Ce qui signifie que même si l'injection a lieu en polarisation TM, une faible partie du signal est injectée en polarisation TE. Nous avons le même ordre de grandeur entre le taux de réjection de la fibre micro lentillée et le décalage en puissance constaté entre les cartes TE et TM. Notre montage ne nous permet donc pas de tirer une conclusion sur l'effet de l'injection en polarisation croisée.

**Étude de la bistabilité** Comme nous l'avons présenté au chapitre 7, l'effet de l'injection sur un laser est relatif au sens dans lequel le désaccord varie. Ainsi, on peut observer de l'accrochage total uniquement pour des désaccords décroissants sur une plage de désaccord de l'ordre de 60 GHz dans un laser massif monomode. Cette bistabilité a été étudiée sur un laser 3 plans et 9 plans. Les cartographies sur



un mode pour des désaccords croissants dans un laser 3 plans et 9 plans sont réalisées figure 8.13. Les encarts correspondent aux cartes établies pour des désaccords décroissants

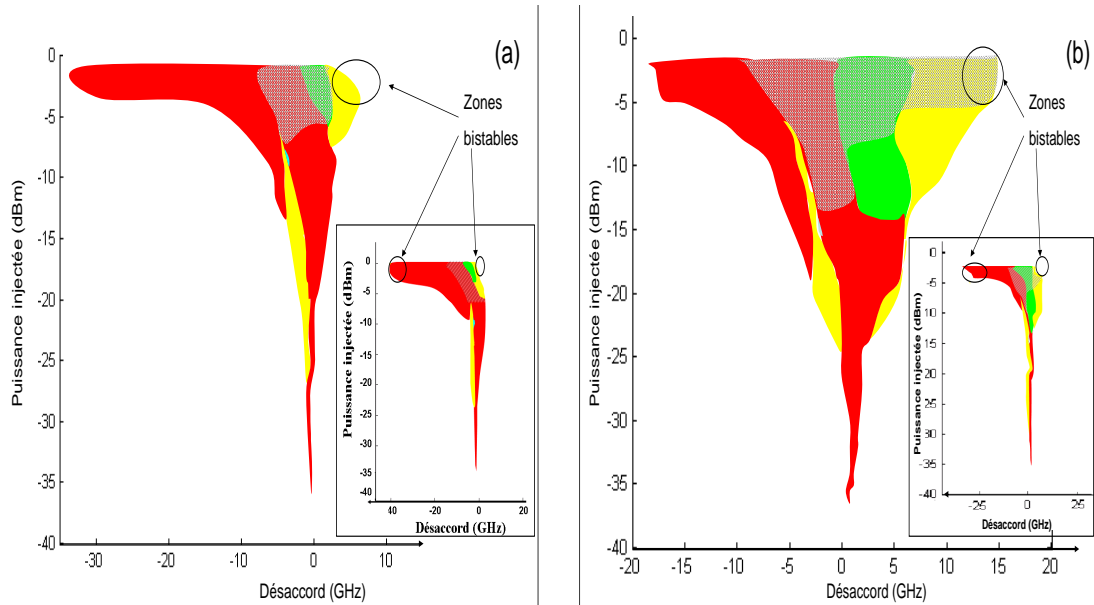


FIGURE 8.13 – Cartographies de l'injection à 1,5 fois le seuil dans un laser 3 plans en (a) et 9 plans en (b).

*Les encarts correspondent aux cartographies établies pour des désaccords décroissants, alors que la carte générale est établie pour des désaccords croissants.*

Dans les deux cas, les cartographies dans le sens croissant et décroissant sont relativement comparables. Une petite zone bistable ressort cependant des cartographies. Elle s'observe à droite et à gauche des cartographies pour des puissances injectées supérieures à -5 dBm et sur une plage de désaccord de l'ordre de 5 GHz. Pour des désaccords croissants, on observe du mélange d'ondes sur la droite des cartographies. Pour des désaccords décroissants, cette même zone correspond à l'accrochage total sur le mode adjacent. En comparaison de la bistabilité observée sur un laser monomode massif, la zone bistable est nettement moins importante. L'ISL du laser est autour de 40 GHz. Il est donc possible que le caractère multi mode du laser empêche l'observation de l'accrochage total sur une plage de désaccord suffisamment importante pour distinguer plus clairement de la bistabilité.

## 8.2.2 Cartographie à quatre fois le seuil

Le comportement d'un laser injecté change en fonction de son courant de polarisation. Il est donc intéressant d'effectuer une cartographie plus loin du seuil. La

figure 8.14 donne ainsi les cartographies sur un mode lorsque nous polarisons le laser esclave à quatre fois son seuil.

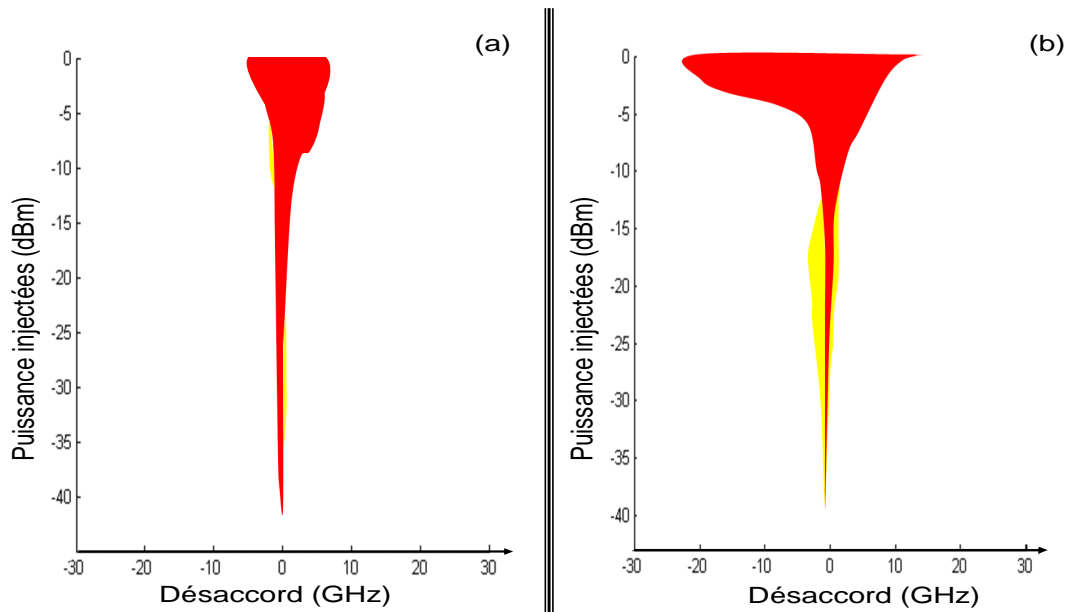


FIGURE 8.14 – Cartographies de l’injection d’un laser à batônnetts quantiques à 3 plans (a) et 9 plans (b) polarisés à quatre fois leur seuil

*l’accrochage total est représenté en rouge et le mélange d’ondes d’ordre 1 en jaune*

Une fois encore, les lasers 9 plans et 3 plans ont un comportement relativement semblable à l’injection. Polarisés à quatre fois leur seuil, les lasers sont plus "robustes". Ils sont alors moins sensibles à l’injection. On observe ainsi uniquement de l’accrochage total et du mélange d’ondes d’ordre 1. Dans le cas du laser 3 plans, ces régimes ont lieu sur une plage de désaccord de l’ordre de 10 GHz. Alors que nous observons l’accrochage total sur une plage de désaccord de l’ordre de 30 GHz dans cas du laser 9 plans. Nous associons cette différence au gain plus important dans les structures à 9 plans.

### 8.3 Injection dans un laser à îlots quantiques

Comme nous l’avons décrit aux chapitres précédents, le laser à îlots quantiques est un laser 5 plans. Il se caractérise par la présence de deux familles de modes si nous le polarisons suffisamment loin du seuil. La cartographie du laser à îlots est réalisée à 1,5 fois son seuil laser. A ce taux de pompage, une seule famille de modes existe. En comparaison des cartes obtenues dans des lasers à bâtonnets quantiques, la cartographie réalisée dans un laser à îlots quantiques se rapproche encore da-

vantage des cartographies observées sur des lasers massifs monomodes, figure 8.15. Le régime d'accrochage total apparaît pour des puissances injectées comparables à celles observées dans les cartes des lasers à bâtonnets quantiques (autour de -35 dBm). Cependant, nous observons de la relaxation pour des puissances injectées plus faibles, de l'ordre de -18 dBm. Les régimes de mélange d'ondes d'ordre

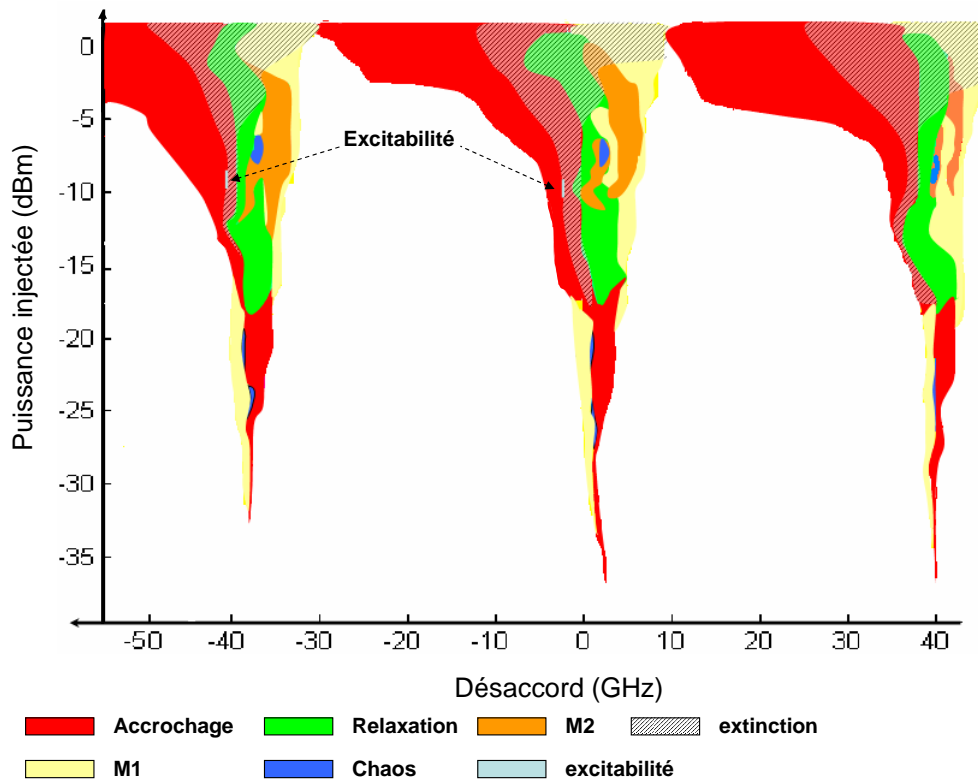


FIGURE 8.15 – Cartographies expérimentales d'une puce laser à îlots quantiques polarisée à 1,5 fois son courant de seuil.

deux et de chaos apparaissent pour des puissances injectées supérieures à -15 dBm. Ces différences pourraient ici être attribuées au taux d'amortissement plus faible dans cette structure. Nous observons une nouvelle fois une zone d'extinction des modes non-injectés. Elle commence pour des puissances supérieures à -20 dBm sur la zone d'accrochage, puis s'étend aux régimes de relaxation et de mélange d'ondes pour des puissances supérieures à -5 dBm. Au niveau de cette zone d'extinction, l'ensemble des modes non-injectés est éteint comme présenté figure 8.16 (b). Le passage du régime d'extinction avec accrochage total vers le régime d'accrochage total sans extinction est brutal. Ainsi lorsque nous varions continûment le désaccord dans le sens décroissant, l'extinction des modes se termine de manière abrupte. La figure 8.16 (c) donne alors un spectre optique de l'accrochage total

sans extinction. Les modes non-injectés ont récupéré leur puissance. Mais le mode injecté reste faible. C'est pourquoi nous considérons qu'il y a toujours accrochage total. Au fur et à mesure que nous varions le désaccord dans le sens décroissant le mode récupère progressivement en puissance. Nous définissons alors la fin de l'accrochage total lorsque celui-ci a récupéré un centième de sa puissance optique. Notons enfin la présence d'une zone d'excitabilité observée sur deux modes du la-

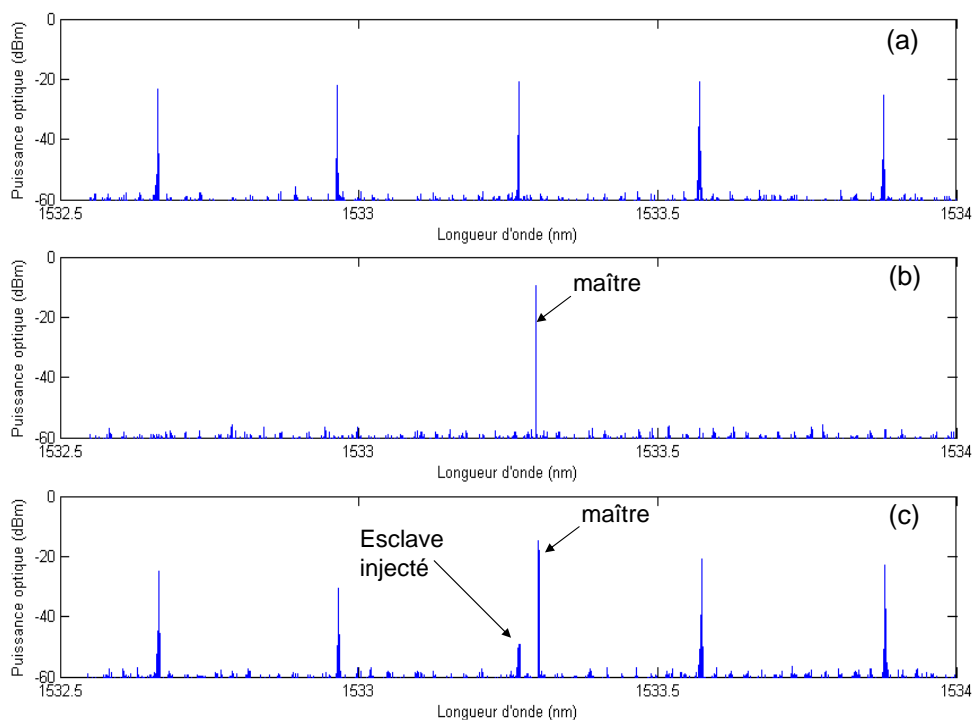


FIGURE 8.16 – Spectre optique du régime d'accrochage avec et sans extinction de mode.

En (a), le spectre optique du laser esclave libre. En (B), le spectre optique de l'accrochage total avec extinction. En augmentant le désaccord, l'extinction se termine en (C) mais l'accrochage total continue.

ser. Ce régime de multi-excitabilité intervient ici à la frontière de l'accrochage total avec extinction de modes et de l'accrochage total sans extinction pour des puissances injectées autour de -10 dBm. Nous sommes donc dans un cas particulier. Le régime de multi-excitabilité s'observe en effet habituellement à la frontière entre l'accrochage total et le mélange d'ondes. La figure 8.17 donne une trace temporelle du régime de multi-excitabilité. On observe donc à nouveau des pics de puissance qui viennent ponctuer de manière aléatoire le fonctionnement continu du laser. Les régimes d'accrochage total avec et sans extinction se traduisent par un signal

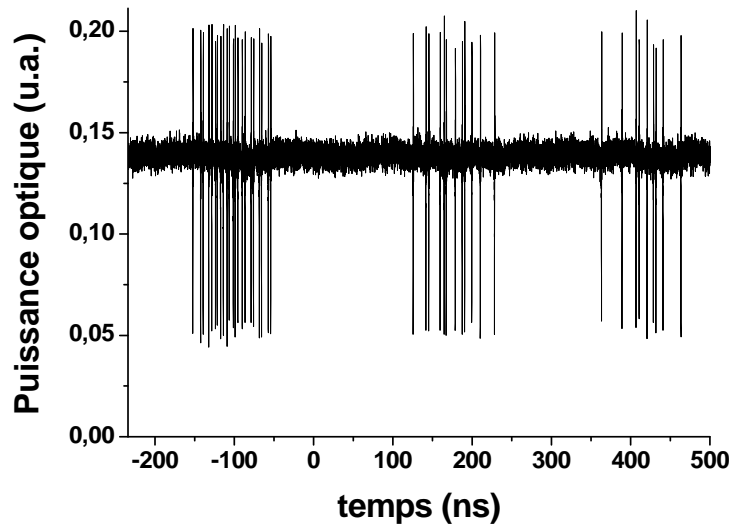


FIGURE 8.17 – Exemple d’acquisition temporelle du régime de multi-excitabilité.

continu dans le domaine temporel. Les impulsions observées ne peuvent donc pas être associées à un basculement entre ces régimes d’accrochage total. L’étude statistique de traces temporelles du régime de multi-excitabilité a été réalisée et est présentée figure 8.18.

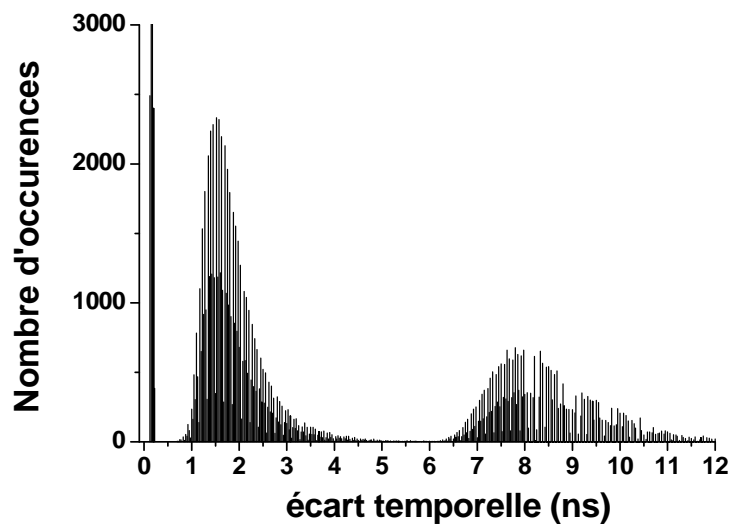


FIGURE 8.18 – Statistique des impulsions temporelles

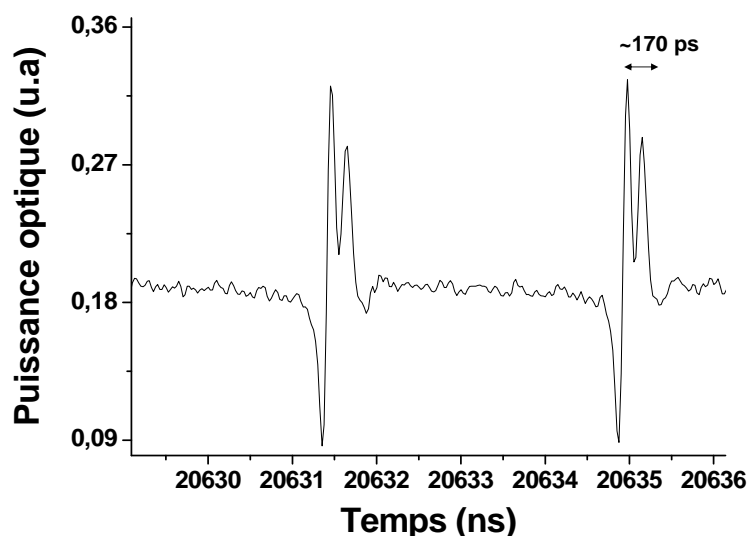


FIGURE 8.19 – Trace temporelle du régime de multi-excitabilité dans un laser à îlots quantiques.

Trois maxima ressortent de cette statistique. Le premier se trouve autour de 0,15 ns. Il semble indiquer un régime de multi-excitabilité d'ordre 2. Comme le montre la trace temporelle du régime, figure 8.19, on observe une série de deux impulsions successives dont l'écart temporel est du même ordre de grandeur que le premier maximum. Cet écart de l'ordre de 170 ps est comparable à l'écart entre impulsions établi par les simulations de Wieczorek. Ces séries d'impulsions sont espacées de façon aléatoire mais la statistique ne suit pas exactement une loi de Poisson. On observe le second maximum autour de 2 ns ainsi qu'un troisième maximum autour de 8 ns qui traduit l'écart entre les paquets de séries d'impulsions défini par le deuxième maximum. Cette statistique révèle donc la complexité du régime de multi-excitabilité rencontrée.

## 8.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'étude de l'injection optique dans des structures de faible dimensionalité. Les cartographies réalisées ne révèlent pas de comportement inattendu. Au contraire, que ce soit dans les lasers à bâtonnets quantiques ou dans le laser à îlots quantiques, nous retrouvons des cartes relativement simples et semblables aux cartographies observées dans des structures

massives monomodes. Par ailleurs, des zones de multi-excitabilité ont été relevées dans l'ensemble de ces structures pour des points de fonctionnement très précis.

# Conclusion

Ce manuscrit regroupe les études de lasers à bâtonnets quantiques et à îlots quantiques en termes de bruit d'intensité et d'injection optique.

Une partie traite donc du bruit d'intensité. Nous avons présenté une étude théorique du bruit d'intensité dans ces structures. Nous mettons ainsi en évidence l'influence de l'interaction entre la couche de mouillage et les îlots quantiques. Nous montrons que cette interaction se traduit par un bruit basse fréquence. Celle-ci a aussi une influence sur le taux d'amortissement et l'expression du RIN.

Nous avons détaillé le principe de mesure du bruit d'intensité. Nous montrons les propriétés du laser que la mesure du bruit d'intensité permet de déduire. La mesure du bruit d'intensité permet ainsi de remonter à la fréquence de relaxation et au taux d'amortissement du laser. Ces paramètres donnent ensuite accès à d'autres propriétés du laser tel que le coefficient d'émission spontanée. Dans les lasers multi-fréquences, nous avons mis en place une mesure de l'interaction entre les modes longitudinaux d'un laser. Cette mesure consiste en une comparaison du bruit sur chaque mode au bruit total du laser. Elle permet ainsi de remonter à l'interaction (ou corrélation) moyenne entre les modes du laser. Dans les lasers fortement multimodes, cette mesure aboutit généralement à une interaction moyenne très faible. Nous proposons donc une seconde mesure permettant de remonter directement à l'interaction entre deux modes adjacents.

L'ensemble de ces outils est utilisé pour caractériser les lasers à bâtonnets quantiques et à îlots quantiques. Dans le laser à îlots quantiques, nous mettons en évidence l'effet de la présence d'une deuxième famille de modes sur les propriétés du laser. Ceci se caractérise par une augmentation du bruit basse fréquence. On observe aussi une diminution des caractéristiques dynamiques du laser. Dans les lasers à bâtonnets quantiques, nous observons un bruit d'intensité plus faible ainsi que de meilleures caractéristiques dynamiques. Nous observons aussi une rupture dans les courbes du taux d'amortissement et de la fréquence de relaxation. Cependant, nous n'avons pas observé de deuxième famille de modes dans ces structures.

La dernière partie traite de l'injection optique dans les lasers à bâtonnets quan-



tiques et à îlots quantiques. Ces lasers multimodes présentent des cartographies proches des cartographies observées dans les lasers monomodes. Cependant les régimes de mélange d'ondes d'ordre 2 ou de chaos ne sont pas observés. Ce qui peut être lié au fort amortissement dans ces structures ou simplement aux caractères multimodes de ces structures. Enfin, nous nous sommes intéressés à l'étude du régime de multi-excitabilité. Ce régime a d'abord été prédit théoriquement puis observé au laboratoire dans une structure massive. Contrairement à une première étude réalisée dans un laser à îlots quantiques, nous observons de la multi-excitabilité sur une faible plage en désaccord et en puissance.

Ces premières études sur le bruit nous encouragent à les étendre en permettant l'analyse de tout couple de mode et de se diriger vers la possibilité d'obtenir les moments d'ordre supérieur. L'injection optique nécessite maintenant de passer à une confrontation aux modélisations.

# **Annexes**



# Annexe A

## Injection optique dans un laser multimode autopulsant

Nous présentons dans cette annexe l'étude de l'injection optique dans un laser Fabry-Perot multi-mode autopulsant autour de 33 GHz. nous décrirons donc les régimes rencontrés ainsi que la cartographie obtenue.

### A.1 Précision expérimentale

On réalise l'injection de la même façon que pour un laser monomode. Un laser accordable est injecté dans le laser autopulsant. On fait varier la puissance injectée à l'aide d'un amplificateur optique suivi d'un atténuateur optique. Un isolateur évite l'injection dans le laser maître. Le signal du laser injecté est analysé sur un analyseur de spectre optique de résolution 1,25 GHz. Un Fabry-Perot d'analyse d'ISL 135 GHz précédé d'un filtre de 0,25 nm (30GHz) permet d'observer plus précisément l'injection au niveau d'un mode. L'effet de l'injection sur l'autopulsation sera étudié. Ainsi le signal du laser esclave est décalé de 10 GHz de façon à observer le pic d'autopulsation sur un analyseur de spectre électrique de bande passante 26,5 GHz. l'expérience est réalisé à 4 fois le seuil du laser esclave. Le spectre optique et le signal d'autopulsation sont présenté figure A.2. le spectre électrique montre que le laser n'autopulse pas correctement. Par ailleurs le spectre optique montre la présence de modes de polarisation TM pour des longueurs d'onde inférieures à 1552 nm.

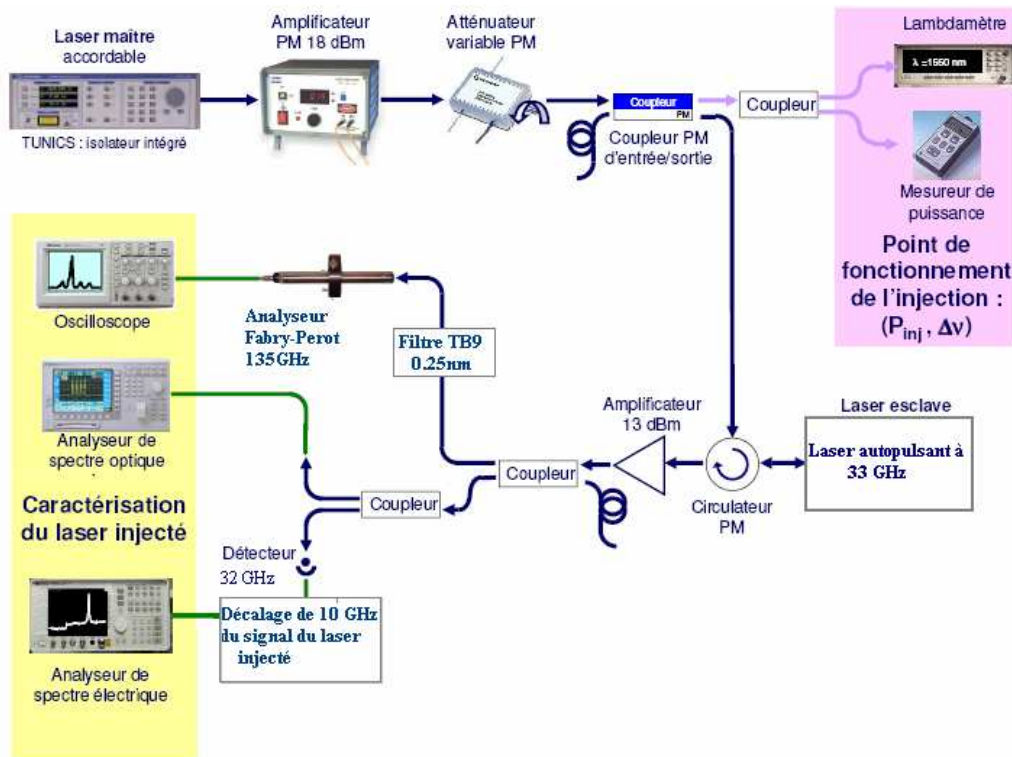


FIGURE A.1 – Montage expérimental pour les cartographies de l'injection dans un laser autopulsant.

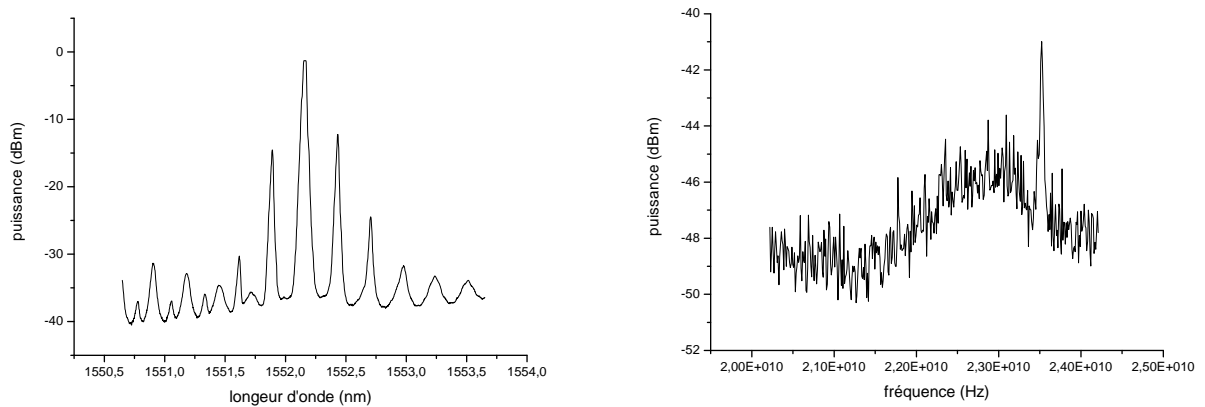


FIGURE A.2 – Spectre optique et pic d'autopulsation du laser esclave libre

## A.2 Régimes de fonctionnement du laser injecté

Nous allons décrire dans cette section les régimes de fonctionnement observés dans l'injection du laser esclave.

### A.2.1 Régime d'amplification

Ce régime se caractérise par l'amplification de l'ensemble des modes longitudinaux du laser esclave comme présenté figure A.3. Cependant la condition de phase entre les modes est altérée. Sur l'analyseur de spectre électrique nous n'observons plus de pic d'autopulsation.

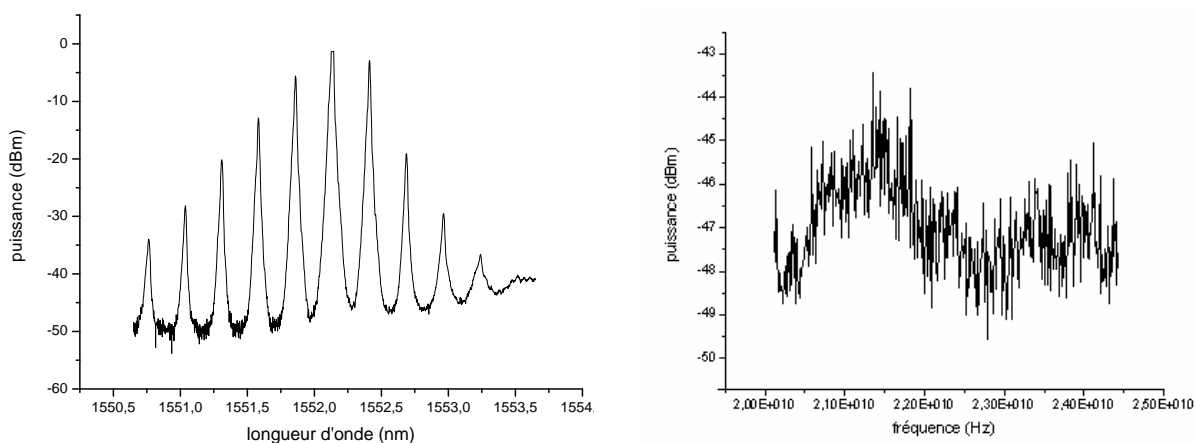


FIGURE A.3 – Spectre optique et pic d'autopulsation du régime d'amplification

### A.2.2 Régime de blocage de mode

Le blocage de mode du laser est amélioré. Sur le spectre électrique, on observe ainsi un pic d'autopulsation plus puissant et plus fin. Le spectre optique est relativement amplifié. Celui-ci étant élargie, il serait donc possible que la largeur des impulsions temporelles soit diminuée.

### A.2.3 Extinction de modes

Dans ce régime seul le mode accroché subsiste comme présenté figure A.5. Le laser devient donc monomode.

### A.2.4 Mélange d'onde

Un spectre optique du mélange d'onde est présenté figure A.6. Ce régime est identique au mélange d'onde observé dans les structures monomodes. Notons toutefois que le mélange d'onde est reproduit au niveau de l'ensemble des modes du laser.

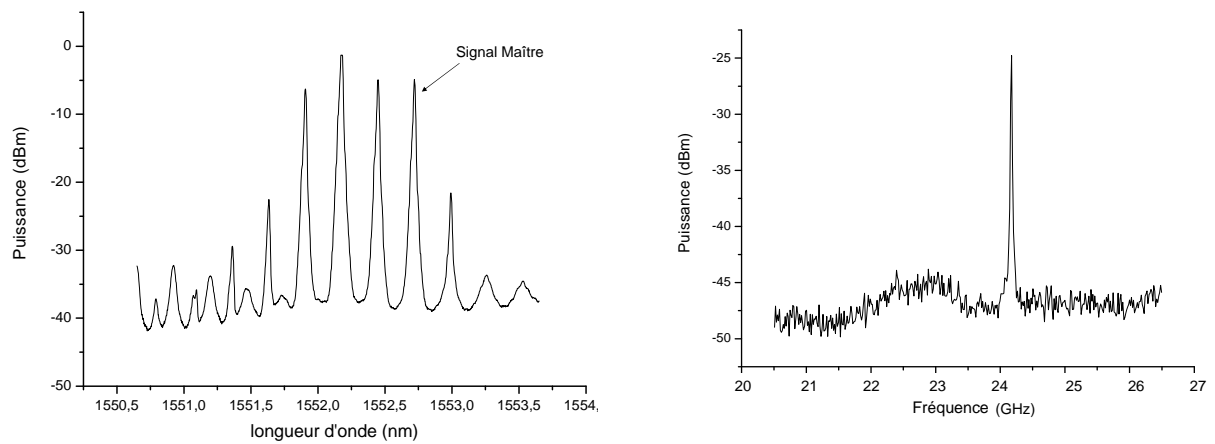


FIGURE A.4 – Spectre optique et pic d'autopulsation du régime de blocage de mode

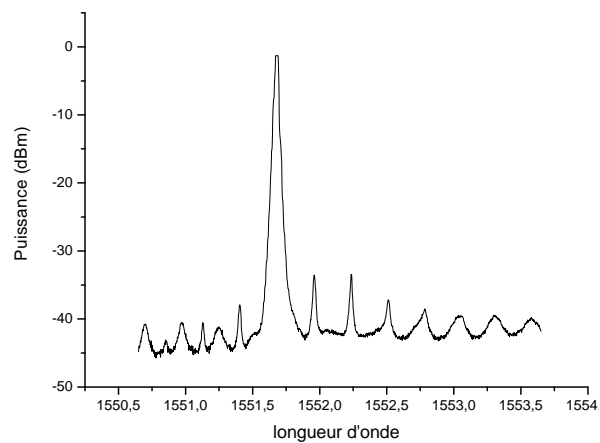


FIGURE A.5 – Spectre optique du régime d'extinction de modes

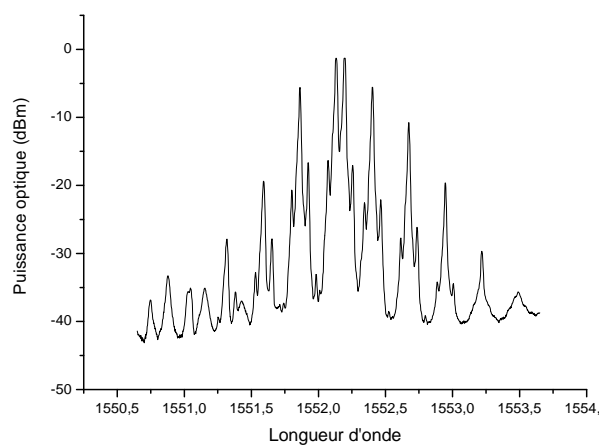


FIGURE A.6 – Spectre optique du mélange d'onde.

### A.2.5 Mélange d'onde entre les modes du laser

Ce régime ne survient que lorsque le laser maître se trouve au niveau d'un mode du laser esclave. On observe l'amplification du mode symétrique au mode accroché par rapport au mode le plus puissant du laser esclave. Finalement ce régime ressemble à du mélange multi-onde simple mais à plus grande échelle. Sur le spectre électrique nous n'observons plus de signal.

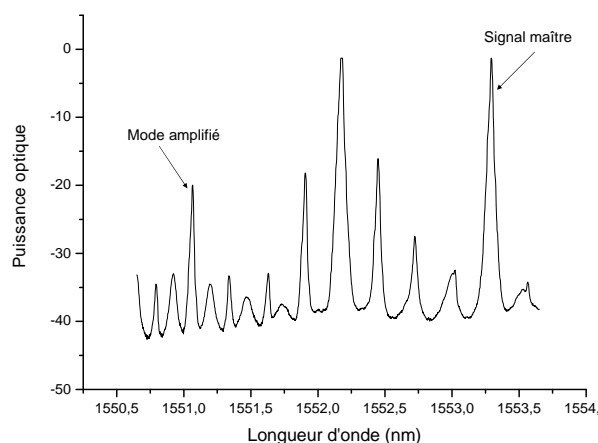


FIGURE A.7 – Spectre optique du mélange d'onde à l'échelle des modes du laser.

### A.2.6 Extinction 1 mode sur 2, 2 mode sur 3, 3 mode sur 4, 4 mode sur 5

Ces régimes correspondent à du mélange d'onde entre les modes du laser avec une diminution en puissance des autres modes. Ce qui différencie ces régimes, c'est la position du mode amplifié par rapport au mode le plus puissant du laser esclave. Sur le spectre électrique, on observe plus de signal. Cependant le montage expérimental ne permet pas de vérifier si le laser émet un signal à 2, à 3 ou à 4 fois l'isl.

### A.2.7 Transfert de puissance

La forme du spectre optique est modifiée. On observe l'amplification de certains modes au détriment d'autres modes (souvent les plus puissants) qui perdent en puissance. Le spectre optique du transfert de puissance est présenté figure A.9.



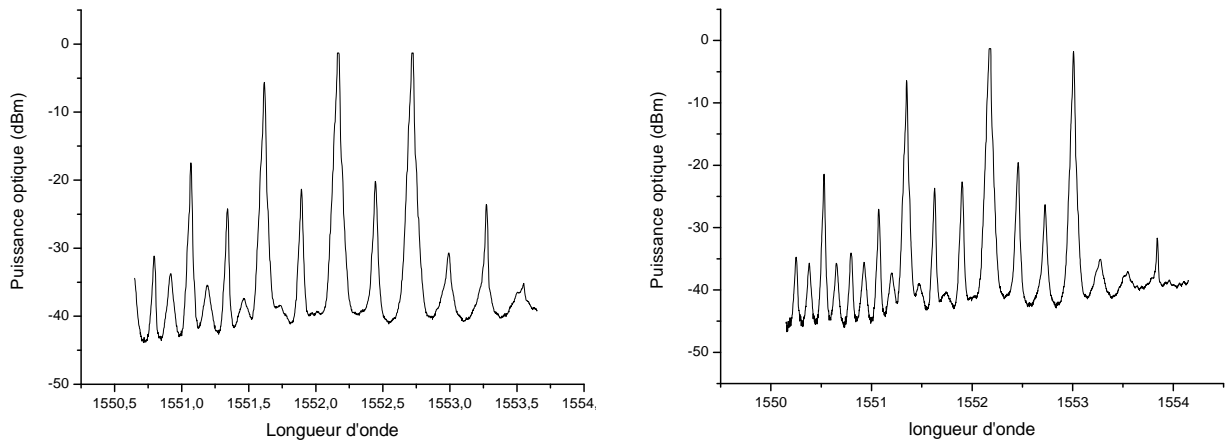


FIGURE A.8 – Spectre optique de l’extinction d’un mode sur deux et de deux modes sur trois

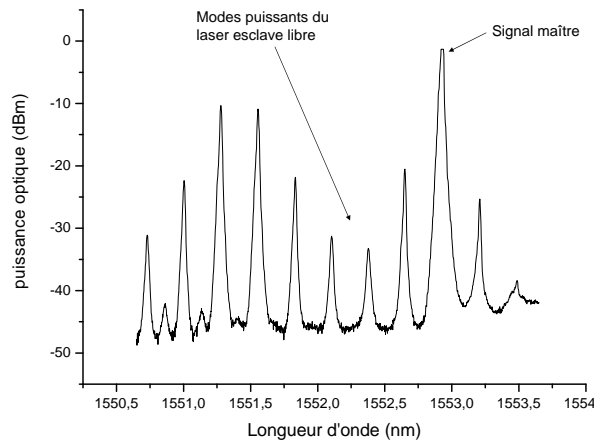


FIGURE A.9 – Spectre optique du régime de transfert de puissance

### A.2.8 Extinction autour du pic central

Ce régime survient lorsque le maître se trouve loin du mode le plus puissant du laser esclave. On observe alors l’extinction des modes autour du mode le plus puissant comme présenté figure A.10. Ce dernier n’est pas affecté par l’injection.

## A.3 Cartographie de l’injection

L’injection dans un laser multimode présente un grand nombre de régime. Il arrive d’autre part que plusieurs régimes aient lieu en même temps. Si nous les comptabilisons tous, nous obtenons 18 régimes différents. Pour simplifier, nous allons donc présenter 2 cartographies regroupant différents régimes, figure A.11.

La cartographie de droite présente les régimes d’amplification, de blocage de

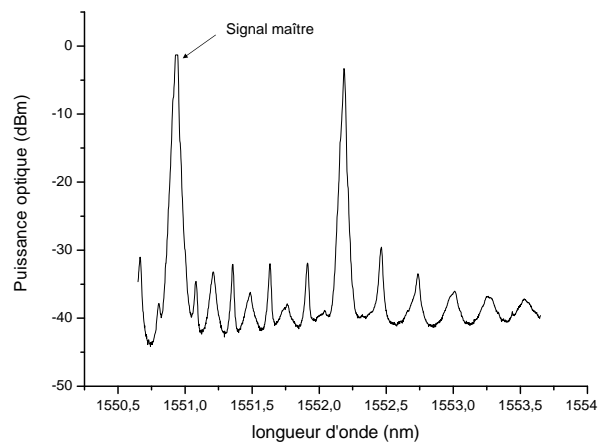


FIGURE A.10 – spectre optique du régime d'extinction autour du pic central.

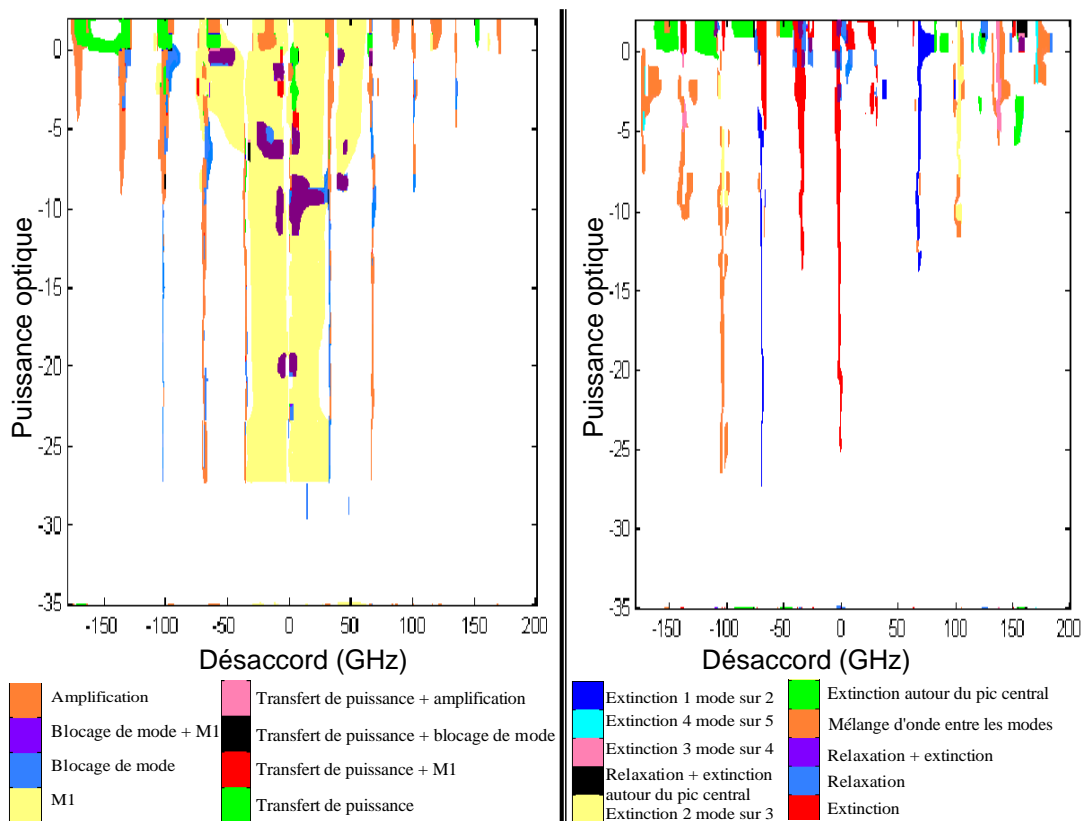


FIGURE A.11 – Cartographies de l'injection optique dans un laser multimode masif autopulsant.

mode, de mélange multi-onde simple et de transfert de puissance. Ces régimes sont regroupés sur une même cartographie car ils se suivent ou ont lieu en même temps. Notons que certains d'entre eux ne s'observent que sur de fines plages de désaccord. Le blocage de mode n'a lieu que sur des plages de désaccord de l'ordre

du gigahertz. Lorsque le maître est au niveau d'un mode. Le régime d'amplification se trouve souvent autour du régime de blocage de mode. Le mélange multi-onde simple se trouve en général au niveau du mode le plus puissant du laser esclave. Enfin Le transfert de puissance ne s'observe que pour des puissance supérieur à -5 dBm. La cartographie de gauche regroupe les régimes pour lesquels on observe de l'extinction de mode. On constate que l'accrochage avec extinction de mode ne s'observe que pour les 3 modes les plus puissants. Au contraire, le mélange d'onde à l'échelle des modes du laser a lieu pour les modes les plus faibles. De même, l'extinction du pic central ne se trouve qu'au niveau des modes les plus éloignés du mode central, pour des puissances supérieurs à -5 dBm.

## Annexe B

### Relation entre $n_{sp}$ et le taux d'amortissement

Cette annexe à pour but de démontrer la relation entre  $n_{sp}$  et le taux d'amortissement décrit au chapitre 3. Pour cela nous allons utiliser le système différentielles proposé par Agrawal [75] :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{2} \left[ \Gamma_C G v_g \frac{N - N_t}{1 + \varepsilon I} - \frac{1}{\tau_p} \right] E + \frac{i\alpha_H}{2} \left[ \Gamma_C G v_g (N - N_t) - \frac{1}{\tau_p} \right] E \quad (\text{B.1})$$

$$\frac{dN}{dt} = J - \frac{N}{\tau_e} - G v_g \frac{N - N_t}{1 + \varepsilon I} I \quad (\text{B.2})$$

Dans ce système :

- $\Gamma_C$  est le facteur de confinement du champ (sans dimension),
- $G$  est le coefficient de gain ( $m^2$ ),
- $v_g$  est la vitesse de groupe ( $m.s^{-1}$ ),
- $N$  est la densité de porteurs ( $m^{-3}$ ),
- $N_t$  est la densité de porteurs à la transparence ( $m^{-3}$ ),
- $\varepsilon$  est le facteur de compression de gain (sans dimension),
- $I$  est l'intensité optique ( $W.m^{-2}$ ),
- $\tau_p$  est le temps de vie du photon (s),
- $\alpha_H$  est le facteur de couplage phase-amplitude (sans dimension),
- $J$  est la densité de courant de polarisation ( $A.C^{-1}.m^{-3} = m^{-3}.s^{-1}$ ),
- $\tau_e$  est le temps de vie des porteurs (s).

Par la suite, nous utilisons le système d'équation normalisé :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{\tau_c} \left[ g_d \frac{\Delta n + 1/n_{sp}}{1 + \varepsilon I} - \frac{\tau_c}{\tau_p} \right] E + i \frac{\alpha_H}{2\tau_c} \left[ g_d (\Delta n + 1/n_{sp}) - \frac{\tau_c}{\tau_p} \right] E \quad (\text{B.3})$$

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \frac{1}{\tau_e} \left[ j_b - \Delta n - \tau_e G_N \frac{\Delta n + 1/n_{sp}}{1 + \varepsilon I} I \right] \quad (\text{B.4})$$

avec :

- $G_N = Gv_g$ ,
- $\Delta n = \frac{N}{N_{th}} - 1$ , la densité de porteur normalisé,
- $N_{th}$ , la densité de porteurs au seuil laser,
- $n_{sp} = \frac{N_{th}}{N_{th} - N_t}$ ,
- $\tau_c$ , temps d'un aller retour dans la cavité,
- $g_d = \Gamma c G_N N_{th} \tau_c$ ,
- $J_b = \frac{J\tau_e}{N_{th}} - 1$ .

Le champ électrique complexe est relié à l'intensité par :  $E = \sqrt{I} e^{i\omega t}$ , on a donc :

$$\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} = \frac{1}{2I} \frac{dI}{dt} + i \frac{d\omega}{dt}$$

Il vient donc directement, en négligeant le facteur de compression de gain :

$$\frac{dI}{dt} = \frac{1}{\tau_c} \left[ g_d (\Delta n + 1/n_{sp}) - \frac{\tau_c}{\tau_p} \right] I \quad (\text{B.5})$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\alpha_H}{2\tau_c} \left[ g_d (\Delta n + 1/n_{sp}) - \frac{\tau_c}{\tau_p} \right] \quad (\text{B.6})$$

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \frac{1}{\tau_e} [j_b - \Delta n - \tau_e G_N (\Delta n + 1/n_{sp}) I] \quad (\text{B.7})$$

Ce système se simplifie<sup>1</sup> pour donner l'expression du système réel :

$$\frac{dI}{dt} = \frac{1}{\tau_c} \Delta n g_d I \quad (\text{B.8})$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\alpha_H}{2\tau_c} g_d \Delta n \quad (\text{B.9})$$

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \frac{1}{\tau_e} [j_b - \Delta n - \tau_e G_N (\Delta n + 1/n_{sp}) I] \quad (\text{B.10})$$

Le jacobien du système d'équation donne :

$$J = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -\frac{g_d n_{sp} j_b}{\tau_c \tau_e G_N} \\ 0 & 0 & -\frac{\alpha_H g_d}{2\tau_c} \\ -\frac{G_N}{n_{sp}} & 0 & -\frac{1}{\tau_e} (1 + 1/n_{sp}) \end{pmatrix}$$

1. Pour cela, remarquons que  $\frac{1}{n_{sp}} = 1 - \frac{N_t}{N_{th}}$  et avec la relation  $N_{th} = N_t + \frac{1}{\Gamma c G_N \tau_p}$ , on obtient :  $\frac{\tau_c}{\tau_p} = \frac{g_d}{n_{sp}}$ .

Les valeurs propres qui en résultent sont :

$$s_2 = -\frac{1}{2\tau_e} (1 + n_{sp}J_b) + i\sqrt{\frac{g_d J_b}{\tau_c \tau_e} - \frac{(1+n_{sp}J_b)}{4\tau_e^2}}$$

$$s_3 = -\frac{1}{2\tau_e} (1 + n_{sp}J_b) - i\sqrt{\frac{g_d J_b}{\tau_c \tau_e} - \frac{(1+n_{sp}J_b)}{4\tau_e^2}}$$

$s_2$  et  $s_3$  sont donc des complexe conjuguées et s'écrivent sous la forme :

$$s_{2,3} = -\Gamma_R \pm i\omega_R$$

avec :

$$\Gamma_R = \frac{1 + n_{sp}J_b}{2\tau_e} \quad (\text{B.11})$$

$$\omega_R = \sqrt{\frac{g_d J_b}{\tau_c \tau_e} - \frac{(1 + n_{sp}J_b)}{4\tau_e^2}} \quad (\text{B.12})$$



# Annexe C

## Publications et conférences

### Conférences orales

- O. Vaudel, J-F. Hayau, P. Besnard, "Synchronisation between optically injected semiconductor lasers on different dynamics", *Internationale workshop on PHysics and Applications in SEMiconductor lasers (PHASE)*, Metz, France, 28-30 Mars 2007.
- J-F. Hayau, J. Poette, V. Roncin, **P. Besnard**, "Studying Partition Noise In Quantum Dash (Dot) Laser", *European Semiconductor Laser Workshop (ESLW)*, 14-15 september 2007.
- J-F. Hayau, J. Poette, V. Roncin, P. Besnard, F. Lelarge, B. Rousseau, L. Le Gouezigou, F. Pommereau, F. Poingt, O. LeGouezigou, A. Shen, Guang-Hua Duan, "Differences in partition noise for 1.55 $\mu$ m quantum-dash and bulk structures", *Photonics Europe*, 7-9 April 2008, Strasbourg.
- J-F. Hayau, J. Poette, V. Roncin, P. Besnard, O. Dehaese, F. Grillot, R. Piron, S. Loualiche, A. Martinez, K. Merghem, A. Ramdane, F. Lelarge, A. Shen, Gang-Hua Duan, "Comparative study of intensity noise in quantum dash and quantum dot lasers", *internationnal workshop on Semiconductor Quantum dot Devices and Applications (SQDA)*, july 7-8, Rennes, France, 2008.
- P. Besnard, O. Vaudel, J-F. Hayau, "Synchronization of semiconductor laser on picosecond pulses", *Photonics West*, 24-25 january, San Jose, California, 2009.

### Posters

- J-F. Hayau, J Poette, V. Roncin, P. Besnard, "A comparative study of noise between self-pulsating quantum dot and bulk lasers", *international workshop*



- on Long Wavelength Quantum dot based Devices and Applications(LWQDA), july 5-6, Rennes, France, 2007.
- O. Vaudel, J-F Hayau, J. Poëtte, V. Roncin et P. Besnard, "Injection optique : excitabilité et synchronisation", *Journées Nationales d'Optique Guidée(JNOG)*, Grenoble, France, 2007.
  - V. Roncin, J. Poette, J-F Hayau, P. Besnard, J-C. Simon, " Experimental investigation of the self-pulsating starting in mode-locked Fabry-Perot semiconductor Lasers", *Photonics Europe*, 7-9 April 2008, Strasbourg.
  - J-F. Hayau, J. Poette, V. Roncin, P. Besnard, O. Dehaese, F. Grillot, R Piron, S. Loualiche, A. Martinez, K. Merghem, A. Ramdane, A. Shen, Guan Hua Duan,"Étude comparative du bruit dans des lasers à boites et à bâtonnets quantiques", *Journées Nationales d'Optique Guidée(JNOG)*, Lannion, France, 2008.

### **Publication**

- O. Vaudel, J-F Hayau and P. Besnard, "Synchronization between optically injected semiconductor lasers on undamped relaxation oscillations", *Optical and Quantum Electronics*, Volume 40, Numbers 2-4 / mars 2008.

# Bibliographie

- [1] Irène et Michel Joindot, Les télécommunications par fibre optique. Dunod, Paris, 1996.
- [2] C.H.Goosh, Gallium Arsenide Lasers, Wiley Interscience, 1969.
- [3] Mitsuru Sugawara. Optical semiconductor device laboratory LTD. AT-SUGI, Japan.
- [4] Emmanuel Rosencher and Borge Vinter, optoélectronique. Masson, Paris.
- [5] Y.Arakawa, H. Sakaki, "Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current", Appl.Phys. Lett.40,939 (1984)
- [6] Peter S.Zory, "Quantum well lasers", university of florida, academic Press.
- [7] Dingle, R., Wiegmann, W., and Henry, C.H., "Quantized states of confined carriers in very thin  $Al_xGa_{1-x}AsGaAsAl_xGa_{1-x}As$  heterostructures", Phys.rev.Lett.33, p.827-830, 1974.
- [8] G.Moreau, "Contribution à la caractérisation des propriétés optiques des guides planaires à boîtes quantiques INAs/InP(311)B émettant à 1.55  $\mu m$ .", thèse de doctorat, université de Rennes I, 2005
- [9] C.Paranthoën, "Croissance et caractérisations des boîtes quantiques InAs sur substrat InP(113)B pour la réalisation d'un laser émettant à 1.55  $\mu m$ ", thèse de doctorat, université de Rennes I, 2001
- [10] Gérard, "Prospects of high efficiency QB obtained by direct epitaxial growth," NATO Asi series, vol. 340, 357, 1995.
- [11] M. ASADA, Y. MIYAMOTO, AND Y. SUEMATSU, "Gain and the Threshold of Three-Dimensional Quantum-Box Lasers", IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS, VOL. QE-22, NO. 9, SEPTEMBER 1986
- [12] H. Y. Liu et al. "Improved performance of 1.3 mm multilayer InAs quantum-dot lasers using a high-growth-temperature GaAs spacer layer", Appl. Phys. Lett vol. 85, NUMBER 5, 2004

- [13] P.Bhattacharya,"High performance Long wavelength quantum dot lasers on GaAs",LWQD,2007
- [14] Saruwatari and Nawata,"Close-to-ideal device characteristics of high-power InGaAs/GaAs quantum dot lasers,"Appl.Phys.Lett,vol.78,No.9,2002
- [15] Maksimov, Shernyakov, Kryzhanovskaya, Gladyshev, Musikhin, Ledentsov, Zhukov, Vasilev, Kovsh, Mikhrin, Semennova, Maleev, Nikita, Ustinov and Alferov, "High-power 1.5  $\mu\text{m}$ InAs – InGaAs quantum dot lasers on GaAs substrates," Semiconductors, vol.38, No.6,2004.
- [16] Mikhrin, Kovsh, Krestnikov, Kozhukov, Livshits, Lendentsov, Shernyakov, Novikov, Maximov, Ustinov, and Alferov,"High power temperature-insensitive 1.3  $\mu\text{m}$ InAs/InGaAs/GaAs quantum dot lasers," Semiconductor Science Technology, vol.20,2005
- [17] Asryan and Luryi,"Tunneling injection quantum dot laser : ultrahigh temperature stability,"IEEE Journal of Quantum Electronics, vol.37, Juillet 2001.
- [18] Asryan and Luryi,"Temperature insensitive semiconductor quantum dot laser," Solid-State Electronics, 2003.
- [19] D.Bimberg,N.Kirstaedter, N. N. Ledentsov, Zh. I. Alferov, P. S. Kop'ev, V. m. Ustinov,"InGaAs-GaAs quantum dot lasers",IEEE J.sel. Top. Quantum Electron.,vol.3,pp.196-205,Apr.1997.
- [20] N.F.Massé,E.Homeyer,I.P.Marko, A.R.Adams, and S.J.Sweeney,O.Dehaese, R.Piron, F.Grillot, and S.Loualiche,"Temperature and pressure dependence of the recombination processes in 1.5  $\mu\text{m}$ InAs/InP (311)B quantum dot lasers",Appl. Phys. Lett. 91, 131113 (2007) .
- [21] Bhattacharya and Gosh,"Tunnel injection  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}$  quantum dot lasers with 15 GHz modulation at room temperature,"Appl.Phys.Lett,vol.80,May 2002.
- [22] Bhattacharya,Gosh,Pradhan,Singh,Urayama,Kim,and Norris,"Carrier dynamics and high speed modulation properties of tunnel injection InGaAs/GaAs quantum dot lasers,"IEEE Journal of Quantum Electronics, vol.39, August 2003.
- [23] Shéhérazade Lamkadmi Azouiki,"Lasers à boîtes quantiques et tolérance à la retroaction optique",thèse de doctorat université Pierre et Marie Curie 2008.
- [24] F.Grillot,"Lasers monomodes à faible sensibilité à la rétroaction optique pour les transmissions à 2,5 GBit/s sans isolateur," thèse de doctorat,thèse de doctorat,université de Franche-Comte,2003.

- [25] W. S. Rabinovich and B. J. Feldman, "Spatial hole burning effects in distributed feedback lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 25(1), pp. 20-29, 1989.
- [26] B. Thedrez et al., "Power and facet phase dependence of chirp for index and gain-coupled DFB lasers", *Semiconductor Laser Conference*, TuE41, pp.175-176, 1998.
- [27] C. H. Henry, "Theory of the linewidth of semiconductor laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 18(2), pp. 259-264, 1982.
- [28] C. H. Henry, "Theory of the phase noise and power spectrum of a single-mode injection laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 19(9), pp. 1391-1397, 1983.
- [29] G.M. Stéphan, T.T. Tam, S.Blin, P.Besnard, and M. Têtu, "Laser line and spectrale density of frequency noise", *Physical Review A* 71, 043809 (2005)
- [30] Paranthoen, Bertu, Dehease, L. Corre, Loualiche, Lambert, and Patriarche, "Height dispersion control of InAs/InP quantum dots emitting at  $1.55\mu m$ ," *Applied Physics Letters*, vol 78, March 2001.
- [31] Kuntz, Fiol, Laemmlin, Ledentsov, Bimberg, T. and Tan, Marinelli, Penty, W. and- Kovsh, and Ustinov, "35 GHz passive mode-locking of InGaAs/GaAs quantum dot lasers at  $1.3\mu m$  with fourier limited pulses intensity," *Proceeding of Conference and Laser and Electro-Optics*, 2004.
- [32] F.Lelarge, B.Dagens, J.Renaudier, R. Brenot, A. Accard, F. van Dijk, D. Make, O. Le Gouezigou, J-G. Provost, F. Poingt, J. Landreau, O. Drisse, E. Derouin, B. Rousseau, F. Pommereau, Guang-Hua Duan, "Recent Advances on InAs/InP Quantum Dash Based Semiconductor Lasers and Optical Amplifiers Operating at  $1.55\mu m$ ," *Selected Topics in Quantum Electronics*, *IEEE Journal of*, vol.13, no.1, pp.111-124, Jan.-feb. 2007.
- [33] Huyet, O.Brien, Hegarty, McInerney, Uskov, Bimberg, Ribbat, Ustinov, Zhukov, Mikhrin, Kosh, White, Hinzer and SpringThorpe, "Quantum dot semiconductor lasers with optical feedback," *Physica solidi*. (a) N°2, 2004
- [34] Thomas Erneux, Evgeny A. Viktorov, and Paul Mandel, "Time scales and relaxation dynamics in quantum-dot lasers", *Physical Review A* 76, 023819 (2007).
- [35] Charly platz, "Laser à boîtes quantiques InAs/InP émettant à  $1.55\mu m$  pour les télécommunications optiques," thèse de doctorat, université de Rennes I, 2004

- [36] A. V. Uskov and J. McInerney, F. Adler, H. Schweizer, and M. H. Pilkuhn "Auger carrier capture kinetics in self-assembled quantum dot structures", *Appl. Phys. Lett.* 72 (1), 5 January 1998.
- [37] K. Veselinov, F. Grillot, P. Miska, E. Homeyer, P. Caroff, C. Platz, J. Even, X. Marie, O. Dehaese, S. Loualiche and A. Ramdane, "Carrier dynamics and saturation effect in (113)B InAs/InP quantum dot lasers", *Optical and Quantum Electronics* (2006) 38 : 369 – 379.
- [38] D.G. Deppe, H. Huang, O.B. Shchekin, "Modulation characteristics of quantum dot laser : the influence of P-type doping and the electronic density of states on obtaining high speed," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 38, PP. 1587-1593, Dec. 2002.
- [39] Sugawara, Mukai, Nakata, Ishikawa, and Sakamoto, " effect of homogeneous broadening of optical gain on lasing spectra in self assembled  $In(x)Ga(1-x)As/GaAs$  quantum dot lasers," *Physical Review B*, vol. 61, pp. 7595-7603, March 2000.
- [40] B. Meziane, " Construction et étude de modèles simples en dynamique des lasers : réduction des systèmes de dimensions infinies", thèse de doctorat, université de Rennes 1, 1992.
- [41] L.W. Casperson and A. Yariv, *IEEE J. Quant. Electron.* QE8, 69, 1972.
- [42] D. Zhou, R. Piron, M. Dontabactouny, E. Homeyer, O. Dehaese, T. Batte, F. Grillot, K. Tavernier, J. Even, S. Loualiche, " Quantum Dash and Quantum Dot lasers on InP for 1.55  $\mu m$  optical telecommunications : effect of stack numbers on threshold current density", SQDA 2008.
- [43] Sugawara, Mukai, Nakata, Ishikawa and Sakamoto, "Effect of homogeneous broadening of optical gain on lasing spectra in self assembled  $In(x)Ga(1-x)As/GaAs$  quantum dot lasers," *Physical Review B*, vol. 61, March 2000.
- [44] k. Veselinov, F. Grillot, P. Miska, E. Homeyer, P. Caroff, C. Platz, J. Even, X. Marie, O. Dehaese, S. Loualiche and A. Ramdane, "Carrier dynamics and saturation effect in (113)B InAs/InP quantum dot lasers", *Optical and Quantum Electronics* (2006) 38 : 369 – 379.
- [45] Sergey Melnik, Guillaume Huyet, Alexander V. Uskov "The linewidth enhancement factor  $\alpha$  of quantum dot semiconductor lasers" *Opt. Express* 14, 2950 (2006).
- [46] A. V. Uskov, Y. Boucher, and J. Le Bihan, "Theory of a self-assembled quantum-dot semiconductor laser with Auger carrier capture : Quantum efficiency and

- nonlinear gain", APPLIED PHYSICS LETTERS VOLUME 73, NUMBER 11 14 SEPTEMBER 1998.
- [47] J. Johnson, "Thermal Agitation of electricity charge in conductors," *Physical Review*, Vol.32, PP.97-109, July 1928.
- [48] H. Nyquist, "Thermal Agitation of electric Charge in conductors," *Physical Review*, Vol.32, pp110-113, July 1928.
- [49] I. Joindot, "Bruit relatif d'intensité des lasers à semiconducteur", Thèse de doctorat, université des sciences et techniques du Languedoc, septembre 1990.
- [50] J. Poette, "Contribution à l'étude du bruit d'amplitude de lasers dédiés aux télécommunications optiques", Thèse de doctorat, ENSSAT, Université de Rennes I, janvier 2005.
- [51] W.H. Burkett, B. Lü, and M. Xiao, IEEE J. Quantum Electron QE-33, 2111 (1997).
- [52] G.P. Agrawal and R. Roy, Phys. Rev. A 37, 2495 (1988)
- [53] Ph. Laurent, A. Clairon and Ch. Bréant, IEEE J. Quantum Electron. QE-25, 1137 (1989)
- [54] D. Welford and A. Mooradian, Appl. Phys. Lett. 40, 560 (1982).
- [55] K. Vahala and A. Yariv, Appl. Phys. Lett. 43, 140 (1983).
- [56] M. Cox, N.J. Copner, and B. Williams, "High sensitivity precision relative intensity noise calibration standard using low noise reference laser source," *PSMT*, vol.145, pp.163-165, July 1998.
- [57] G.E. Obarski, "Transfer standard for the spectral density of relative intensity noise optical fiber sources near 1550nm," *JOSAB*, vol.18, pp.750-761, June 2001.
- [58] G. Ball, G. Hull-Allen, C. Holton, and W. Morey, "Low noise single frequency linear fibre laser," *EL*, vol.29, pp.1623-1625, September 1993.
- [59] J. Poette, P. Besnard, L. Bramerie and J.-C. Simon, "Highly Sensitive Measurement Technique of Relative Intensity Noise and Laser Characterization", *Fluctuation and Noise Letters*, VOL 8, N°1, March 2008
- [60] J. Bowers, "High speed semiconductor laser design and performance", *Solid-State Electronics*, vol.30, no.1, pp.1-11, 1987.
- [61] S.L. Chuang, *Physics of optoelectronic devices* New York : Wiley, 1995
- [62] O. Vaudel, *Étude de synchronisation de chaos par simple injection optique*. Thèse de doctorat, Université de Rennes1, 2007.
- [63] I. D. Henning, J. V. Collins, "Measurements of the semiconductor laser linewidth broadening factor", *Electron. Lett.*, v.19 pp. 927, 1983.

- [64] [6] L.D. LWestbrook, " Dispersion of linewidth-broadening factor  $\alpha$ , 1.5 $\mu$ m laser diodes", Electron. Lett., v.21 pp.1018-1019, 1985.
- [65] C. H. Henry, R. A. Logan, K.A. Bertness, "Spectral dependence of the change in refractive index due to carrier injection in GaAs lasers", J. Appl. Phys., v.52 n.7, pp.4457-4461, 1981
- [66] Christoph Harder, Kerry Vahala, and Amnon Yariv, " Measurement of the linewidth enhancement factor  $\alpha$  of semiconductor lasers ", Applied Physics Letters, Volume 42, Issue 4, pp. 328-330, February 15, 1983.
- [67] Y. Arakawa and A. Yariv, " Fermi energy dependence of linewidth enhancement factor of GaAlAs buried heterostructure lasers ", Applied Physics Letters, Volume 47, Issue 9, pp. 905-907, November 1, 1985.
- [68] C. H. Henry, " Theory of the linewidth of semiconductor lasers ", Quantum Electronics, IEEE Journal of, Volume 18, Issue 2 pp. 259- 264, Feb 1982.
- [69] R. Jin, D. Boggavarapu, G. Khitrova, H. M. Gibbs, Y. Z. Hu, S. W. Koch, and N. Peyghambarian, " Linewidth broadening factor of a microcavity semiconductor laser ", Applied Physics Letters, Volume 61, Issue 16, pp. 1883-1885, October 19, 1992.
- [70] Yuh-Jen Cheng, C. G. Fanning, and A. E. Siegman, " Experimental Observation of a Large Excess Quantum Noise Factor in the Linewidth of a Laser Oscillator Having Nonorthogonal Modes ", Phys. Rev. Lett. 77, pp. 627 - 630, Issue 4, July 1996
- [71] P.Desvignes,"Mesure du facteur de Henry sur des lasers à semi-conducteurs en vue d'une confrontation avec une nouvelle méthode basée sur l'injection optique",rapport de stage de master,université de Rennes1,2007.
- [72] W. R. THROSSELL,"Partition Noise Statistics for Multimode Lasers",JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY, VOL. LT-4, NO. 7,pp.948, JULY 1986
- [73] Kinighiro Ogawa,"Measurements of Mode Partition Noise of Laser Diodes",IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS, VOL. QE-18, NO. 7,pp.1090 JULY 1982
- [74] K.Petermann,"Laser diode modulation and noise",Kluwer Academic Publisher,London,1988
- [75] Govind P. Agrawal,"Mode partition noise and intensity correlation in a two-mode semiconductor laser",Physical review,Vol 37,N°7, April 1,1988.

- [76] Grooskopf G and al.," Laser mode partition noise in optical wideband transmission links",IEEE Electr. Lett.,Vol 18, n°12,pp. 493-494, june 10, 1982
- [77] G.Brochu,R.Slavik,S.Larochelle,"Modelling and experimental demonstration of ultra-compact multiwavelength distributed Fabry-Perot fiber lasers",J.Lightwave Technol.,Vol.23,pp.44-45,2005.
- [78] J. Poette, S. Blin, G. Brochu, L. Bramerie, R. Slavik, J.-C. Simon, S. LaRoche, P. Besnard, "Relative Intensity Noise of a multiwavelength fibre laser,"Electronics Letters , vol.40, no.12, pp. 724-726, 10 June 2004.
- [79] Vincent Roncin, Julien Poette, Jean-francois Hayau, Pascal Besnard, Jean-claude Simon,"Experimental investigation of the self-pulsation starting in in mode-locked Fabry-Perot semiconductor lasers",Photonics Europe, april 2008.
- [80] C.Huygens,oeuvres complètes de Christian Huygens. La Haye : Société hollandaise de science Martinus Nijhoff,1893.
- [81] B.Van Der Pol,"Forced oscillations in a circuit with non-linear resistance," Philosophical Magazine S.7,Vol.3,No.13,pp.65-80,1927.
- [82] R.H.Pantell,"The laser oscillator with an external signal,"Proceeding of IEEE 53,pp.474-477,Mai 1966.
- [83] H.L. Stover et W.H.Steier," Locking of laser oscillators by light injection," applied physics letters 8, pp.91-93,Mai 1966.
- [84] S.Kobayashi,T.Kimura,"Coherence of injection phase-locked AlGaAs semiconductor laser," Electronics Letters 16(17), pp.668-670,1980.
- [85] S.Kobayashi,T.Kimura,"Injection locking in AlGaAs semiconductor laser," IEEE Journal of Quantum Electronics 17(5),pp.681-689,mai 1981.
- [86] S.Kobayashi,H.Nishimoto et R.Lang,"Experimental Observation of Asymmetric detuning characteristics in semiconductor laser injection locking," Electronics letters 18(2),pp.986-987,Novembre 1982.
- [87] P.Even,"Etude de la forme de raie d'un laser à gaz injecté".Thèse de doctorat,Université de Rennes 1,1996.
- [88] M.Bondiou,"Etude des propriétés spectrales d'un laser semi-conducteur soumis à l'injection optique",Thèse de doctorat,Université de Rennes 1,1999.
- [89] 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  $\mu m$ "



- [90] C.Guignard,*Réalisation de sources impulsionnelles pour les télécommunications*.Thèse de doctorat,ENSSAT,Université de Rennes I, janvier 2005.
- [91] G.P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, Academic Press, second ed.,1995
- [92] L.LU, Y.Dong,H.wang,W.cai et S.Xie,"bit error-rate performance on pump and signal powers of the wavelength converter based on FWM in semiconductor optical amplifier",*IEE Photonics Technology Letters* (12)7, Juillet 2000
- [93] K.Inoue et H. Toba, " Wavelength conversion experiment using fiber four wave mixing",*IEE Photonics Technologie Letter* 4(1),pp.69-72,Janvier 1992
- [94] V.kovanis,T.Simpson and L. Liu, "Instabilities and chaos in optically injected semiconductor lasers," *Applied Physics letters*,vol.67,pp.2780-2782, November 1995.
- [95] J.Murray,*Mathematical Biology*, New York, 1990.
- [96] J.L.A. Dubbeldam, B. Krauskopf et D. Lenstra, " Exitability and coherence Resonance in Lasers with Saturable Absorber," *Physical Review E* 60(6),pp.6580-6588,Decembre 1999.
- [97] J. Dubbeldam et B. Krauskopf,"Self-pulsation of lasers with saturable absorber : Dynamics and bifurcations,"*Optics Communications* 159,pp.325-338, Janvier 1999.
- [98] A.Yacomotti, M. Eguia, J. Aliaga, O.Martinez, G. Minlin et A.Lipsich,"Interspike Time Distribution in Noise Driven Excitable Systems," *Physical Review Letters* 83,pp. 292-295, Juillet 1999.
- [99] krauskopf, K.Schneider, J.Sieber, S.Wieczorek et M. Wolfrum," Excitability and self-pulsations near homoclinic bifurcations in semiconductor laser systems,"
- [100] G. Giacomelli, M. Giudici, S. Balle, J.R. Tredicce, *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000) 3298.
- [101] S.Wieczorek,T.Simpson,B. Krauskopf et D. Lenstra,"Bifurcation transitions in an optically injected diode laser : Theory and experiment,"*Optics communication* Vol.215,pp.125-134,2003.
- [102] S.Wieczorek et D. Lenstra,"Spontaneously excited pulses in an optically driven semiconductor laser"
- [103] B.Linder,J.Garcia-ojalvo,A.Neiman et L.Schimansky-Geier,"Effects of noise in excitable systems,"*Physical Reports* 392,pp.321-424,2004.
- [104] O.Vaudel,*Étude de synchronisation de chaos par simple injection optique*.Thèse de doctorat,Université de Rennes1,2007.

- [105] S.Blin,*Réalisation de laser à fibre à contre réaction répartie pour l'étude de l'injection optique : comparaison à l'injection avec des lasers à semi-conducteurs*.Thèse de doctorat,Université de Rennes1,2003.
- [106] Jean-francois hayau,"Etude de la synchronisation d'un laser à semi-conducteurs par un laser impulsif,"Rapport de Master recherche,ENSSAT,Août 2005.
- [107] M.Thual,J.Lostec,P.Auvray et B.Clavet,"Procédé de fabrication d'un dispositif de couplage optique collectif," Brevet n°96 10327,étendue en Europe EP0825464, et aux états-unis US006014483A le 11 janvier 2000.
- [108] P.Gallion,H.Nakajima,G.Debarge,and C.Chabran,"Contribution of spontaneous emission to the linewidth of an injected locked semiconductor laser,"*Electronics letters*, vol.21,pp.626-628,1995.
- [109] T. Yasui, T. Araki, and N. 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*, vol. 4, no. 6, pp. 675-682, 1997.
- [110] M. Poulin, C. Latrassé, 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 communications systems," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, pp.1631-1633, December 1997.
- [111] R.Alder,"A Study of Locking phenomena in oscillators,"*Proceedings of the Institute of Radio Engineers (IRE)*,vol 34,pp.351-357,juin 1946
- [112] R. Hui, A. Mecozzi, A. D'Ottavi, and P. Spano, "Novel measurement technique of a factor in DFB semiconductor lasers by injection locking," *Electronics Letters*, vol. 26, pp. 997-998, July 1990.
- [113] J-P. Bouyer,*Stabilisation par injection optique d'un laser à semiconducteur*.Thèse de doctorat, Université Paris-sud,1992.
- [114] P.Spano, S.Piazzolla, and M. Tamburrini,"Frequency and intensity noise in injected-locked semiconductor lasers : Theory and experiments,"*IEEE Journal of quantum Electronics*,vol.22,pp.427-435,March 1986.
- [115] N. Schunk and K. Peterman, "Noise analysis of injection locked semiconductor injection lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 22, pp. 642-650, May 1986.
- [116] L.Chrostowski, C.H.Chang, and C.Chang-Hasnain,"Reduction of Relative Intensity Noise and Improvement of Spur-Free dynamic range of an Injection Locked Vcsel,"*Laser and electro optic Society*,Tucson,AZ,2003.

- [117] J. Poette, O. Vaudel, P. Besnard, "Relative intensity noise of an injected semiconductor laser", ICONO/LAT2005, ST-Petersbourg, May 2005, SPIE proceeding VOL. 6054, pp. 60407-160407-10.
- [118] P. E. Barnsley, H. J. Vikes, G. E. Vickers, and D. M. Spirit, "All optical clock recovery from 5 Gb/s RZ data using a self-pulsating  $1.56\mu\text{m}$  laser diode," IEEE Photonics Technology Letters, vol. 3, pp. 942-945, October 1991.
- [119] Y. Yang, Y. J. Wen, A. Nirmalathas, H. F. Liu, and D. Novak, "Optical clock recovery at line rates via injection locking of a long cavity Fabry-Perot laser diode," IEEE Photonics Technology Letters, vol. 16, pp. 1561-1563, June 2004.
- [120] Vincent Roncin, Art O Hare, Sébastien Lobo, Elsa Jacquette, Laurent Bramerie, Philippe Rochard, Mathilde Gay, Jean-Claude Simon, Alexandre Shen, Jérémie Renaudier, François Lelarge and Guang-Hua Duan, "Multi-Data-Rate System Performance of a 40 GHz all-optical clock recovery based on a Quantum-Dot Fabry-Perot laser", IEEE Photon. Technol. Lett., Vol. 19, issue 19, pp. 1409-1411, 2007
- [121] L. M. Pecora and T. L. Carroll, "Synchronization in chaotic systems," Physical Review Letters, vol. 64, pp. 821-824, February 1990.
- [122] G. D. VanWiggeren and R. Roy, "Communication with chaotic lasers," Science, vol. 279, pp. 1198-1200, February 1998.
- [123] J. P. Goedgebuer, L. Larger, and H. Porte, "Optical cryptosystem based on synchronization of hyperchaos generated by a delayed feedback tunable laser diode," Physical Review Letters, vol. 80, pp. 2249-2252, March 1998.
- [124] T. Simpson, J. Liu, and A. Gavrielides, "Bandwidth enhancement and broadband noise reduction in injected-locked semiconductor lasers," IEEE Photonics Technology Letters, vol. 7, no. 7, pp. 709-711, 1995.
- [125] J. Wang and al, "Enhancement of modulation bandwidth of laser diodes by injection locking," IEEE Photonics Technology Letters, vol. 8, pp. 34-36, January 1996.
- [126] C. Lin and F. Mengel, "Reduction of frequency chirping and dynamic linewidth in high speed directly modulated semiconductor lasers by injection locking," Electronics Letters, vol. 20, pp. 1073-1075, 1984.
- [127] S. Piazzolla, P. Spano, and M. Tamburrini, "Small signal analysis of frequency chirping in injection-locked semiconductor lasers," IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 22, pp. 2219-2223, 1986.

- [128] R. P. Braun, E. J. Bachus, C. Caspar, H. M. Foisel, and B. Strebel, "Transparent alloptical coherent-multi-carrier 4 x 2 switching node," Proceedings of European Conference on Optical Communication (ECOC 91), pp. 92-95, September 1991.
- [129] S. Murata, A. Tomita, J. Shimizu, and A. Suzuki, "THz optical frequency of 1 Gbit/s signal using highly nondegenerate four-wave mixing in an InGaAsP semiconductor laser," IEEE Photonics Technology Letters, vol. 3, pp. 1021-1023, 1991.
- [130] L. Li and K. Petermann, "Small signal analysis of the optical-frequency conversion in an injection-locked semiconductor laser," IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 30, pp. 43-48, 1994.
- [131] Sheng-Kwang Hang, National Cheng Kung, Shie-Chhin Hsieh, Hsiang-Ji Jhong,, "All optical frequency conversion using nonlinear dynamics of semiconductor lasers subject to external optical injection", SPIE Photonics Europe, 6997-19,2008.
- [132] S. Kobayashi, J. Yamada, S. Mashida, and T. Kimura, "Single mode operation of 500Mbit/s modulated AlGaAs semiconductor laser by injection locking," Electronics Letters, vol. 16, pp. 746-747, September 1980.
- [133] H. Toba, Y. Kobayashi, K. Yanagimoto, H. Nagai, and M. Nakahara, "Injectionlocking technique applied to a 170 km transmission experiment at 445.8 Mbit/s," Electronics Letters, vol. 20, pp.370-371, 1984.
- [134] Zhaowen Xu, Yang Jing Wen, Chang-Joon, Yixin Wang and Chao Lu, "10 Gb/s WDM-PON Upstream transmission using injection-locked Fabry-Perot Laser Diodes", Optical Society of America 2006.
- [135] 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 Lasers diodes", IEEE, Vol.17.N°7, July 2005.
- [136] D. Goulding, S.P.Hegarty, O. Rasskazov, S. Melnik, M. Hartnett, G. Greene, J. G. McInerney, D. Rachinskii, and G. Huyet, "Excitability in a Quantum Dot Semiconductor Laser with Optical Injection", Phys. Rev. Lett. 98, 153903 (2007)
- [137] Olivier Vaudel, Nicolas Peraud, Pascal Besnard, " Synchronisation on excitable pulses in optically injected semiconductor lasers", Photonics Europe, 2008.