

**UNIVERSITE PARIS-VII DENIS DIDEROT**

Mémoire présenté en vue de l'obtention du Diplôme National  
d'Habilitation à Diriger les Recherches

**Discipline : SCIENCES (PHYSIQUE)**

---

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA DYNAMIQUE DES  
DIODES LASERS A NANOSTRUCTURES QUANTIQUES  
POUR APPLICATIONS AUX TELECOMMUNICATIONS  
OPTIQUES ET AU DOMAINE TERAHERTZIEN**

---

par

**Frédéric GRILLOT**

**JURY**

Henri Bénisty (Rapporteur)	Professeur	Institut d'Optique Graduate School, France
Thomas Erneux	Professeur	Université Libre de Bruxelles, Belgique
Jacky Even	Professeur	INSA de Rennes, France
Andréa Fiore	Professeur	Eindhoven University of Technology, Pays-Bas
Philippe Gallion (Rapporteur)	Professeur	Télécom ParisTech (ENST), France
Francoise Lozes-Dupuy	Directrice de Recherches	LAAS CNRS Toulouse, France
Carlo Sirtori (Rapporteur)	Professeur	Université Paris-VII Denis Diderot, France

---

*"Le commencement de toutes les sciences,  
c'est l'étonnement de ce que les choses sont ce qu'elles sont."*

*Aristote, Philosophe Grec, (Métaphysique)*



# Remerciements

*"He was a man, take him for all in all"*  
Shakespeare, Hamlet

L'habilitation à diriger les recherches sanctionne la plus haute qualification universitaire ; elle reflète un travail de recherches personnel traduisant la maturité scientifique d'une personne après plusieurs années d'investissement. Faire de la Recherche n'est pas une activité ordinaire. Que cherche-t-on et pourquoi ? On cherche avant tout à découvrir un phénomène jusque-là inconnu ou un concept, une idée à laquelle personne n'a encore pensé. De préférence, il faut que cela intéresse la communauté, l'originalité et la nouveauté n'étant pas une qualité suffisante. Le chercheur veut donc être reconnu et pour cela, il doit s'investir dans un travail besogneux, publier, innover, breveter le cas échéant sa découverte avec si possible des potentialités d'amélioration de la technologie et de la société. Cependant, la réussite du travail du chercheur est souvent issue d'une émanation collective, de nombreuses discussions fructueuses, bref d'une dynamique de laboratoire dont il doit se saisir impérativement. Aussi, c'est la raison pour laquelle, je souhaite adresser mes remerciements à tous les collègues de l'équipe "Optoélectronique, Hétéroépitaxie et Matériaux" (OHM) du laboratoire Foton. Chercheurs, enseignants-chercheurs, ingénieurs, techniciens, je gratifie toutes celles et ceux qui m'ont apporté leurs collaborations, leurs conseils ou tout simplement leur soutien moral. Plus particulièrement, je remercie Jean-Claude Simon, ancien Directeur de Foton pour la confiance et les encouragements qu'il m'a témoigné au cours de ces dernières années. Je tiens également à remercier Luke Lester, Professeur à l'Université du Nouveau-Mexique qui m'a donné l'opportunité et tous les moyens nécessaires pour mener à bien mes travaux de recherches. Je lui souhaite maintenant bonne chance et beaucoup de réussite dans sa nouvelle carrière à Virginia Tech. Enfin, j'adresse mes plus sincères remerciements à Vassilios Kovanis, Professeur de l'Université de l'Ohio à Columbus et chercheur au laboratoire de l'US Air Force pour sa vitalité et son dynamisme extraordinaire, pour son soutien et ses encouragements permanents ainsi que pour son immense connaissance de la physique non-linéaire.

Naturellement, je souhaiterais également remercier l'ensemble des membres du jury :

- **M. Carlo Sirtori**, *Professeur* à l'Université Paris VII. Pionnier dans le développement des lasers à cascade quantique, j'ai beaucoup apprécié sa disponibilité et son sens de l'écoute. Je suis très fier de la présence de ce physicien de renommée internationale dans mon jury et le remercie sincèrement d'avoir rapporté ce travail.

- **M. Henri Benisty**, *Professeur* à l'Institut d'Optique Graduate School qui a accepté également de rapporter ce travail. Spécialiste incontournable des cristaux photoniques, on lui doit également la paternité du *phonon bottleneck*. Assurément, ce fut un réel plaisir pour moi d'avoir ce physicien talentueux dans mon jury.
- **M. Philippe Gallion**, *Professeur* à Télécom ParisTech. Sa notoriété incontestée dans le domaine des lasers à semi-conducteurs fait que j'ai été particulièrement honoré d'accueillir un des précurseurs de la théorie de l'injection optique dans mon jury d'habilitation. Je le remercie également d'avoir accepté de rapporter ce travail.
- **M. Thomas Erneux** *Professeur* à l'Université de Bruxelles, mathématicien, spécialiste émérite des systèmes non-linéaires et des équations retardées. Ses immenses compétences en mathématiques appliquées couplées à son envergure internationale font que je suis très honoré de sa présence dans le jury.
- **M. Andréa Fioré** *Professeur* à l'Université Technologique de Eindhoven. Incontestablement un des pionniers dans la compréhension de la nanophysique et dans le développement des dispositifs à nanostructures quantiques. Ces travaux ont toujours été pour moi source d'inspiration. Je le remercie vivement d'avoir accepté de faire partie de ce jury d'habilitation.
- **Mme. Françoise Lozes-Dupuy**, *Directrice de Recherches* au Laboratoire CNRS d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS). L'optoélectronique Française lui doit beaucoup notamment l'essor de la technologie des diodes lasers sur substrat GaAs. Je la remercie chaleureusement de son soutien et de sa présence dans ce jury d'habilitation.
- **M. Jacky Even**, *Professeur* à l'INSA de Rennes. Dès mes premiers pas à l'INSA de Rennes, j'ai tout de suite apprécié l'interaction et les discussions fructueuses que nous avons eu. Ses innombrables connaissances en théorie de la matière condensée associées à son dynamisme font que j'ai énormément appris à ces côtés. Je le remercie pour tous les conseils qu'il m'a prodigué au cours de ces dernières années.

A cette fin, je souhaite aussi remercier ma famille proche et en particulier mes parents sans qui je ne serais jamais arrivé jusque là. Toujours là, dans les jours *fastes* comme dans les moments de crise. Je remercie tout particulièrement **Sophie**, mon épouse, qui me soutient depuis plus de 15 ans maintenant. Le parcours du chercheur étant parfois long et difficile, je la remercie de m'avoir toujours supporté et encouragé. De gros bisous également à mon fils Pierre-Alexandre qui m'a récemment posé la question : "*Papa, pourquoi tu travailles tout le temps ?*". La réponse se trouve peut être dans ce manuscrit... Enfin, je me dois de les remercier tous les deux pour m'avoir suivi dans mon épopée Américaine au beau milieu du désert du Nouveau-Mexique. Mon année passée aux Etats-Unis couplée aux nombreux séjours invités ont permis l'émergence de collaborations fructueuses que je souhaite assurément voir perdurer.

---

**Merci également à :** B. Dagens, H. Su, P. Besnard, O. Gauthier-Lafaye, T. Bosch, T. Gavrielides, N. G. Usechak, D. J. Kane, I. Montrosset, M. Gioannini, M. Osinski, D. Bimberg, K. Lüdge, D. L. Huffaker, S. Krishna, C.-Y. Lin, Y. Li, F.-Y Lin, R. Raghunathan, M. T. Crowley, N. A. Naderi, J. B. Wright, M. C. Pochet, D. Erasme, B. Thedrez, K. Kechaou, M. Perrin, T. Batté, M. Gicquel, C. Levallois, S. Boyer-Richard, C. Gosset, A. Ramdane, A. Martinez, J.-G. Provost, H. Sillard, A. Shen, C. Kasmierski, C. Ware, J.-M. Jancu, A. Le Corre, S. Laval, L. Vivien, E. Cassan, W. Zortman, A. A. Ukhanov, F. Chiquan, M. El Mawy, R. Piron, S. Loualiche, H. Folliot. . .

. . . et un grand merci à toutes celles et ceux que j'ai oublié.

Fait à Versailles, le 22 mai 2012

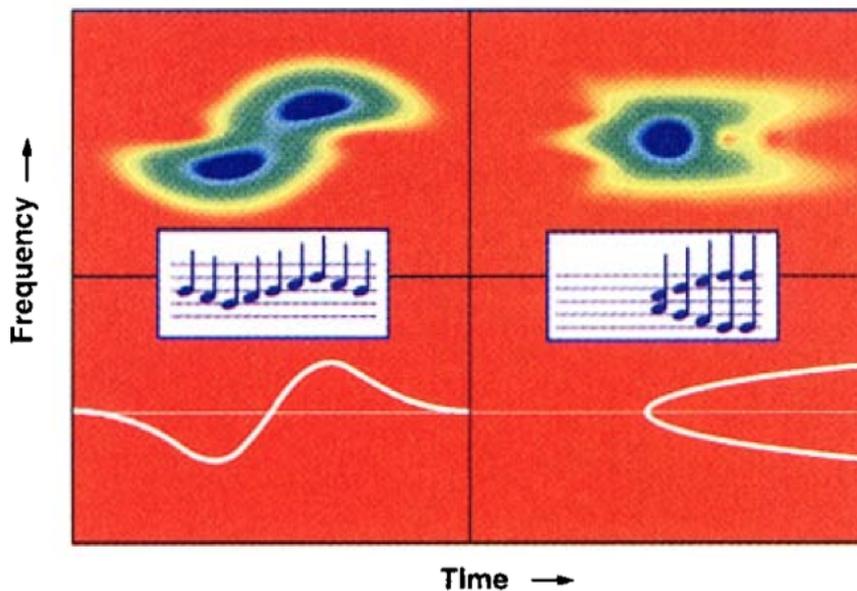


FIGURE 1 – La quantité critique pour les applications dynamique : "le facteur de couplage phase-amplitude" illustré qualitativement par deux sonogrammes et leurs équivalents respectivement décrit dans les domaines temporel et fréquentiel. *D'après I. Walmsley and R. Trebino, "Measuring Fast Pulses with Slow Detectors", Optics and Photonics News (1996).*



# Table des figures

1	La quantité critique pour les applications dynamique : "le facteur de couplage phase-amplitude" illustré qualitativement par deux sonogrammes et leurs équivalents respectivement décrit dans les domaines temporel et fréquentiel. <i>D'après I. Walmsley and R. Trebino, "Measuring Fast Pulses with Slow Detectors", Optics and Photonics News (1996).</i> . . . . .	VII
2.1	Relation de dispersion et densité d'états des systèmes : (a) Puit quantique (2D); (b) Fil quantique (1D); (c) Boîte quantique (0D). . . . .	34
2.2	Principe de croissance des boîtes quantiques : (a) dépôt du matériau 2 en compression, car en léger désaccord de maille avec le matériau 1; (b) relaxation élastique des contraintes et formation d'une boîte quantique; (c) Image AFM d'un plan de boîtes quantiques InAs/GaAs (diamètre moyen 20 nm, hauteur moyenne 7 nm). . . . .	35
2.3	(a) Evolution du courant de seuil pour différentes sortes de matériaux semi-conducteurs; (b) Représentation des niveaux d'énergie dans les bandes de valence et de conduction d'une boîte quantique. . . . .	37
2.4	Images AFM illustrant la forme des nanostructures (a) boîtes quantiques InAs/InP(311B); (b) bâtonnets quantiques InAs/InP(100). . . . .	39
3.1	Diagramme des niveaux électroniques d'une boîte quantique InAs/InP(311B), d'après [58]. . . . .	42
3.2	Illustration des processus de capture et de relaxation des porteurs : (a) multiphononique sous faible densité d'injection; (b) Auger unique; (c) Auger séquentiel sous forte densité d'injection. . . . .	44
3.3	Schéma de principe de la dynamique des électrons dans une boîte quantique InAs/InP(311B). . . . .	45
3.4	Courbes cinétiques expérimentales (symboles carrés) et ajustements correspondants (traits pleins) pour trois puissances excitatrices : 40 W.cm <sup>-2</sup> , 650 W.cm <sup>-2</sup> , 1200 W.cm <sup>-2</sup> . . . . .	47
3.5	(a) Temps de capture à partir de la couche de mouillage en fonction de la puissance excitatrice (symboles circulaires noirs); (b) Temps de transition intra-boîte calculé en fonction de la puissance excitatrice. . . . .	48
3.6	Représentation schématique d'une diode laser InAs/InP(311B) avec population uniforme de nanostructures quantiques. . . . .	49
3.7	Schéma de principe de la dynamique des porteurs dans la bande de conduction selon le modèle excitonique de relaxation en cascade. . . . .	50

3.8	Modèle sans canal direct de relaxation : nombre de porteurs (a) et nombre de photons (b) calculés sur les différents niveaux énergétiques en fonction de la densité de courant d'injection. . . . .	53
3.9	Modèle avec canal direct de relaxation : nombre de porteurs (a) et nombre de photons (b) calculés sur les différents niveaux énergétiques en fonction de la densité de courant d'injection. . . . .	53
3.10	(a) Photoluminescence intégrée en fonction de la densité de pompage optique pour un laser à boîtes quantiques InAs/InP(311B); (b) Spectres optiques mesurés illustrant la double émission laser. . . . .	55
3.11	Réponse indicielle de la transition fondamentale (GS) et de la transition excitée (ES) (a) sans canal direct de relaxation; (b) avec canal direct de relaxation. . . . .	56
3.12	(a) Réponses (ps) calculées pour un laser InAs/InP(311B); (b) Fréquence de relaxation en fonction du courant de seuil normalisé (les points correspondent aux valeurs expérimentales issues de [57]). La courbe en pointillé correspond au cas d'un laser à puits quantiques (données issues de [72]). En inséré, les réponses (ps) calculées (traits pleins) et mesurées (points) issues de [57]. . . . .	57
3.13	Facteur d'amortissement en fonction du carré de la fréquence de relaxation pour un laser InAs/InP(311B). La figure en insérée correspond au cas d'un laser à puits quantiques (données issues de [72]). . . . .	58
3.14	(a) Représentation schématique de l'élargissement inhomogène; (b) Division en différentes populations d'un ensemble de boîtes quantiques. . . . .	59
3.15	Schéma de principe illustrant la dynamique des porteurs pour deux populations de boîtes quantiques. . . . .	61
3.16	(a) Gain modal en fonction de l'énergie pour différents courants d'injection; (b) Gain modal du niveau fondamental et du niveau excité en fonction du courant. . . . .	64
3.17	Spectres optiques calculés illustrant la double émission laser pour (a) $\Gamma_{hom}=10$ meV; (b) $10 \text{ meV} < \Gamma_{hom} < 30 \text{ meV}$ . . . . .	65
3.18	Spectres optiques d'un laser à boîtes quantiques InAs/InP(311B) en fonction du courant pour deux températures (110K et 253 K) : (a) (b) mesures; (c) (d) simulations. . . . .	66
3.19	Spectres optiques calculés pour deux longueurs de cavité (a) 1 mm; (b) 3 mm. . . . .	67
3.20	(a) Illustration des systèmes de matériaux InAs/GaAs ( $\Gamma_{inhom(ES,GS)} \approx 30 \text{ meV}$ et $E_{ES} - E_{GS} \approx 70 \text{ meV}$ ), et InAs/InP(311B) ( $\Gamma_{inhom(ES,GS)} \approx 50 \text{ meV}$ et $E_{ES} - E_{GS} \approx 30 \text{ meV}$ ); (b) Longueur d'émission et densité de courant de seuil en fonction de l'inverse de la longueur de la cavité optique (mesures); (c) Longueur d'émission en fonction de l'inverse de la longueur de la cavité optique (comparaison simulation/mesure). . . . .	68
4.1	Parties réelle et imaginaire de la susceptibilité diélectrique pour un système à deux niveaux. . . . .	72
4.2	Facteurs de couplage phase-amplitude effectif (a) et largeurs de raie normalisées (b) calculés en fonction du rapport $P/P_{sat} = \epsilon_P P$ pour $\beta=-1,0,+1$ . . . . .	79
4.3	Facteurs de couplage phase-amplitude mesurés en fonction de la puissance pour deux lasers (DFB) à puits quantiques : (a) $\beta \approx 0,95$ ; (b) $\beta \approx 0$ . . . . .	80

4.4	(a) Caractéristique courant-puissance d'un laser à boîtes quantiques InAs/GaAs ; (b) Evolution du carré de la fréquence de relaxation du laser en fonction de la puissance de sortie. . . . .	81
4.5	Facteur de couplage phase-amplitude $\alpha_H$ du niveau fondamental pour un laser à boîtes quantiques InAs/GaAs en fonction du courant. Les étoiles rouges correspondent aux valeurs mesurées issues de [191]. . . . .	82
4.6	Laser InAs/InP(311B) à boîtes quantiques : (a) Caractéristiques courant-puissance en fonction de la température. La figure en inséré montre la variation de la densité de courant de seuil en fonction de la température ; (b) Facteur de cou- plage phase-amplitude $\alpha_H$ du niveau fondamental en fonction du courant. Les carrés rouges correspondent aux valeurs mesurées issues de [57]. . . . .	83
5.1	Représentation de zone de verrouillage ( <i>langue d'Arnold</i> ) en fonction du taux d'injection et du désaccord ( <i>à noter que sur cette figure la déviation maître- esclave est exprimée en longueur d'onde et non en fréquence</i> ). . . . .	88
5.2	Réponses (ps) du système injecté pour différents désaccords en fréquence $\Delta\omega_{inj}$ : (a) simulations ; (b) mesures. Le taux d'injection $\eta_0$ est constant. . . . .	90
5.3	Réponses (ps) simulées du système injecté pour différents niveaux d'injection $\eta_0$ : (a) $\Delta\omega_{inj} > 0$ ; (b) $\Delta\omega_{inj} = 0$ . . . . .	91
5.4	(a) Epi-structure du laser à nanostructure quantique InAs/InP(100) ; (b) Image (AFM) d'un plan de bâtonnets quantiques InAs. . . . .	91
5.5	(a) Caractéristique courant-puissance ; (b) Spectre optique mesuré (mesures à température ambiante). On note (GS) et (ES) les seuils d'émission des états fondamental et excité. . . . .	92
5.6	(a) Evolution du carré de la fréquence de relaxation du laser solitaire en fonc- tion de la puissance de sortie ; (b) Evolution de l'amortissement en fonction du carré de la fréquence de relaxation du laser solitaire. . . . .	93
5.7	Dispositif expérimental utilisé pour la caractérisation du laser injecté et la mesure <i>in-situ</i> du facteur de couplage phase-amplitude. . . . .	94
5.8	(a) Spectres optiques sans et avec injection optique pour quatre longueurs d'ondes différentes ; (b) Facteurs de couplage phase-amplitude mesurés par la technique (FM/AM) pour quatre longueurs d'ondes différentes et pour un désaccord en fréquence maître-esclave nul. . . . .	95
5.9	(a) Réponses (ps) du laser solitaire et pour plusieurs valeurs du taux d'injection $R_{ext}$ ; (b) Valeurs mesurées et extraites du facteur de couplage phase-amplitude et de la déviation du gain au seuil en fonction du taux d'injection $R_{ext}$ . L'in- jection du laser esclave est effectuée à 1565,2 nm. . . . .	96
5.10	(a) Réponses (ps) du laser solitaire et pour plusieurs valeurs du taux d'injection $R_{ext}$ ; (b) Valeurs mesurées et extraites du facteur de couplage phase-amplitude et de la déviation du gain au seuil en fonction du taux d'injection $R_{ext}$ . L'in- jection du laser esclave est effectuée à 1534,6 nm. . . . .	97
5.11	Déviation du gain au seuil normalisée en fonction du taux d'injection pour quatre longueurs d'ondes différentes. . . . .	99
5.12	Diagrammes de bifurcation du laser à nanostructures quantiques injecté pour un désaccord en fréquence nul (a) $\alpha=1,5$ ; (b) $\alpha=3,2$ . . . . .	100

5.13 (a) Diagramme de bifurcation du laser à nanostructures quantiques injecté pour un désaccord en fréquence nul ( $\alpha=11$ ,  $\epsilon=0,05$ ,  $T=55,6$ ,  $P=0,17$ ). La figure en insérée montre les valeurs mesurées du facteur de couplage phase-amplitude du laser en fonction du courant de pompe ; (b) Réponses (ps) calculées ( $\alpha=11$ ) du système injecté pour plusieurs longueurs de cavités ( $L_7 < L_6 < \dots < L_2 < L_1$ ). 102

5.14 Principe du multiplexage optique temporel : en entrée, un laser délivre un train d'impulsions à 5 Gbps ; en sortie on obtient un signal multiplexé à  $5 \times N$  Gbps. Cette opération nécessite la séparation de l'impulsion de départ en  $N$  canaux distincts et l'application d'un délai  $\Delta L$  en fonction du débit désiré. . . . . 104

5.15 Laser à blocage de modes passif à deux sections. La zone active contient cinq plans de boîtes quantiques InAs/GaAs. . . . . 105

5.16 (a) Evolution du gain, de l'absorption et de l'intensité du champ électrique en fonction du temps ; (b) Diagramme du phaseur, d'après [322] [323]. . . . . 106

5.17 Schéma de la boucle de rétroaction optique externe. . . . . 107

5.18 Cartographie de la zone de verrouillage : (a) cas du laser solitaire ; (b) cas d'une rétroaction optique non-résonante ( $\Gamma= 4 \times 10^{-3}$  (-24 dB)). . . . . 108

5.19 Cas d'une rétroaction optique résonante : variation de la largeur électrique et de la fréquence centrale en fonction du délai dans la ligne à retard ( $\Gamma=10^{-3}$ (-30 dB)). . . . . 109

5.20 Illustration du cas  $L_{ext} \approx NL_{cav}$  : (a) Comparaison des largeurs de raies électriques sans et avec rétroaction optique contrôlée ( $\Gamma=2,5 \times 10^{-4}$  (-36 dB)) ; (b) Evolution de la largeur de raie électrique en fonction du taux de retour optique (en dB). . . . . 109

5.21 Illustration du cas  $L_{ext} \equiv nL_{cav}$  représentant l'évolution de la largeur de raie électrique en fonction : (a) du délai ( $\Gamma=4 \times 10^{-5}$  (-44 dB)) ; (b) du taux de retour optique (en dB). . . . . 110

5.22 (a) Photographie du module optique ; (b) Représentation schématique de l'épistucture du laser à blocage de modes passif à boîtes quantiques. . . . . 110

5.23 (a) Courbes courant-puissance pour différentes valeurs de  $V_r$ . La figure insérée représente le spectre optique ; (b) Train d'impulsions ; (c) Spectre électrique (*span* large) ; (d) Spectre électrique resserré autour du pic fondamental ( $V_r=-7$  V et  $I=100$  mA). . . . . 111

5.24 (a) Densité spectrale de bruit de phase mesurée pour 8 harmoniques : (a)  $L(f)$  ; (b)  $L(f)/n^2$  ( $V_r=-7$  V et  $I=100$  mA). . . . . 112

5.25 (a) Largeur de raie électrique ( $\Delta\nu_{RF}=1,1$  kHz) dans les conditions de rétroaction optique résonante ( $\Gamma=5 \times 10^{-3}$  (-33dB)) ; (b) Densité spectrale de bruit de phase mesurée  $L(f)$  pour cinq harmoniques ( $V_r=-7$  V et  $I=100$  mA). . . . 113

5.26 (a) Laser à deux sections à blocage de modes passif ; (b) Modélisation du laser à deux sections sous la forme d'une cavité en anneau. . . . . 115

5.27 Evolution de  $G(\tau)$ ,  $Q(\tau)$ ,  $G(\tau) - Q(\tau)$  et  $|A(\tau)|^2$  à 20°C : (a)  $\alpha_g = \alpha_q = 0,8$  ; (b)  $\alpha_g = \alpha_q = 1,8$  ; (c)  $\alpha_g = \alpha_q = 2,5$ . . . . . 119

5.28 Evolution du champ stationnaire : (a) 20°C et  $\alpha_g = \alpha_q = 2,5$  et  $\alpha_g = \alpha_q = 3$  ; (b) 60°C et  $\alpha_g = \alpha_q = 4$  et  $\alpha_g = \alpha_q = 4,5$ . . . . . 120

5.29 Schéma d'une source térahertz par photomélange. La fréquence de l'onde générée est égale à la différence de fréquence entre les deux sources optiques. . . 122

5.30	(a) Représentation schématique du laser (DFB) à deux sections à nanostructures quantiques ; (b) Image prise au microscope électronique à balaye du réseau de diffraction localisé de part et d'autre du guide d'onde ( $\Lambda = 190$ nm).	123
5.31	(a) Caractéristique courant-tension à $20^\circ\text{C}$ ( $I_{th}=90$ mA ; $\eta=0,12$ W/A) ; (b) Spectre optique à $20^\circ\text{C}$ (pompage uniforme), $\lambda_{ES}=1193$ nm.	124
5.32	Spectres optiques mesurés à $20^\circ\text{C}$ pour un pompage uniforme (en noir) et pour un pompage asymétrique (en rouge).	125
5.33	Spectres optiques mesurés à $20^\circ\text{C}$ sous pompage uniforme dans le cas du laser solitaire (en bleu) et en présence de rétroaction optique ( $1 \times 10^{-5}$ (-50 dB) en noir et pour $3,1 \times 10^{-3}$ (-25 dB) en rouge).	126
5.34	Spectres optiques mesurés : (a) $T= 5^\circ\text{C}$ , $\Gamma=2 \times 10^{-3}$ (-27 dB) ; (b) $T= 40^\circ\text{C}$ , $\Gamma=1 \times 10^{-3}$ (- 30 dB). Le cas correspondant au laser solitaire est représenté en rouge.	127
6.1	Dispositif expérimental pour l' étude de la rétroaction optique en cavité ultra-courte.	132
6.2	(a) Fluctuations de la puissance en fonction de la phase de l'onde retour pour deux niveaux de rétroaction ; (b) Régime d'oscillation de période une (P1) ; Régime d'oscillation de période double (P2).	133
6.3	Variation du facteur de couplage phase-amplitude dans un laser (DFB) auto-injecté optiquement. Suivant la valeur de la phase de l'onde retour, les différents régimes de cavités révèlent des différences notables.	133
6.4	(a) Illustration d'un laser à semi-conducteurs en anneau. La géométrie de la cavité consiste en un guide d'onde au sein duquel deux directions de propagation peuvent coexister, respectivement dans le sens des aiguilles d'une montre (CW) et dans le sens inverse (CCW). La lumière est couplée de manière évanescente vers un guide d'onde de sortie (section droite) ; (b) Laser à semi-conducteurs en anneau injecté optiquement (configuration "en sifflet" ( <i>whistle-geometry</i> )) autorisant la forte injection optique) ; (c) Laser à semi-conducteurs en anneau injecté optiquement (configuration autorisant la faible injection optique), d'après [419].	135
6.5	(a) Dynamique d'un (LCQ) en cavité externe en fonction du courant de pompe ; (b) Dispositif expérimental pour la mesure du facteur de couplage phase-amplitude d'un (LCQ).	138
6.6	(a) Laser Fabry-Perot à plasmons (micropilier InGaAs encapsulé dans de l'argent) ; (b) Spectre optique mesuré à 10 K à $200 \mu\text{A}$ et sur une cavité longue de $6 \mu\text{m}$ (la figure en inséré correspond au spectre d'émission sous le seuil à 10 K), d'après [482] et [499].	143
6.7	(a) Spectre d'émission du spaser (la figure insérée montre une des particules utilisées) en fonction de l'énergie de pompe ; (b) Niveaux d'énergie et transitions d'une particule (diamètre 20 à 40 nm) formée par un diélectrique et de l'argent. L'ensemble est recouvert d'une fine épaisseur d'or et de boîtes quantiques, d'après et [481] [482].	144

6.8	(a) Métamatériau composé d'un réseau périodique de fils métalliques ( $\epsilon < 0$ ) et d'un réseau d'anneaux métalliques coupés ( $\mu < 0$ ); (b) Réfraction dans un matériau d'indice négatif (métamatériau); (c) Modification de la photoluminescence en présence ou non de métamatériaux métallique (plasmonique). . . . .	146
A.1	(a) Géométrie d'un réseau de trous dans un film métallique; (b) Transmission à l'ordre zéro d'un film d'argent continu (courbe pointillée) d'un film d'argent constitué d'un réseau de trous (courbes en traits pleins) de périodicité 900 nm et pour différents diamètres de trous 150 (1), 225 (2), 250 (3), 275 (4), et 300 nm (5). L'épaisseur du film d'argent est de 20 nm. . . . .	ii
A.2	Distribution latérale de l'intensité lumineuse transmise au-dessus d'un trou calculée pour une longueur d'onde de 1420 nm ( $D=900$ nm, $d=300$ nm). . . . .	ii
B.1	Cas d'un laser (DFB) avec $ \tilde{\rho}_r ^2=0,95$ , $0 \leq \varphi_r \leq 2\pi$ et $\kappa L=1,0$ (a) Seuils d'effondrement de la cohérence calculés pour $ \tilde{\rho}_l ^2=0$ ; (b) Cartographie des seuils d'effondrement de la cohérence dans le plan $(\varphi_l, \varphi_r)$ pour $ \tilde{\rho}_l ^2=5 \times 10^{-3}$ et $0 \leq \varphi_l \leq 2\pi$ . . . . .	vi
B.2	(a) Structures (DFB) à réseau à pas variable; (b) Superposition des spectres optiques de douze lasers enregistrés à 10 mW. . . . .	ix
C.1	(a) Vue schématique du guide d'onde planaire de largeur $2d$ . La constante de propagation du mode incident est notée $\beta$ ; (b) Représentation tridimensionnelle du guide ruban de section $2d_x \times 2d_y$ . Le paramètre $d_{BOX}$ représente la hauteur de silice enterrée. . . . .	xii
C.2	Pertes de rugosité calculées en dB/cm dans le plan $(\sigma, L_c)$ : (a) $2d=150$ nm; (b) $2d=500$ nm. . . . .	xiii
C.3	Pertes de rugosité calculées en dB/cm en fonction de la largeur du guide d'onde ( $\sigma=2$ nm, $L_c=50$ nm) pour $\lambda=1600$ nm (courbe verte); $\lambda=1550$ nm (courbe rouge); $\lambda=1310$ nm (courbe bleue). . . . .	xiii
D.1	Fonction d'élargissement homogène des différentes tailles de boîtes quantiques insérées dans la fonction d'élargissement inhomogène. . . . .	xvii
F.1	Dispositif expérimental pour la mesure des réponses (AM), (FM) et du facteur $\alpha_H$ . La figure en inséré représente la fonction de transfert de l'interféromètre de (MZ). . . . .	xxii
F.2	(a) Amplitude et phase du rapport (FM/AM) en fonction de la fréquence de modulation pour un laser (DFB) à puits quantiques; (b) Evolution du rapport $2\beta/m$ en fonction de la fréquence de modulation pour le laser (DFB) à puits quantiques. . . . .	xxiv
F.3	Facteur de couplage phase-amplitude et phase pour un (MEA) pour une tension de polarisation (a) -2,0 V; (b) -3,2 V. . . . .	xxv
F.4	(a) Variations du facteur de couplage phase-amplitude et de la phase en fonction de la fréquence de modulation pour un (LMEA) à puits quantiques; (b) Représentation schématique et photographie prise au microscope électronique du (LMEA), avec la permission de C. Kazmierski, (Bell Labs France). . . . .	xxvi
L.1	Diagrammes de bifurcation de Hopf: (a) super-critique; (b) sous-critique. . . . .	xlii

L.2 Système chaotique : une très petite erreur sur la connaissance de l'état initial  
dans l'espace des phases se trouve rapidement amplifiée. . . . . xlii



# Liste des tableaux

3.1	Paramètres utilisés dans le modèle à populations multiples pour la simulation du laser à boîtes quantiques InAs/InP(311B). . . . .	64
5.1	Principaux paramètres d'injection et du laser solitaire à nanostructures quantiques InAs/InP(100). . . . .	93
5.2	Valeurs des constantes de diffusion $D$ et de la gigue temporelle $\sigma_{pp}$ extraites pour chaque harmonique sans et avec rétroaction optique (DND : <i>Donnée Non Disponible</i> ). . . . .	114
5.3	Valeurs des paramètres principaux utilisés dans les simulations numériques. . .	118



# Table des matières

Remerciements	V
<b>Dossier Acaémique, Activités d’Enseignements et Travaux de Recherches Antérieures</b>	<b>5</b>
<b>1 Dossier Adminisitratif</b>	<b>5</b>
1.1 Curriculum vitae . . . . .	5
1.1.1 Etat civil . . . . .	5
1.1.2 Titres universitaires . . . . .	5
1.1.3 Compétences générales . . . . .	6
1.1.4 Expérience professionnelle . . . . .	6
1.1.5 Mobilité . . . . .	7
1.2 Activités d’Enseignement . . . . .	8
1.2.1 Responsabilités pédagogiques et administratives . . . . .	10
1.3 Activités liées à la recherche . . . . .	10
1.3.1 Visibilité internationale . . . . .	10
1.3.2 Implication dans les projets de recherches . . . . .	12
1.3.3 Distinctions académiques . . . . .	12
1.3.4 Organisation de colloques, séminaires et mandats . . . . .	12
1.3.5 Encadrement et participation à des jurys . . . . .	13
1.4 Liste des publications . . . . .	14
1.4.1 Journaux internationaux à comité de lecture . . . . .	14
1.4.2 Conférences internationales avec actes . . . . .	18
1.4.3 Conférences et workshops internationaux sans actes . . . . .	22
1.4.4 Conférences nationales . . . . .	25
1.4.5 Conférences invité . . . . .	26
1.4.6 Séminaires . . . . .	27
1.4.7 Livres et chapitres de livres . . . . .	27
1.4.8 Vulgarisation scientifique . . . . .	28
1.4.9 Brevet . . . . .	28
<b>Dynamique des Diodes Lasers Semiconductrices à Nanostructures Quantiques</b>	<b>31</b>
<b>2 Introduction générale</b>	<b>31</b>

2.1	Contexte et motivations . . . . .	31
2.2	Impact sociétal et avals industriels . . . . .	32
2.3	Semi-conducteurs de basse-dimensionnalité : une approche heuristique . . . . .	33
2.4	Les diodes lasers à nanostructures quantiques . . . . .	35
2.4.1	Obtention des boîtes quantiques : croissance auto-organisée . . . . .	35
2.4.2	Propriétés remarquables . . . . .	36
2.4.3	Rappels de quelques résultats majeurs . . . . .	38
<b>3</b>	<b>Dynamique des porteurs dans les nanostructures quantiques InAs/InP(311B)</b>	<b>41</b>
3.1	Quantification des niveaux d'énergie . . . . .	41
3.2	Présentation du modèle excitonique . . . . .	42
3.2.1	Introduction . . . . .	42
3.2.2	Relaxation des porteurs . . . . .	43
3.2.3	Schéma dynamique . . . . .	44
3.3	Modélisation des lasers InAs/InP(311B) avec population uniforme de nanostructures quantiques . . . . .	48
3.3.1	Description d'un ensemble de boîtes quantiques . . . . .	48
3.3.2	Modèle excitonique de relaxation en cascade . . . . .	49
3.3.3	Simulation du régime stationnaire . . . . .	52
3.3.4	Simulation de la réponse indicielle . . . . .	55
3.3.5	Simulation de la réponse petit-signal . . . . .	56
3.4	Modélisation des lasers InAs/InP(311B) avec population inhomogène de nanostructures quantiques . . . . .	58
3.4.1	Elargissement inhomogène . . . . .	58
3.4.2	Elargissement homogène . . . . .	59
3.4.3	Modèle à populations multiples . . . . .	60
3.4.4	Résultats numériques et discussion . . . . .	63
3.4.5	Influence de la température . . . . .	65
3.4.6	Influence de la longueur de la cavité . . . . .	66
<b>4</b>	<b>Exaltation du couplage phase-amplitude dans les lasers à nanostructures quantiques</b>	<b>69</b>
4.1	Introduction . . . . .	69
4.1.1	Définitions . . . . .	69
4.1.2	Origine et dépendance physique . . . . .	71
4.1.3	Caractéristiques modales du couplage phase-amplitude . . . . .	73
4.2	Etat de l'art des méthodes de mesure du facteur de couplage phase-amplitude	74
4.3	Influence des effets non-linéaires sur le facteur de couplage phase-amplitude . .	76
4.3.1	Saturation du gain dans les lasers à semi-conducteurs . . . . .	76
4.4	Modélisation statique du facteur de couplage phase-amplitude . . . . .	77
4.4.1	Cas des lasers à puits quantiques . . . . .	77
<b>5</b>	<b>Contrôle optique externe dans les lasers à nanostructures quantiques</b>	<b>85</b>
5.1	Injection optique dans les diodes lasers à nanostructures quantiques . . . . .	85
5.1.1	Introduction . . . . .	85
5.1.2	Théorie de l'oscillateur couplé . . . . .	86
5.1.3	Manipulation du facteur de couplage phase-amplitude . . . . .	91

5.2	Diodes lasers à nanostructures quantiques soumises à une force de rappel optique	102
5.2.1	Introduction	102
5.2.2	Lasers à blocage de modes passif auto-injectés optiquement	103
5.2.3	Stabilisation des lasers à blocage de modes passif	106
5.2.4	Stabilisation de la gigue temporelle	110
5.2.5	Modélisation des lasers à blocage de modes passif	115
5.3	Laser DFB bifréquences à nanostructures quantiques pour applications au domaine térahertzien	120
5.3.1	Contexte et motivations	120
5.3.2	Principe du laser DFB à deux couleurs à nanostructures quantiques	122
<b>6</b>	<b>Perspectives de recherches</b>	<b>131</b>
6.1	Travaux de recherches à court terme	131
6.1.1	Extension du modèle excitonique	131
6.1.2	Diode lasers auto-injectées optiquement en régime de cavité externe ultra-courte	131
6.2	Travaux de recherches à moyen terme	134
6.2.1	Micro-résonnateurs en anneau injectés optiquement pour applications aux communications optiques très large bande	134
6.2.2	Photonique non-linéaire dans les oscillateurs à cascade quantique émettant dans le moyen infra-rouge	136
6.2.3	Impact de l'environnement radiatif spatial sur le facteur de couplage phase-amplitude des diodes lasers à nanostructures quantiques	139
6.2.4	Dynamique non-linéaire pour la réalisation de capteurs micro-fluidiques à rétroaction optique	140
6.3	Travaux de recherches long terme : nanophotonique ultime	141
6.3.1	Nanolasers à plasmons	141
6.3.2	Métaphotonique	145
6.3.3	Nanolasers à nanotubes de carbone	147
	<b>Annexes</b>	<b>i</b>
	<b>A Travail de DEA (1998-1999)</b>	<b>i</b>
	<b>B Travail doctoral (1999-2003)</b>	<b>v</b>
B.1	Lasers DFB à réseau uniforme	v
B.2	Modélisation des structures semiconductrices complexes rétroactionnées optiquement	vii
B.3	Lasers DFB sans effets de phases	viii
	<b>C Travail Post-Doctoral (2003-2004)</b>	<b>xi</b>
	<b>D Définition du gain matériau</b>	<b>xv</b>
D.1	Système de nanostructures quantiques uniforme	xv
D.2	Système de nanostructures quantiques non-uniforme	xvi

<b>E</b>	<b>Réponse petit-signal d'un laser à nanostructures quantiques</b>	<b>xix</b>
<b>F</b>	<b>Extraction du facteur de couplage phase-amplitude par méthode interférométrique</b>	<b>xxi</b>
F.1	Dispositif expérimental . . . . .	xxi
F.1.1	Cas d'un laser modulé directement . . . . .	xxi
F.1.2	Cas d'un modulateur à électro-absorption . . . . .	xxiii
F.2	Résultats expérimentaux . . . . .	xxiv
F.2.1	Cas d'un laser modulé directement . . . . .	xxiv
F.2.2	Cas d'un modulateur électro-absorption . . . . .	xxiv
F.2.3	Cas d'un laser modulateur à électro-absorption . . . . .	xxv
<b>G</b>	<b>Saturation du gain dans un laser à semi-conducteur</b>	<b>xxvii</b>
<b>H</b>	<b>Equations d'évolutions et relaxation intra-bande</b>	<b>xxix</b>
<b>I</b>	<b>Facteur de couplage phase-amplitude d'un laser à nanostructures quantiques</b>	<b>xxxiii</b>
<b>J</b>	<b>Solutions stationnaires du système injecté</b>	<b>xxxvii</b>
<b>K</b>	<b>Réponse petit-signal de l'oscillateur couplé</b>	<b>xxxix</b>
<b>L</b>	<b>Bifurcation de Hopf et dynamique chaotique</b>	<b>xli</b>



## Partie I

Dossier Académique, Activités  
d'Enseignements et Travaux de  
Recherches Antérieurs



# Chapitre 1

## Dossier Administratif

### 1.1 Curriculum vitae

#### 1.1.1 Etat civil

Mr. Frédéric Charles Raymond Grillot Né le 22 août 1974 à Versailles (78)

Marié, 1 enfant

Adresse personnelle

7 Avenue de l'Amiral Serre, 78000, Versailles

☎ : +33(0) 139 543 018

Adresse professionnelle

Université Européenne de Bretagne

Institut National des Sciences Appliquées

Laboratoire CNRS FOTON

20 avenue des buttes de coësmes

35700 Rennes, France

☎ : +33(0) 223 238 475

✉ : frederic.grillot@insa-rennes.fr

🌐 : <http://perso.orange.fr/fgrillot>

#### 1.1.2 Titres universitaires

• **Doctorat en Sciences de l'Ingénieur**, (*avec mention très honorable et félicitations du jury*), Université de Franche-Comté, Besançon, France.

*"Lasers DFB monomodes pour les transmissions optiques à 2,5 Gbps sans isolateur"*

Composition du Jury :

Professeur Pascal Besnard (Rapporteur), Université de Rennes I, France.

Professeur Philippe Gallion (Rapporteur), Télécom ParisTech, France.

Dr. Michel de Labachellerie (Directeur de Thèse), Directeur de Recherche CNRS, Institut Femto-ST, France.

Dr. Abderrahim Ramdane (Président du Jury), Directeur de Recherche CNRS, Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, France.

Professeur Daan Lenstra, Université Libre d'Amsterdam, Pays-Bas.

Dr. Bruno Thédrez, Ingénieur de Recherches, Alcatel-Lucent, France.

- **Diplôme d'Etudes Approfondies (DEA) Physique Interaction Rayonnement-Matière** (*avec mention*), Université de Bourgogne, Dijon, France.

Principaux enseignements :

Physique moléculaire, Réponse linéaire et non-linéaire des systèmes, Physique des surfaces et des systèmes mésoscopiques, Optique non-linéaire, Structure et chaos en physique classique et quantique, Physique du solide, Optique et lasers.

- **Maîtrise de Physique**, (*avec mention*), Université de Bourgogne, Dijon, France.
- **Licence de Physique**, (*avec mention*), Université de Bourgogne, Dijon, France.
- **DEUG Sciences des Structures et de la Matière**, Université de Bourgogne, Dijon, France.
- **Baccalauréat Scientifique**, (*avec mention*), Lycée Jean-Jaurès, Le Creusot, France.

### 1.1.3 Compétences générales

- Composants optoélectroniques à base de matériaux semi-conducteurs pour les télécommunications optiques.
- Physique des lasers, physique des semi-conducteurs, théorie des guides d'ondes, optique intégrée, physique non-linéaire.
- Modélisation, caractérisation et fabrication de composants actifs et passifs à semi-conducteurs pour l'optoélectronique et la micro-électronique.
- Calculs numériques, environnements Matlab, Femlab, Fimwave, Fimprop, Fortran.

### 1.1.4 Expérience professionnelle

- **Depuis septembre 2010** : Télécom ParisTech (*alias Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications*) Paris, France

Fonction : Maître de Conférences Associé, Laboratoire Traitement et Communication de l'Information (LTCI), UMR CNRS n° 5141.

Thématique de recherches : photonique non-linéaire, rétro-action et injection optique, modulateurs électro-absorption, lasers DFB, théorie de l'information.

- **Depuis septembre 2004** : Institut National des Sciences Appliquées, Rennes, France.  
Fonction : Maître de Conférences, Laboratoire Fonctions Optiques pour les Technologies de l'Information, UMR CNRS n° 6082.  
Thématique de recherches : modélisation, conception et caractérisation de dispositifs à semi-conducteurs à boîtes quantiques pour les télécommunications optiques, rétroaction et injection optique, dispositifs photoniques à blocage de modes.

- **Février 2008-Février 2009** : University of New-Mexico, Albuquerque, New-Mexico, USA.

Fonction : Visiting Research Professor, Center for High Technological Material (CHTM)

Thématique de recherches : Optoélectronique III-V pour les télécommunications optiques, nanostructures quantiques, rétroaction et injection optique, dispositifs photoniques à blocage de modes, sources pour la spectroscopie moyen infra-rouge, cellules solaires.

• **Juin 2003-Août 2004** : Université Paris-Sud, Orsay, France.

Fonction : Chercheur post-doctorant, Institut d'Electronique Fondamentale, Département Composants pour la Microélectronique et l'Opto-électronique, UMR CNRS n° 8622.

Thématique de recherches : Conception et caractérisation de nano-guides d'ondes SOI pour applications aux interconnexions optiques et aux systèmes de télécommunications, modélisation de la rugosité.

*Un résumé des activités de recherches est proposé dans l'appendice C.*

• **Décembre 1999-Mai 2003** : Alcatel-Lucent Research Lab, Marcoussis, France.

Fonction : Doctorant, Unité des Composants Photoniques, Groupe des Lasers Discrets.

Thématique de recherches : Modélisation, conception et caractérisation de lasers à semi-conducteurs DFB pour les applications haut-débit sans isolateur optique.

*Un résumé des activités de recherches est proposé dans l'appendice B.*

• **Septembre 1998-Septembre 1999** : Université de Bourgogne, Dijon, France.

Fonction : stagiaire DEA, Institut Carnot de Bourgogne, Groupe d'Optique de Champ Proche, UMR CNRS n° 5209

Thématique de recherches : Microscopie champ proche, plasmons de surface, électromagnétisme, cristaux photoniques.

*Un résumé des activités de recherches est proposé dans l'appendice A.*

### 1.1.5 Mobilité

#### Mobilité thématique

- 1998-1999 : Optique de champ proche et plasmonique
- 1999-2003 : Semi-conducteurs, diodes lasers, rétroaction optique, télécommunications optiques
- 2003-2004 : Nanophotonique sur silicium, interconnexions optiques
- 2008-2009 : Semi-conducteurs, télécommunications optiques, dynamique non-linéaire, rétroaction et injection optique, cellules solaires, diodes lasers DFB pour le moyen infra-rouge
- 2004-2007 et depuis 2009 : Semi-conducteurs, nanostructures, télécommunications optiques, dynamique non-linéaire, diodes lasers, lasers à blocage de modes, nanotubes de carbone, théorie du signal

#### Mobilité géographique

- 1998-1999 : Institut Carnot de Bourgogne (*alias Laboratoire de Physique*), Université de Bourgogne, Dijon, France.
- 1999-2003 : Laboratoire de Recherches Alcatel-Lucent, Marcoussis, France.
- 2003-2004 : Institut d'Electronique Fondamentale, Université Paris-Sud, Orsay, France.
- 2008-2009 : Center for High Technology Materials, Université du Nouveau-Mexique, Albuquerque, Etats-Unis.

- Depuis 2004 : Laboratoire Fonctions Optiques pour les Technologies de l'Information, Institut National des Sciences Appliquées, Rennes, France.
- Depuis 2010 : Laboratoire Traitement et Communication de l'Information (LTCI), Paris, France.

## 1.2 Activités d'Enseignement

### Enseignement en France

Le département *Matériaux et Nanotechnologies* (MNT) forme des ingénieurs de conception, de recherche et développement ou de production. Leurs compétences sont adaptées aux activités de haute technologie dans les domaines des matériaux élaborés (semi-conducteurs, métaux et alliages spéciaux, composites, céramiques), des composants micro- et opto-électroniques et des nanotechnologies. Mes enseignements s'intègrent principalement dans le cadre du département MNT mais aussi au sein du département des *Sciences et Techniques pour l'Ingénieur* (anciennement 1<sup>er</sup> cycle).

#### • 2004-2012 : Fonctions de l'Electronique (4<sup>ème</sup> année)

- Leçon n° 1 : Contre-réaction, amplificateurs à réaction.
- Leçon n° 2 : Oscillateurs sinusoïdaux (étude des conditions d'oscillations, circuits basse et haute fréquence, étude non-linéaire de la stabilisation d'amplitude. Modélisation des non-linéarités. Stabilité de la fréquence et de l'amplitude. Oscillateur à quartz), éléments de théorie du chaos, oscillateur chaotique de Chua.
- Leçon n° 3 : Bascules, convertisseurs tension-fréquence et tension-temps, comparateurs, trigger de Schmitt, monostables et astables. Circuits complexes de conversion tension-fréquence, générateurs de fonctions (oscillateurs contrôlés en tension).
- Leçon n° 4 : Modulation et démodulation analogique, échantillonnage, translation de spectre, modulation d'amplitude et de fréquence (spectre, circuits de modulation et de démodulation), détections synchrones, analyseur de spectre, amplifications à découpage, boucle d'asservissement de phase (PLL).
- Leçon n° 5 : Amplificateurs de puissance, schémas des circuits fonctionnant en classe A, B, C, D, calcul des rendements.
- Leçon n° 6 : Alimentation, régulation, redressement.

#### • 2005-2008 : Dispositifs à semi-conducteurs (4<sup>ème</sup> année)

- Leçon n° 1 : Rappels de physique des semi-conducteurs, phénomènes de transport dans les semi-conducteurs, jonctions PN et diodes à jonction
- Leçon n° 2 : Le transistor bipolaire (NPN, PNP, équation d'Ebers-Moll, paramètres à bas et haut niveau, caractéristiques en hautes fréquences)
- Leçon n° 3 : La diode métal/semi-conducteur (diode Schottky)
- Leçon n° 4 : Structures métal/isolant/semi-conducteur
- Leçon n° 5 : Dispositifs à effet de champ (JFET, MOSFET, HEMT, MESFET, mémoires, dispositifs à transfert de charges).
- Leçon n° 6 : Introduction à la nanoélectronique (nanoMOS, technologie SOI, transistor à un électron SED, transistor à base de nanotubes de carbone CNTFET)

**• 2004-2012 : Technologie des composants silicium (4<sup>ème</sup> année)**

*L'objectif de cet enseignement en salle blanche consiste à réaliser un transistor MOS à canal P. Les séances se déroulent au Centre Commun de Microélectronique de l'Ouest (CCMO) à l'Université Rennes I. Les différentes étapes technologiques se décomposent comme suit :*

- Ouverture de la source et du drain : enduction de résine, alignement du premier masque M1, insolation, gravure chimique du SiO<sub>2</sub>, délaquage, séchage et contrôle au microscope.
- Diffusion du Bore : pré-dépôt, décapage du verre de Bore, recuit de diffusion.
- Ouverture de la zone grille : même chose que pour l'ouverture de la source et du drain avec le masque M2.
- Oxydation sèche MOS : nettoyage RCA, oxydation sèche, recuit, contrôle de l'épaisseur.
- Ouverture des contacts : même chose que pour l'ouverture de la source et du drain avec le masque M3.
- Dépôt et gravure de l'aluminium : vide primaire puis secondaire, liquéfaction puis évaporation de l'aluminium, contrôle de l'épaisseur par balance à quartz, puis mêmes étapes que pour l'ouverture de la source et du drain avec le masque M4.
- Tests électriques.

**• 2009-2012 : Advanced Lasers (5<sup>ème</sup> année)**

*Cet enseignement est intégralement dispensé en langue Anglaise pour les étudiants ayant opté pour le parcours Opto-Micro.*

- Leçon n° 1 : Basics of Semiconductor lasers
- Leçon n° 2 : Advanced Measurements in Semiconductor Lasers
- Leçon n° 3 : Ultra-fast Laser Diodes in Fiber Optics Communications
- Leçon n° 4 : Gain- and Q-Switching in Semiconductor Lasers
- Leçon n° 5 : Mode-locked Semiconductor Lasers
- Leçon n° 6 : Injection-locking of Semiconductor Diode Lasers

**• 2004-2012 : Enseignements dispensés en 1<sup>er</sup> cycle**

- Travaux dirigés d'Optique Géométrique (1<sup>ère</sup> année)
- Travaux dirigés d'Electromagnétisme (1<sup>ère</sup> année)
- Travaux dirigés d'Electrocinétique (1<sup>ère</sup> année)
- Travaux pratiques de Physique (1<sup>ère</sup> année)
- Travaux pratiques de Thermodynamique (2<sup>ème</sup> année)

**Enseignements à l'étranger****• 2008-2009 : Advanced Semiconductor Lasers (ECE 578), Université du Nouveau-Mexique, Etats-Unis**

*This lecture was given jointly between the Physics and Electrical and Computer Engineering departments. Objective was to provide strong theory-based explanations that are underpinned by a vast range of experimental studies in standard, commercial and single-stripe semiconductor lasers.*

Topics covered : optical feedback, Lang and Kobayashi equations, coherence collapse, linewidth enhancement factor, quantum wells, quantum dots, Fabry-Perot lasers, Distributed Feed-Back lasers (DFB), theory of Green's functions, Wronskian, nonlinear gain, non linear dynamics, chaotic optical communications.

### 1.2.1 Responsabilités pédagogiques et administratives

- 2009-2012 : responsable de la cellule relation-entreprises du département Matériaux et Nanotechnologie de l'INSA de Rennes.
- 2009-2012 : responsable des stages pour le département Matériaux et Nanotechnologie de l'INSA de Rennes.
- 2007-2008 : animateur de la cellule relation-entreprises pour le secteur des Micro- et Nanotechnologies.
- 2004-2005 : participation aux commissions de mise en place de la VAE (*Validation des Acquis de l'Expérience*) à l'INSA de Rennes.
- 2004-2007 : Membre du jury d'admission pour les entrées à l'INSA de Rennes en 3<sup>ème</sup> et 4<sup>ème</sup> année.
- 2004-2012 : Coordinateur de l'enseignement d'électronique en MNT.
- 2004-2006 : Promotion de l'INSA sur différents salons.

## 1.3 Activités liées à la recherche

### 1.3.1 Visibilité internationale

#### Relecteur pour des revues internationales

Dans le cadre de mes activités de recherches, je suis régulièrement sollicité pour évaluer des articles sur les thèmes de la photonique, de l'optique et de l'optoélectronique. Les revues internationales les plus courantes auxquelles j'apporte ma contribution sont :

*Optics Express, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of Quantum Electronics, IEEE Photonics Technology Letters, Journal of Lightwave Technology, Applied Physics Letters, Journal of Lightwave Technology, Surface Science, Fiber Integrated Optics, Electronics Letters, Optical and Quantum Electronics, Journal of Applied Physics, Journal of the Optical Society of America, Semiconductor Science and Technology.*

#### Travaux d'expertises scientifiques

- Expert scientifique pour l'agence de financement du développement de la recherche et de l'innovation de la Roumanie (*Romanian National Council for Development and Innovation*), Roumanie, (2011).
- Membre du *Editorial Board* du journal ISRN Optics (International Scholarly Research Network).
- Rapporteur externe de la thèse de Mr. Wang Rui, *Study of Modulation Doping and Ridge Height Effects in InAs/GaAs Quantum Dot Lasers*, School of Electrical and Electronic Engineering, Nanyang Technological University, Singapoure, (2012).

- Rapporteur de projets de recherches, *Strategic Research Fundings*, City University of Hong Kong, Chine, (2012).

### Séjours académiques invité

- 1<sup>er</sup> février 2008-1<sup>er</sup> février 2009 : Center for High Technological Material, Université du Nouveau-Mexique, Albuquerque, Etats-Unis.
- 3 novembre 2009-17 novembre 2009 : Center for High Technological Material, Université du Nouveau-Mexique, Albuquerque, Etats-Unis.
- 27 mai 2010-10 juin 2010 : Center for High Technological Material, Université du Nouveau-Mexique, Albuquerque, Etats-Unis.
- 27 octobre 2010-11 novembre 2010 : Center for High Technological Material, Université du Nouveau-Mexique, Albuquerque, Etats-Unis.
- 27 janvier 2011-1<sup>er</sup> février 2011 : Center for High Technological Material, Université du Nouveau-Mexique, Albuquerque, Etats-Unis.
- 2 février 2011-3 février 2011 : US Air Force Research Laboratory, Dayton, Etats-Unis.
- 27 avril 2011-7 mai 2011 : Center for High Technological Material, Université du Nouveau-Mexique, Albuquerque, Etats-Unis.
- 2 octobre 2011-9 octobre 2011 : Center for High Technological Material, Université du Nouveau-Mexique, Albuquerque, Etats-Unis.
- 10 Novembre-17 Novembre 2012 : City University of Hong Kong, Hong Kong, Chine.

### Collaborations scientifiques (2004-2012)

- Institut d'Electronique Fondamentale, Université Paris-Sud, Orsay, France.
- Laboratoire de Photonique et Nanostructures, Marcoussis, France.
- Alcatel-Thales III-V Lab, Marcoussis, France.
- Politecnico di Torino, Turin, Italie.
- University of Surrey, Angleterre.
- Center for High Technology Materials, Université du Nouveau-Mexique, Albuquerque, Etats-Unis.
- Air Force Research Laboratory, Dayton, Etats-Unis.
- Air Force Research Laboratory, Kirtland Air Force Base, Albuquerque, Etats-Unis.
- Air Force Research Institute, Dayton, Etats-Unis.
- Integrated Nanomaterials Core Lab, Université de Californie, Los Angeles, Etats-Unis.
- Institute of Photonics Technologies, National Tsing Hua University, Hsinchu, Taiwan.
- DTU Photonics, Copenhague, Danemark.
- Indian Institute of Technology, Guwahati, Inde.
- School of Physical Sciences, Jawaharlal Nehru University, New Delhi, Inde.
- Ultrafast Quantum and Stochastic Nonlinear Dynamics Laboratory, IISER Mohali, Chandigarh, Inde.
- Fujian Institute of Research on the Structure of Matter, Chinese Academy of Sciences,

Fuzhou, Fujian, Chine.

- City University of Hong Kong, Hong Kong, Chine.

### 1.3.2 Implication dans les projets de recherches

- 2004-2007 : Réseau d'excellence Européen EPIXNET *European Network of Excellence on Photonic Integrated Components and Circuits*, Joint Research Activities IPQD *Indium Phosphide Quantum dot Devices*.
- 2004-2007 : Réseau d'excellence Européen SANDIE *Self-Assembled semiconductor Nanostructures for new Devices in photonics and Electronics*.
- 2005-2008 : Projet de Recherche d'Initiative Régionale DISTO, *Dispositif Tout-Optique de Récupération d'Horloge à Très Haut-Débit*.
- 2008-2010 : ANR CASTEL, *Carbone Nanotubes for Telecom Applications*.
- 2009-2012 : ANR TELDOT, *Telecom Applications based on Quantum Dot devices*.
- 2012-2014 : US Grant No. FA8655-12-1-2093, European Office of Aerospace Research and Development, *Manipulation of the Phase-Amplitude Coupling Factor in Quantum Nanostructure Based Devices for On-Chip Chirp Compensation and Low-Cost Applications*.

### 1.3.3 Distinctions académiques

- Senior Member SPIE (International Society for Optics and Photonics)
- Senior Member IEEE
- Cité dans le *Who's Who in the World* (éditions 2010, 2011 et 2012)
- Membre de la Société Française d'Optique (SFO)
- Member of European Optical Society (ESO)
- Member of Optical Society of America (OSA)
- Membre de l'Association Nationale des Docteurs en Sciences (ANDES)
- Récipiendaire du programme *Windows on Science* proposé par l'US Air Force.

*The WOS program facilitates AFRL/AFOSR policy to promote mutually beneficial cooperation between USAF researchers and foreign researchers. The program helps to sponsor visits of distinguished foreign scientific and technological personnel whose work is of interest or currently receiving funding support from AFRL/AFOSR*

☞ <http://www.london.af.mil/WOS/woshome.asp>.

### 1.3.4 Organisation de colloques, séminaires et mandats

#### Colloques

- Membre du comité d'organisation du workshop international IWSQDA (*International Workshop on Semiconductor Quantum Dot based Devices and Applications*), 16-17 Mars, Paris, 2007.
- Membre du comité d'organisation du workshop international LWQD (*Long Wavelength Quantum Dots Workshop*), 5-6 Juillet, Rennes, 2007.

- Membre du comité d'organisation du workshop international SQD (*International Workshop on Semiconductor Quantum Dots based Devices and Applications*), 7-8 Juillet, Rennes, 2008.
- Membre du comité d'organisation du séminaire PONANT (*Pôle Régional de Recherche sur la Photonique et les Nanostructures Appliquées aux Technologies de l'Information*), Laboratoire FOTON, 6-7 juillet, Rennes, 2010.

### Mandats

- Septembre 2009-Mars 2012 : Membre élu au conseil de laboratoire FOTON.
- Membre du groupe de travail sur le développement du site internet du laboratoire FOTON,  : foton.cnrs.fr.
- Membre du vivier d'experts du laboratoire FOTON.
- 2005-2008 : Membre élu au conseil d'équipe FOTON-INSA

### Organisation de séminaires

Depuis 2011, je participe à l'organisation des séminaires du département *Communications et Electronique* à Télécom ParisTech. Le séminaire mensuel porte sur un sujet d'intérêt général, couvrant alternativement les thématiques du département et au-delà. Il s'adresse aux doctorants, post-docs, chercheurs et enseignants-chercheurs et plus globalement toute personne que cela intéresse. Ils est effectué par des chercheurs extérieurs ou par des chercheurs du département. Il a pour objectif d'aborder les sujets proposés sous un angle large, visant à l'enrichissement de la culture scientifique de chacun au-delà des domaines d'intérêt immédiat. Les doctorants et jeunes chercheurs sont particulièrement concernés, l'ouverture d'esprit à laquelle peuvent contribuer ces séminaires étant, vis-à-vis d'un futur recruteur, souvent au moins aussi importante que le travail de thèse proprement dit.

### 1.3.5 Encadrement et participation à des jurys

#### Thèses

[Th1] Co-encadrement de la Thèse de Mr. Cheng Wang, "*Modeling the Nanostructure-based Semiconductor Lasers for Applications in Optical Communications*", Institut National des Sciences Appliquées, Rennes, France, (2011-2014).

[Th2] Co-encadrement de la Thèse de Mr. Nader Naderi, "*External Control of semiconductor nanostructure lasers*", Université du Nouveau-Mexique, Albuquerque, Etats-Unis, (2008-2011).

[Th3] Co-encadrement de la Thèse de Mr. Michael Pochet, "*Characterization of the dynamics of optically-injected nanostructure lasers*", Université du Nouveau-Mexique, Albuquerque, Etats-Unis, (2008-2010).

[Th4] Co-encadrement de la Thèse de Mr. Chang-Yi Lin, "*Microwave techniques and applications for semiconductor quantum dot mode-locked lasers*", Université du Nouveau-Mexique, Albuquerque, Etats-Unis, (2008-2011).

[Th5] Participation à l'encadrement de la Thèse de Mr. Madhoussoudhana Dontabactouny,

"Lasers agrave ; blocage de modes à base de fils et de boîtes quantiques pour les télécommunications optiques", Institut National des Sciences Appliquées, Rennes, France, (2007-2010).

[Th6] Co-encadrement de la Thèse de Mr. Kiril Veselinov, "Simulation des propriétés optoélectroniques des composants à base de boîtes quantiques", Institut National des Sciences Appliquées, Rennes, France, (2004-2007).

[Th7] Participation à l'encadrement de la Thèse de Mlle. Estelle Homeyer, "Lasers à boîtes quantiques sur substrat InP pour les télécommunications optiques", Institut National des Sciences Appliquées, Rennes, France, (2004-2007).

### Jurys nationaux et internationaux

[Ju1] Membre du Jury de Thèse de Mr. N. A. Naderi, "External Control of semiconductor nanostructure lasers", Université du Nouveau-Mexique, Albuquerque, Etats-Unis, (2011).

[Ju2] Membre du Jury de Thèse de Mr. U. Zabit, "Optimisation of a Self-Mixing Laser Displacement Sensor", Université de Toulouse, France, (2010).

[Ju3] Membre du Jury de Master de Mr. F. L. Chiragh, "Double-Interval Technique For Higher Order Harmonic Generation of a Quantum Dot Mode-Locked Laser", Université du Nouveau-Mexique, Albuquerque, Etats-Unis, (2008).

[Ju4] Membre du Jury de Master de Mr. M. A. El-Emawy, "Development of Indium Arsenide Quantum Dot Solar Cells for High Conversion Efficiency", Université du Nouveau-Mexique, Albuquerque, Etats-Unis, (2008).

[Ju5] Membre du Jury de Master de Mlle. T. A. Saiz, "1.2 $\mu$ m Multi-Section Quantum Dot Superluminescent Diode", Université du Nouveau-Mexique, Albuquerque, Etats-Unis, (2008).

[Ju6] Membre du Jury de Thèse de Mr. K. Veselinov, "Simulation des propriétés optoélectroniques des composants à base de boîtes quantiques", Institut National des Sciences Appliquées, Rennes, (2007).

### Stages

[St1] G. Chaowei, "Caractérisation optique de l'absorption du germanium par mesure de pertes dans des guides d'ondes SOI submicroniques", Université Paris-Sud, Orsay, France, (2004).

[St2] N. Dubey, "On the Influence of the Linewidth Enhancement Factor on the Modulation Response of a Quantum Dash Laser under Optical Feedback", Institut National des Sciences Appliquées, Rennes, France, (2009). [St3] M. Cardiet, "Injection et Rétroaction Optique dans les Diodes Lasers Semiconductrices à Nanostructures Quantiques", Télécom ParisTech, Paris, France, (2011).

## 1.4 Liste des publications

### 1.4.1 Journaux internationaux à comité de lecture

[P45] K. Kechaou, **F. Grillot**, J.-G. Provost, B. Thedrez and, D. Erasme, "Self-injected semiconductor distributed feedback lasers for frequency chirp stabilization", *Optics Express*, Vol. 20, No. (23), pp.26062-26074, (2012).

- [P44] C. Weng, **F. Grillot**, and J. Even, "Impacts of wetting layer and excited state on the modulation response of quantum-dot lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 48, No. (9), pp. 1144-1150, (2012).
- [P43] C.-Y. Lin, **F. Grillot**, N. A. Naderi, Y. Li, J. H. Kim, C. G. Christodoulou and L. F. Lester, "A dual-mode quantum dot laser operating in the excited state", *International Journal of High Speed Electronics and Systems*, Vol. 20, No. (3), pp. 679-685, (2011).
- [P42] **F. Grillot**, N. A. Naderi, J. B. Wright, R. Raghunathan, M. T. Crowley, and L. F. Lester, "Performance of q quantum dot passively mode-locked laser under optical feedback and temperature control", *Applied Physics Letters*, Vol. 99, No. (23), pp. 231110, (2011).
- [P41] C.-Y. Lin, **F. Grillot**, N. A. Naderi, Y. Li, R. Raghunathan and L. F. Lester, "Microwave Characterization and Stabilization of Timing Jitter in a Quantum-Dot Passively Mode-Locked Laser via External Optical Feedback", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 17, No. (5), pp. 1311-1317, (2011).
- [P40] C.-Y. Lin, **F. Grillot**, N. A. Naderi, Y. Li, J. H. Kim, C. G. Christodoulou and L. F. Lester, "RF linewidth of a monolithic quantum dot mode-locked Laser under resonant feedback", *IET Optoelectronics*, Vol. 5, No. (3), pp. 105-109, (2011).
- [P39] J. G. Provost and **F. Grillot**, "Measuring the chirp and the linewidth enhancement factor of optoelectronic devices with a Mach-Zehnder interferometer", *IEEE Photonics Journal*, Vol. 3, No. (3), pp. 476- 488, (2011).
- [P38] H. Nong, M. Gicquel-Guezo, L. Bramerie, M. Perrin, **F. Grillot**, R. Fleurier, B. Liang, D. L. Huffaker, C. Levallois, J. Le Pouliquen, A. Le Corre, O. Dehaese and S. Loualiche, "Enhanced properties in single-walled carbon nanotubes based saturable absorber for all optical signal regeneration", *Japanase Journal of Applied Physics*, Vol. 50, No. (4), pp. 040206, (2011).
- [P37] N. Naderi, **F. Grillot**, Y. Kai, J. B. Wright, A. Gin, L. F. Lester, "Two-color multi-section quantum dot distributed feedback laser", *Optics Express*, Vol. 18, No. (26), pp. 27028-27035, (2010).
- [P36] C.-Y. Lin, **F. Grillot**, Y. Li, R. Raghunathan and L. F. Lester, "Characterization of timing jitter in a 5 GHz quantum dot passively mode-locked laser", *Optics Express*, Vol. 18, No. (21), pp. 21932-21937, (2010).
- [P35] H. Nong, M. Gicquel, L. Bramerie, M. Perrin, **F. Grillot**, C. Levallois, A. Maalouf, and S. Loualiche, "A direct comparison of single-walled carbon nanotubes and quantum-wells based subpicosecond saturable absorbers for all optical signal regeneration at  $1.55 \mu\text{m}$ ", *Applied Physics Letters*, Vol. 96, No. (6), pp. 061109, (2010).
- [P34] C.-Y. Lin, **F. Grillot**, N. A. Naderi, Y. Li, and L. F. Lester, "RF linewidth reduction in a quantum dot passively mode-locked laser subject to external optical feedback", *Applied Physics Letters*, Vol. 96, No. (5), pp. 051118, (2010).
- [P33] **F. Grillot**, N. A. Naderi, M. Pochet, C.-Y. Lin, P. Besnard and L. F. Lester, "Tuning of the critical feedback level in  $1.55\mu\text{m}$  quantum dash semiconductor laser diodes", *IET Optoelectronics*, Vol. 3, No. (6), pp. 242-247, (2009).
- [P32] D. Zhou, R. Piron, M. Dontabactouny, E. Homeyer, O. Dehaese, T. Batte, M. Gicquel, **F. Grillot**, K. Tavernier, J. Even, S. Loualiche, "Effect of stack number on the threshold current density and emission wavelength in quantum dash/dot lasers", *Physica Status Solidi C*, Vol. 6, No. (10), pp. 2217-2221, (2009).
- [P31] N. A. Naderi, M. Pochet, **F. Grillot**, V. Kovanis, N. B. Terry and L. F. Lester, "Modeling the injection-locked behavior of a quantum dash semiconductor laser", *IEEE Journal*

of *Selected Topics in Quantum Electronic*, Vol. 15, No. (3), pp. 563-571, (2009).

[P30] **F. Grillot**, K. Veselinov, M. Gioannini, I. Montrosset, J. Even, R. Piron, E. Homeyer, S. Loualiche, "Spectral analysis of  $1.55\mu\text{m}$  InAs/InP(113)B quantum-dot lasers based on a multipopulation rate equations model", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 45, No. (7), pp. 872-878, (2009).

[P29] **F. Grillot**, "On the effects of an antireflection coating impairment on the sensitivity to optical feedback of AR/HR semiconductor DFB lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 45, No. (6), pp. 720-729, (2009).

[P28] S. Azougui, B. Dagens, F. Lelarge, J. G. Provost, D. Make, O. Le Gouezigou, A. Accard, A. Martinez, K. Merghem, **F. Grillot**, O. Dehaese, R. Piron, S. Loualiche, Q. Zou, A. Ramdane, "Optical feedback tolerance of quantum dot and quantum dash based semiconductor lasers operating at  $1.55\mu\text{m}$ ", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 15, No. (3), pp. 764-773, (2009).

[P27] **F. Grillot**, C.-Y. Lin, N. A. Naderi, M. Pochet and L. F. Lester, "Optical feedback instabilities in a monolithic InAs/GaAs quantum dot passively mode-locked laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 94, No. (15), pp. 153503, (2009).

[P26] D. Zhou, R. Piron, M. Dontabactouny, O. Dehaese, **F. Grillot**, T. Batte, K. Tavernier, J. Even and S. Loualiche, "Low threshold current density of InAs quantum dash laser on InP(100) through optimizing double cap technique", *Applied Physics Letters*, Vol. 94, No. (8), pp. 081107, (2009).

[P25] D. Zhou, R. Piron, M. Dontabactouny, O. Dehaese, **F. Grillot**, T. Batte, K. Tavernier, J. Even and S. Loualiche, "Low threshold current density InAs quantum dash lasers on InP(100) grown by molecular beam epitaxy", *Electronics Letters*, Vol. 45, No. (1), pp. 50-51, (2009).

[P24] **F. Grillot**, N. A. Naderi, M. Pochet, C.-Y. Lin and L. F. Lester, "Variation of the feedback sensitivity in a  $1.55\mu\text{m}$  InAs/InP quantum-dash Fabry-Perot semiconductor laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 93, No. (19), pp. 191108, (2008).

[P23] D. Zhou, R. Piron, **F. Grillot**, O. Dehaese, E. Homeyer, M. Dontabactouny, T. Batte, K. Tavernier, J. Even, and S. Loualiche, "Study of the characteristics of  $1.55\mu\text{m}$  quantum dash/dot semiconductor lasers on InP substrate", *Applied Physics Letters*, Vol. 93, No. (16), pp. 161104, (2008).

[P22] **F. Grillot**, B. Dagens, J. G. Provost, H. Su and L. F. Lester, "Gain compression and above threshold linewidth enhancement factor in  $1.3\mu\text{m}$  InAs/GaAs quantum dot lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 44, No. (10), pp. 946-951, (2008).

[P21] A. Martinez, K. Merghem, S. Bouchoule, G. Moreau, A. Ramdane, J.-G. Provost, F. Alexandre, **F. Grillot**, O. Dehaese, R. Piron and S. Loualiche, "Dynamic properties of InAs/InP(311B) quantum dot Fabry-Perot lasers emitting at  $1.52\mu\text{m}$ ", *Applied Physics Letters*, Vol. 93, No. (2), pp. 021101, (2008).

[P20] K. Veselinov, **F. Grillot**, M. Gioannini, I. Montrosset, E. Homeyer, R. Piron, J. Even, A. Bekiarski, S. Loualiche, "Lasing spectra of  $1.55\mu\text{m}$  InAs/InP quantum dot lasers : theoretical analysis and comparison with the experiments", *Optical and Quantum Electronics*, Vol. 40, No. (2-4), pp. 227-237, (2008).

[P19] **F. Grillot**, L. Vivien, E. Cassan and S. Laval, "Influence of waveguide geometry on scattering loss effects in submicron strip SOI waveguides", *IET Optoelectronics*, Vol. 2, No. (1), pp. 1-5, (2008).

[P18] G. Moreau, K. Merghem, A. Martinez, S. Bouchoule and A. Ramdane, **F. Grillot**, R.

- Piron, O. Dehaese, E. Homeyer, K. Tavernier and S. Loualiche, P. Berdaguer and F. Pommereau, "Demonstration of  $1.51\mu\text{m}$  InAs/InP(311)B quantum dot single-mode laser operating under continuous", *IET Optoelectronics*, Vol. 1, No. (6), pp. 255-258, (2007).
- [P17] N. F. Massé, I. P. Marko, A. R. Adams, and S. J. Sweeney, E. Homeyer, 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", *Applied Physics Letters*, Vol. 91, No. (13), pp. 131113, (2007).
- [P16] E. Homeyer, R. Piron, **F. Grillot**, O. Dehaese, K. Tavernier, E. Macé, J. Even, A. Le Corre and S. Loualiche, "Demonstration of a low threshold current in  $1.54\mu\text{m}$  InAs/InP(311)B quantum dot laser with reduced quantum dot stacks", *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 46, No. (10), pp. 6903- 6905, (2007).
- [P15] K. Veselinov, F. Grillot, C. Cornet, J. Even, A. Bekiarski, M. Gioannini, and S. Loualiche, "Analysis of the double laser emission occurring in  $1.55\mu\text{m}$  InAs-InP (113)B quantum dot lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 43, No. (9), pp. 810-816, (2007).
- [P14] S. Azouigui, B. Dagens, F. Lelarge, J. G. Provost, A. Accard, **F. Grillot**, A. Martinez, Q. Zou and A. Ramdane, "Tolerance to optical feedback of 10-Gb/s quantum dash based lasers emitting at  $1.51\mu\text{m}$ ", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 19, No. (15), pp. 1181-1183, (2007).
- [P13] E. Homeyer, R. Piron, **F. Grillot**, O. Dehaese, K. Tavernier, E. Macé, A. Le Corre, and S. Loualiche, "First demonstration of a 1520 nm RT InAs/InP(311)B laser with an active zone based on a single QD layer", *Semiconductor Science and Technology*, Vol. 22, No. (7), pp. 827-830, (2007).
- [P12] G. Moreau, K. Merghem, A. Martinez, S. Bouchoule and A. Ramdane, **F. Grillot**, R. Piron, O. Dehaese, E. Homeyer, K. Tavernier and S. Loualiche, P. Berdaguer and F. Pommereau, "1516 nm room temperature CW operation of a quantum dot InAs/InP(311)B single-mode laser", *Electronics Letters*, Vol. 43, No. (10), pp. 571-572, (2007).
- [P11] L. Vivien, D. Pascal, S. Lardenois, D. Marris-Morini, E. Cassan, **F. Grillot**, S. Laval, J.M. Fédéli, L. El Melhaoui, "Light injection in SOI microwaveguides using high-efficiency grating couplers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 24, No. (10), pp. 3810-3815, (2006).
- [P10] K. Veselinov, **F. Grillot**, A. Bekiarski and S. Loualiche, "Modelling of the two-state lasing and the turn-on delay in  $1.55\mu\text{m}$  InAs/InP(113)B quantum dot lasers", *IET Optoelectronics*, Vol. 153, No. (6), pp. 308-311, (2006).
- [P9] 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", *Journal of Optical and Quantum Electronics*, Vol. 38, No. (4-6), pp. 369-379, (2006).
- [P8] **F. Grillot**, L. Vivien, S. Laval and E. Cassan, "Propagation loss in single-mode ultra-small square silicon-on-insulator optical waveguides", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 24, No. (2), pp. 891-896, (2006).
- [P7] L. Vivien, **F. Grillot**, E. Cassan, D. Pascal, S. Lardenois, A. Lupu, S. Laval, M. Heitzmann and J. M. Fédéli, "Comparison between strip and rib SOI microwaveguides for intra-chip light distribution", *Optical Materials*, Vol. 27, No. (5), pp. 756-762, (2005).
- [P6] **F. Grillot**, G. H. Duan and B. Thedrez, "Feedback sensitivity and coherence collapse threshold of semiconductor DFB lasers with complex structures", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 40, No. (3), pp. 231-240, (2004).
- [P5] **F. Grillot**, L. Vivien, S. Laval, D. Pascal and E. Cassan, "Size influence on the propa-

gation loss induced by side-wall roughness in ultra-small SOI waveguides", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 16, No. (7), pp. 1661-1663, (2004).

[P4] **F. Grillot**, B. Thedrez, V. Voiriot and J. L. Lafrayette, "Coherence collapse threshold of 1.3 $\mu$ m semiconductor DFB lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 15, No. (1), pp. 9-11, (2003).

[P3] **F. Grillot**, B. Thedrez, F. Mallecot, C. Chaumont, S. Hubert, M. F. Martineau, A. Pinquier, "Analysis, Fabrication and Characterization of 1.55 $\mu$ m Selection-Free Tapered Stripe DFB Lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14, No. (8), pp. 1040-1042, (2002).

[P2] **F. Grillot**, B. Thedrez, J. Py, O. Gauthier-Lafaye, V. Voiriot and J. L. Lafrayette, "2.5-Gbit/s transmission characteristics of 1.3 $\mu$ m DFB lasers with external optical feedback", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14, No. (1), pp. 101-103, (2002).

[P1] L. Salomon, **F. Grillot**, A. V. Zayats and F. de Fornel, "Near-field distribution of optical transmission of periodic sub-wavelength holes in a metal Film", *Physical Review Letters*, Vol. 86, No. (6), pp. 1110-1113, (2001).

### 1.4.2 Conférences internationales avec actes

[CI48] K. Kechaou, B. Thedrez, **F. Grillot**, G. Aubin, C. Kazmierski, and D. Erasme, "Influence of facet phases on adiabatic chirp behavior of index-coupled distributed-feedback lasers", *The 25th Photonics Society Meeting*, Burlingame, USA, (2012).

[CI47] C. Weng, **F. Grillot**, and J. Even, "Modelling the gain compression effects on semiconductor quantum-dot laser through a new modulation transfer function", *The 25th Photonics Society Meeting*, Burlingame, USA, (2012).

[CI46] K. Klaime, R. Piron, C. Paranthoen, T. Batte, **F. Grillot**, O. Dehaese, S. Loualiche, A. Le Corre, R. Rosales, K. Merghem, A. Martinez, and A. Ramdane, "20 GHz to 83 GHz Single section InAs/InP quantum dot mode-locked lasers grown on (001) misoriented substrate", *The 24th Conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM)*, Santa Barbara, USA, (2012).

[CI45] C. Wang, **F. Grillot** and J. Even, "Carrier escape from ground state and non-zero resonance frequency at low bias powers for semiconductor quantum-dot lasers", *SPIE Photonics Europe*, Brussels, Belgium, (2012).

[CI44] H. Vallon, J.-P. Courson, L. Laval and **F. Grillot**, "Spatial telecommunications antennas behavior in presence of plasma thrusters", *SPIE Defense, Security and Sensing*, Baltimore, USA, (2012).

[CI43] **F. Grillot**, J. G. Provost, K. Kechaou, B. Thedrez and D. Erasme, "Frequency chirp stabilization in semiconductor distributed feedback lasers with external control", *SPIE Photonics West*, San Francisco, USA, (2012).

[CI42] R. Raghunathan, M. Crowley, **F. Grillot**, V. Kovanis and L. F. Lester, "Direct characterization of carrier relaxation in a passively mode-locked quantum dot laser", *The 24th Photonics Society Meeting*, Arlington, USA, (2011).

[CI41] N. A. Naderi, **F. Grillot**, V. Kovanis, and L. F. Lester, "Simultaneous low linewidth enhancement factor and high bandwidth quantum dash injection-locked laser", *The 24th Photonics Society Meeting*, Arlington, USA, (2011).

[CI40] **F. Grillot**, N. A. Naderi, J. Wright, N. Rahimi, R. Raghunathan, M. Crowley and L. F. Lester, "Dual-mode quantum dot laser operating in the excited state", *The 24th Photonics Society Meeting*, Arlington, USA, (2011).

- [CI39] **F. Grillot** and N. Dubey, "Influence of the linewidth enhancement factor on the modulation response of a nanostructure based semiconductor laser operating under external optical feedback", *SPIE Photonics West*, San Francisco, USA, (2011).
- [CI38] N. A. Naderi, M. C. Pochet, **F. Grillot**, A. Shirkhoshidian, V. Kovanis, L. F. Lester, "Manipulation of the linewidth enhancement factor in an injection-locked quantum dash Fabry-Perot laser at 1550 nm", *The 23rd Photonics Society Annual Meeting*, Denver, USA, (2010).
- [CI37] **F. Grillot**, N. A. Naderi, C.-Y. Lin, K. Yang, A. Gin, A. Shirkhoshidian and L. F. Lester, "Two-color quantum dot DFB laser for terahertz applications", *The 23rd Photonics Society Annual Meeting*, Denver, USA, (2010).
- [CI36] J. G. Provost and **F. Grillot**, "Measuring the linewidth enhancement factor of optoelectronics devices based on a Mach-Zender interferometer", *The 23rd Photonics Society Annual Meeting*, Denver, USA, (2010).
- [CI35] C.-Y. Lin, **F. Grillot**, Y. Li, R. Raghunathan, and L. F. Lester, "Characterization of timing jitter in a quantum dot passively mode-locked laser at low offset frequency", *The 23rd Photonics Society Annual Meeting*, Denver, USA, (2010).
- [CI34] H. Nong, M. Gicquel, L. Bramerie, **F. Grillot**, M. Perrin, H. Folliot, B. Liang, D. L. Huffaker, S. Loualiche, "High-bit-rate pump-probe experiments on bundled single-walled carbon nanotubes for 1.55 $\mu$ m telecom signal regeneration", *Conference on Laser and Electro-Optics (CLEO)*, San Jose, USA, (2010).
- [CI33] C.-Y. Lin, **F. Grillot**, N.A. Naderi, Y. Li, L. F. Lester, "Ultra-low RF linewidth in a quantum dot mode locked laser under external optical feedback stabilization", *Conference on Laser and Electro-Optics (CLEO)*, San Jose, USA, (2010).
- [CI32] J. Even, **F. Grillot**, K. Veselinov, R. Piron, C. Cornet, F. Doré, L. Pedesseau, A. Le Corre, S. Loualiche, P. Miska, X. Marie, M. Gioannini and I. Montrosset, "Analysis of carriers dynamics and laser emission in 1.55 $\mu$ m InAs/InP(113)B quantum dot lasers", *SPIE Photonics Europe*, Brussels, Belgium, (2010).
- [CI31] M. Dontabactouny, C. Rosenberg, E. Semenova, D. Larsson, K. Yvind, R. Piron, **F. Grillot**, O. Dehaese, S. Loualiche and A. Le Corre, "10 GHz 1.59 $\mu$ m quantum dash passively mode-locked two-section lasers", *SPIE Photonics Europe*, Brussels, Belgium, (2010).
- [CI30] N. Bertru, C. Paranthoen, O. Dehaese, H. Folliot, A. Le Corre, R. Piron, **F. Grillot**, W. Lu, J. Even, G. Elias, C. Levallois, S. Loualiche, M. Bozkurt, J. Ulloa, P. Koenraad, A. Ponchet, "QD laser on InP substrate for 1.55 $\mu$ m emission and beyond", *SPIE Photonics West*, San Francisco, USA, (2010).
- [CI29] J. F. Hayau, P. Besnard, O. Dehaese, **F. Grillot**, M. Dontabouctouny, R. Piron, S. Loualiche, A. Martinez, K. Merghem, A. Ramdane, "Effect of the wetting layer on intensity noise in quantum dot laser", *European Conference on Optical Communications (ECOC)*, Wien, Austria, (2009).
- [CI28] J.F. Hayau, O. Vaudel, P. Besnard, F. Lelarge, B. Rousseau, L. Le Gouezigou, F. Pommerau, F. Poingt, O. Le Gouezigou, A. Shen, G. H. Duan, O. Dehaese, **F. Grillot**, R. Piron, S. Loualiche, A. Martinez, K. Merghem and A. Ramdane, "Optical injection of quantum dot and quantum dash semiconductor lasers", *Conference on Laser and Electro-Optics Europe (CLEO Europe)*, Munich, Germany, (2009).
- [CI27] **F. Grillot**, C.-Y. Lin, N. A. Naderi, M. Pochet, and L. F. Lester, "Effects of Optical feedback in InAs/GaAs monolithic quantum dot passively mode-locked lasers", *Conference on Laser and Electro-Optics (CLEO)*, Baltimore, USA, (2009).

- [CI26] **F. Grillot**, N. A. Naderi, M. Pochet, C.-Y. Lin, and L. F. Lester, "Influence of the linewidth enhancement factor on the critical feedback level in a quantum dash laser", *Conference on Laser and Electro-Optics (CLEO)*, Baltimore, USA, (2009).
- [CI25] M. Pochet, N. A. Naderi, **F. Grillot**, N. Terry, V. Kovanis, and L. F. Lester, "Methods for improved 3- dB bandwidth in an injection-Locked quantum dash Fabry-Perot laser at 1550 nm", *Conference on Laser and Electro-Optics (CLEO)*, Baltimore, USA, (2009).
- [CI24] N. A. Naderi, M. C. Pochet, **F. Grillot**, Y. Li and L. F. Lester, "Temperature effects on the modulation response of an injection-locked InAs/InP quantum dash laser", *The 21st Conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM)*, Newport Beach, USA, (2009).
- [CI23] D. Zhou, R. Piron, M. Dontabactouny, O. Dehaese, **F. Grillot**, T. Batte, K. Tavernier, J. Even, and S. Loualiche, "Low threshold current density of InAs quantum dash laser on InP(100) through optimizing double cap technique", *Euro MBE Conference*, Zakopane, Poland, (2009).
- [CI22] **F. Grillot**, N. A. Naderi, M. C. Pochet, C.-Y. Lin, L. F. Lester, "Systematic investigation of the alpha parameter influence on the critical feedback level in QD lasers", *SPIE Photonics West*, San Jose, USA, (2009).
- [CI21] M. C. Pochet, N. A. Naderi, **F. Grillot**, N. B. Terry, V. I. Kovanis, L. F. Lester, "Analysis of the modulation response of an injection locked quantum-dash Fabry Perot laser at 1.55 $\mu\text{m}$ ", *SPIE Photonics West*, San Jose, USA, (2009).
- [CI20] **F. Grillot**, K. Veselinov, M. Gioannini, R. Piron, E. Homeyer, J. Even, S. Loualiche, I. Montrosset, "Theoretical analysis of 1.55 $\mu\text{m}$  InAs/InP(311B) quantum dot lasers based on a multi-population rate equation model", *SPIE Photonics West*, San Jose, USA, (2009).
- [CI19] N. A. Naderi, M. Pochet, **F. Grillot**, N. Terry, V. Kovanis, L. F. Lester, "Extraction of operating parameters from an injection-locked quantum dash Fabry-Perot laser at 1.55 $\mu\text{m}$ ", *The 21st LEOS Annual Meeting*, Newport Beach, USA, (2008).
- [CI18] **F. Grillot**, A. Martinez, K. Merghem, J. G. Provost, F. Alexandre, R. Piron, O. Dehaese, S. Loualiche, L. F. Lester and A. Ramdane, "Stable above-threshold linewidth enhancement factor in a 1.52 $\mu\text{m}$  InAs/InP(311B) quantum dot laser", *The 21st LEOS Annual Meeting*, Newport Beach, USA, (2008).
- [CI17] **F. Grillot**, N. A. Naderi, M. Pochet, C.-Y. Lin and L. F. Lester, "Variation of the critical feedback level in a 1550nm quantum dash Fabry-Perot semiconductor laser", *The 21st LEOS Annual Meeting*, Newport Beach, USA (2008).
- [CI16] A. Martinez, K. Merghem, J. G. Provost, S. Bouchoule, F. Martin, G. Moreau, **F. Grillot**, R. Piron, O. Dehaese, K. Tavernier, S. Loualiche and A. Ramdane, "Dynamic properties of InAs/InP(311)B quantum dot Lasers emitting at 1.52 $\mu\text{m}$ ", *The International Semiconductor Laser Conference*, Sorrento, Italy, (2008).
- [CI15] D. Zhou, R. Piron, **F. Grillot**, O. Dehaese, E. Homeyer, M. Dontabactouny, T. Batte, K. Tavernier, J. Even and S. Loualiche, "Effect of stack number on the threshold current density in quantum dash/dot lasers", *The 20th Conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM)*, Versailles, France, (2008).
- [CI14] A. Villafranca, J. Lasobras, I. Garcés, G. Giuliani, S. Donati, M. Chacinski, R. Schatz, C. Kouloumentas, D. Klondis, I. Tomkos, P. Landais, R. Escorihuela, J. Rorison, J. Pozo, A. Fiore, P. Moreno, M. Rossetti, W. Elsasser, J. Von Staden, G. Huyet, M. Saarinen, M. Pessa, P. Leinonen, V. Vilokkinen, M. Sciamanna, J. Danckaert, K. Panajotov, T. Fordell, A. Lindberg, J.-F. Hayau, J. Poette, P. Besnard, and **F. Grillot**, "Linewidth Enhancement

Factor of Semiconductor Lasers : Results from Round-Robin Measurements in COST 288", *Lasers and Electro-Optics and the International Quantum Electronics Conference (CLEO-IQEC)*, Baltimore, USA, (2007).

[CI13] G. Giuliani, S. Donati, A. Villafranca, J. Lasobras, I. Garces, M. Chacinski, R. Schatz, C. Kouloumentas, D. Klonidis, I. Tomkos, P. Landais, R. Escorihuela, J. Rorison, J. Pozo, A. Fiore, P. Moreno, M. Rossetti, W. Elsasser, J. Von Staden, G. Huyet, M. Saarinen, M. Pessa, P. Leinonen, V. Vilokkinen, M. Sciamanna, J. Danckaert, K. Panajotov, T. Fordell, A. Lindberg, J.F. Hayau, J. Poette, P. Besnard, **F. Grillot**, M. Pereira, R. Nelander, A. Wacker, A. Tredicucci, R. Green, "Round-Robin Measurements of Linewidth Enhancement Factor of Semiconductor Lasers in COST 288 Action", *Lasers and Electro-Optics and the International Quantum Electronics Conference (CLEO-IQEC), European Conference*, Munich, Germany, (2007).

[CI12] S. Azouigui, B. Dagens, F. Lelarge, J. G. Provost, A. Accard, **F. Grillot**, A. Martinez, Q. Zou, A. Ramdane, "InAs/InP quantum dash based lasers for 10 Gbps isolator-free operation at  $1.55\mu\text{m}$ ", *19th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM)*, Matsue, Japan, (2007).

[CI11] S. Azouigui, B. Dagens, F. Lelarge, J. G. Provost, A. Accard, **F. Grillot**, A. Martinez, Q. Zou, A. Ramdane, "Tolerance to optical feedback of 10 Gbps quantum dash based lasers emitting at  $1.55\mu\text{m}$ ", *Optical Fiber Conference (OFC)*, Anaheim, USA, (2007).

[CI10] E. Homeyer, R. Piron, **F. Grillot**, C. Paranthoën, O. Dehaese, A. Le Corre, K. Tavernier and S. Loualiche, "Ultra-low threshold at room temperature on  $1.55\mu\text{m}$  InAs/InP(113)B laser with an active zone based on a single quantum dot layer", *19th IEEE LEOS Annual Meeting*, Montreal, Canada, (2006).

[CI9] **F. Grillot** and B. Thédrez, "Facet phase effects on the onset of the coherence collapse threshold of  $1.55\mu\text{m}$  AR/HR distributed feedback semiconductor lasers", *SPIE Photonics Europe*, Strasbourg, France, (2006).

[CI8] L. Vivien, **F. Grillot**, E. Cassan, D. Pascal, S. Lardenois, A. Lupu and S. Laval, "Comparison of strip and rib SOI microwaveguides for intra-chip light distribution", *European Materials Research Society Spring Meeting*, Strasbourg, France, (2004).

[CI7] **F. Grillot**, L. Vivien, S. Laval, D. Pascal and E. Cassan, "Polarization influence on the sensitivity to side-wall roughness in ultra-small square SOI waveguides", *Frontiers in Optics OSA Conference*, Rochester, USA, (2004).

[CI6] B. Riou, N. Trenado, **F. Grillot**, F. Mallecot, V. Colson, M. F. Martineau, B. Thédrez, L. Silvestre, D. Meichenin, K. Merghem and A. Ramdane, "High performance strained-layer InGaAsP/InP laser with low linewidth enhancement factor over 30 nm", *European Conference on Optical Communication (ECOC)*, Rimini, Italy, (2003).

[CI5] F. Mallécot, **F. Grillot**, B. Thédrez, C. Chaumont, S. Hubert, M. F. Martineau, A. Piquier, J. Py, L. Roux., "Selection-free WDM DFB lasers for STM16 applications", *Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, Anaheim, USA, (2002).

[CI4] **F. Grillot**, B. Thédrez, O. Gauthier-Lafaye, J. Py, M. F. Martineau, J. L. Lafragette, J. L. Gentner and L. Silvestre, "2.5Gbit/s  $85^\circ\text{C}$  floor-free operation of  $1.3\mu\text{m}$  DFB lasers under external optical feedback for different reflection distances", *European Conference on Optical Communications (ECOC)*, Copenhagen, Denmark, (2002).

[CI3] B. Thédrez, O. Gauthier-Lafaye, **F. Grillot**, V. Voiriot, J.- L. Lafragette, J.-L. Gentner, B. Fernier, J. Py, L. Silvestre, "1.3- $\mu\text{m}$  tapered DFB lasers for isolator-free 2.5 Gbit/s all-optical networks", *Optical Fiber Communication Conference (OFC)*, Anaheim, USA, (2001).

- [CI2] L. Salomon, **F. Grillot**, F. de Fornel and A. V. Zayats, "Optical transmission of a metal film with periodic subwavelength holes : a near-field view", *Quantum Electronics and Laser Science Conference (CLEO)*, Baltimore, USA, (2001).
- [CI1] B. Thédrez, V. Voiriot, S. Hubert, J. L. Lafragette, L. Roux, **F. Grillot**, J. L. Gentner, B. Fernier, "New WDM DFB laser structure for facet phase-free uniform performances", *The International Semiconductor Laser Conference*, Monterey, USA, (2000).

### 1.4.3 Conférences et workshops internationaux sans actes

- [CW44] **F. Grillot**, "Modeling the injection-locking behavior of quantum cascade lasers", *International Symposium on Physics and Applications of Laser Dynamics*, Tainan City, Taiwan, (2012).
- [CW43] C. Weng, **F. Grillot**, and J. Even, "Controlling the pre-resonance frequency dip in the modulation response of injection-locked quantum dot lasers", *International Workshop on Nonlinear Dynamics in Semiconductor Lasers*, Berlin, Germany, (2012).
- [CW42] **F. Grillot**, "Non-linear dynamics in quantum dot photonic circuits : From optically injected to passively mode locked lasers", *International Workshop on Nonlinear Dynamics in Semiconductor Lasers*, Berlin, Germany, (2012).
- [CW41] P. Kumar and **F. Grillot**, "Control of dynamical instability in semiconductor quantum nanostructures diode lasers : role of phase-amplitude coupling", *7th National Conference on Nonlinear Systems and Dynamics*, Pune, India, (2012).
- [CW40] K. Kechaou, B. Thédrez, **F. Grillot** and D. Erasme, "Facet phase's influence on adiabatic chirp and transmission penalty for index-coupled distributed-feedback lasers", *Advanced Electromagnetics Symposium*, Paris, France, (2012).
- [CW39] C. Wang, **F. Grillot** and J. Even, "Modulation response of semiconductor quantum dot lasers", *Semiconductor and Integrated Optoelectronics (SIOE)*, Cardiff, Wales, (2012).
- [CW38] **F. Grillot** and P. Gallion, "Modeling injection-locked quantum nanostructure semiconductor lasers for ultra-broadband applications", *Semiconductor and Integrated Optoelectronics (SIOE)*, Cardiff, Wales, (2012).
- [CW37] R. Raghunathan, **F. Grillot**, M. T. Crowley, V. Kovanis, N. G. Usechak and L. F. Lester, "Enhanced temperature performance of a quantum dot nanostructure mode-locked laser operating under external control", *Semiconductor and Integrated Optoelectronics (SIOE)*, Cardiff, Wales, (2012).
- [CW36] **F. Grillot**, N. A. Naderi, C.-Y. Lin and L. F. Lester, "External control in semiconductor quantum nanostructure lasers for future integrated photonic devices", *International Photonics Conference*, Tainan, Taiwan, (2011).
- [CW35] P. Kumar and **F. Grillot**, "Phase-amplitude coupling factor induced multistability near phase-flip bifurcation regimes in mutually delay-coupled diode lasers", *Workshop on Laser Dynamics and Nonlinear Photonics*, Colonia del Sacramento, Uruguay, (2011).
- [CW34] C.-Y. Lin, **F. Grillot**, N.A. Naderi, Y. Li, J.H. Kim, C.G. Christodoulou and L.F. Lester, "Performance of a quantum dot passively mode-locked laser under optical feedback and temperature control", *IEEE Lester Eastman Conference*, Rensselaer Polytechnic Institute, USA, (2010).
- [CW33] C.-Y. Lin, **F. Grillot**, N. A. Naderi, Y. Li and L. F. Lester, "Ultra-low RF linewidth stabilization in an InAs/GaSb quantum dot passively mode-locked laser subject to external optical feedback", *Semiconductor and Integrated Optoelectronics (SIOE)*, Cardiff,

Wales, (2010).

[CW32] M. Dontabactouny, C. Rosenberg, E. Semenova, D. Larsson, K. Yvind, R. Piron, **F. Grillot**, O. Dehaese, S. Loualiche and A. Le Corre, "Monolithic  $1.59\mu\text{m}$  InAs/InP quantum dash passively mode-locked lasers", *Semiconductor and Integrated Optoelectronics (SIOE)*, Cardiff, Wales, (2010).

[CW31] M. Gicquel, H. Nong, C. Levallois, **F. Grillot**, P. Turban, A. Moréac, Y. J. Dappe, A. Maalouf, R. Fleurier, S. Loualiche, "Ultrafast optical switch based on bundled carbon nanotubes", *2<sup>nd</sup> Rennes-Sendai Joint Workshop on Advanced Materials and Devices*, Sendai, Japan, (2009).

[CW30] M. Gicquel, H. Nong, C. Levallois, **F. Grillot**, S. Loualiche, L. Bramerie, A. Maalouf, D. Bosc, J. C. Simon, P. Turban, A. Moréac, R. Fleurier, "Exploiring optical properties of carbon nanotubes in bundles for high-bit-rate telecommunications applications", *Annual Meeting of the GDR-IGNT, Science and Applications of Graphene and Nanotubes*, Comaruga, Spain, (2009).

[CW29] **F. Grillot** and N. K. Dubey, "Influence of the linewidth enhancement factor on the modulation response of a quantum dot laser under optical feedback", *European Semiconductor Laser Workshop (ESLW)*, Wien, Austria, (2009).

[CW28] **F. Grillot**, N. A. Naderi, M. C. Pochet, C.-Y. Lin, P. Besnard and L. F. Lester, "Tuning of the critical feedback level in  $1.5\mu\text{m}$  quantum dot semiconductor lasers", *Semiconductor and Integrated Optoelectronics (SIOE)*, Cardiff, Wales, (2009).

[CW27] D. Zhou, R. Piron, M. Dontabactouny, E. Homeyer, O. Dehaese, T. Batte, **F. Grillot**, K. Tavernier, J. Even, S. Loualiche, "Effect of stack numbers on threshold current density in quantum dash/dot lasers", *Trends in Nanotechnologies Conference (TNT)*, Oviedo, Spain, (2008).

[CW26] 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  $1.55\mu\text{m}$  optical telecommunications : effect of stack numbers on threshold current density", *International Workshop on Semiconductor Quantum Dot Devices and Applications (SQDA)*, Rennes, France, (2008).

[CW25] R. Piron, D. Zhou, M. Dontabactouny, O. Dehaese, T. Batte, K. Tavernier, **F. Grillot**, A. Le Corre, S. Loualiche, " $1.55\mu\text{m}$  Room-temperature continuous wave operation of InAs/InP (100) quantum dash ridge lasers", *International Workshop on Semiconductor Quantum Dot Devices and Applications (SQDA)*, Rennes, France, (2008).

[CW24] 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, G. H. Duan, "Comparative study of intensity noise in quantum dash and quantum dot lasers", *International Workshop on Semiconductor Quantum Dot Devices and Applications (SQDA)*, Rennes, France, (2008).

[CW23] A. Martinez, K. Merghem, S. Bouchoule, G. Moreau, A. Ramdane, J. G. Provost, F. Alexandre, R. Piron, D. Zhou, **F. Grillot**, O. Dehaese, S. Loualiche, "Dynamic properties of InAs/InP(311)B Quantum dot Fabry-Perot lasers emitting at  $1.52\mu\text{m}$ ", *ePIXnet Annual Meeting*, Eindhoven, The Netherlands, (2008).

[CW22] N. Massé, E. Homeyer, O. Dehaese, R. Piron, **F. Grillot**, S. Loualiche, A. Adams and S. Sweeney, "Thermal properties of  $1.5\mu\text{m}$  InAs/InP quantum dot lasers", *European Semiconductor Laser Workshop (ESLW)*, Berlin, Germany, (2007).

[CW21] G. Moreau, A. Martinez, K. Merghem, S. Guilet, S. Bouchoule, A. Ramdane, J.F.

- Hayau, J. Poëtte, V. Roncin, P. Besnard, R. Piron, **F. Grillot**, O. Dehaese, E. Homeyer, S. Loualiche, "Static and dynamic characterizations of  $1.51\mu\text{m}$  InAs/InP(311B) QD single mode laser", *ePIXnet Annual Meeting*, Valencia, Spain, (2007).
- [CW20] K. Veselinov, M. Gioannini, A. Bekiarski, J. Even, **F. Grillot** and S. Loualiche, "Impact of the ground state and excited state coupling effect on the InAs/InP(113)B QD laser gain", *International Workshop on Long Wavelength Quantum Dot based Devices and Applications (LWQDA)*, Rennes, France, (2007).
- [CW19] E. Homeyer, R. Piron, **F. Grillot**, O. Dehaese, K. Tavernier, E. Macé, J. Even, A. Le Corre, S. Loualiche, "Comparative study of single- and double-capped InAs/InP(311)B QD lasers : effects on lasing characteristics", *International Workshop on Long Wavelength Quantum Dot based Devices and Applications (LWQDA)*, Rennes, France, (2007).
- [CW18] K. Veselinov, M. Gioannini, I. Montrosset, J. Even, **F. Grillot**, A. Bekiarski and S. Loualiche, "Lasing spectra of  $1.55\mu\text{m}$  InAs/InP quantum dot lasers : theoretical analysis and comparison with the experiments", *International Workshop on PHysics and Applications of Semiconductor LASERS (PHASE)*, Metz, France, (2007).
- [CW17] G. Moreau, K. Merghem, A. Martinez, S. Bouchoule, A. Ramdane, R. Piron, **F. Grillot**, O. Dehaese, E. Homeyer, K. Tavernier, S. Loualiche, P. Berdaguer and F. Pommereau, "Demonstration of a  $1.51\mu\text{m}$  InAs/InP(311)B single-mode QD laser operating under continuous waves", *Semiconductor and Integrated Optoelectronics (SIOE)*, Cardiff, Wales, (2007).
- [CW16] N. Massé, E. Homeyer, O. Dehaese, R. Piron, **F. Grillot**, S. Loualiche, A. R. Adams and S. J. Sweeney, "Recombination processes in  $1.5\mu\text{m}$  InAs/InP quantum dot lasers", *Semiconductor and Integrated Optoelectronics (SIOE)*, Cardiff, Wales, (2007).
- [CW15] E. Homeyer, R. Piron, **F. Grillot**, O. Dehaese, C. Paranthoën, K. Tavernier, A. Le Corre and S. Loualiche, "Recent progress in QD broad area lasers", *ePIXnet Annual Meeting*, Lausanne, Switzerland, (2006).
- [CW14] G. Moreau, K. Merghem, A. Martinez, S. Bouchoule, A. Ramdane, O. Dehaese, R. Piron, E. Homeyer, L. Joulaud, **F. Grillot** and S. Loualiche, InAs/InP(311)B Quantum Dot Single Mode Lasers emitting at  $1.52\mu\text{m}$ , *ePIXnet Annual Meeting*, Lausanne, Switzerland, (2006).
- [CW13] S. Azouigui, B. Dagens, F. Lelarge, J. G. Provost, A. Accard, **F. Grillot**, A. Martinez, Q. Zou, A. Ramdane, "Tolerance to optical feedback of 10Gbps InP quantum-dash lasers emitting at  $1.55\mu\text{m}$ ", *Workshop on Self-Organisation Controlled Functionality of Novel Nanodevices*, Berlin, Germany, (2006).
- [CW12] E. Homeyer, R. Piron, **F. Grillot**, J. Even, C. Paranthoën, O. Dehaese, A. Le Corre, K. Tavernier and S. Loualiche, "Influence of the number of quantum dots stacks on the threshold current density of  $1.55\mu\text{m}$  InAs/InP(311)B semiconductor lasers", *European Semiconductor Laser Workshop (ESLW)*, Nice, France, (2006).
- [CW11] K. Veselinov, **F. Grillot**, A. Bekiarski, J. Even and S. Loualiche, "Numerical modelling of the two-state lasing in  $1.55\mu\text{m}$  InAs/InP(113)B quantum dot lasers for optical telecommunications", *International Scientific Conference on Information Communication and Energy Systems and Technologies, Faculty of Communications and Communication Technologies*, Sofia, Bulgaria, (2006).
- [CW10] K. Veselinov, **F. Grillot**, A. Bekiarski and S. Loualiche, "Modelling of the two-state lasing and the turn-on delay in  $1.55\mu\text{m}$  InAs/InP (113)B quantum dot lasers", *Semiconductor and Integrated Optoelectronics (SIOE)*, Cardiff, Wales, (2006).
- [CW9] P. Caroff, E. Homeyer, C. Paranthoën, R. Piron, **F. Grillot**, O. Dehaese, L. Joulaud,

- K. Tavernier, A. Le Corre and S. Loualiche, "Ultra-low threshold current density in  $1.55\mu\text{m}$  InAs quantum dot lasers grown on InP", *International Workshop on Semiconductor Quantum Dot based Devices and Applications*, Paris, France, (2006).
- [CW8] L. Joulaud, C. Paranthoën, E. Homeyer, R. Piron, **F. Grillot**, P. Caroff, O. Dehaese, A. Le Corre and S. Loualiche, "Performances of InAs/InP quantum dot and quantum dash lasers", *International Workshop on Semiconductor Quantum Dot based Devices and Applications*, Paris, France, (2006).
- [CW7] K. Veselinov, **F. Grillot**, J. Even and S. Loualiche, "Numerical modelling of the two-state lasing in  $1.55\mu\text{m}$  (113)B InAs/InP quantum dot lasers", *International Workshop on Semiconductor Quantum Dot based Devices and Applications*, Paris, France, (2006).
- [CW6] P. Miska, K. Veselinov, **F. Grillot**, J. Even, C. Platz, C. Cornet, C. Paranthoën, N. Bertru, C. Labbé, O. Dehaese, H. Folliot, A. Le Corre, S. Loualiche, G. Moreau, J. C. Simon, X. Marie and A. Ramdane, "Carrier dynamics and saturation effect in (311)B InAs/InP quantum dot lasers", *International Workshop on PHysics and Applications of SEMiconductor LASERS (PHASE)*, Metz, France, (2005).
- [CW5] **F. Grillot**, E. Cassan, L. Vivien and S. Laval, "Theoretical investigation of propagation loss in ultra- small square SOI waveguides", *International Workshop on Optical Waveguide Theory and Numerical Modelling (OWTNM)*, Grenoble, France, (2005).
- [CW4] **F. Grillot**, "Low-cost semiconductor lasers for optical telecommunications", *CITSA*, Orlando, Florida, USA, (2005).
- [CW3] **F. Grillot**, L. Vivien, S. Laval, D. Pascal and E. Cassan, "Polarization influence on the sensitivity to side-wall roughness in ultra-small square SOI waveguides", *OSA Conference, Frontiers in Optics*, Rochester, (2004).
- [CW2] **F. Grillot**, L. Vivien, E. Cassan, X. Le Roux, D. Pascal and S. Laval, "Roughness induced propagation loss in ultra-small square SOI waveguide", *International Workshop on Optical Waveguide Theory and Numerical Modelling (OWTNM)*, Ghent, Belgium, (2004).
- [CW1] **F. Grillot**, B. Thédrez and O. Gauthier-Lafaye, "External optical feedback effect on  $1.3\mu\text{m}$  DFB lasers : transmission up to the coherence collapse", *Semiconductor and Integrated Optoelectronics (SIOE)*, Cardiff, Wales, (2002).

#### 1.4.4 Conférences nationales

- [CN17] C. Weng, **F. Grillot** et J. Even, "Nouvelle formulation de la fonction de transfert d'un laser à nanostructures quantiques pour les applications à la modulation haut-débit et aux phénomènes microscopiques non-linéaires", *Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, Lyon, (2012).
- [CN16] **F. Grillot**, K. Kechaou, D. Erasme et P. Gallion, "Dynamique non-linéaire dans les lasers à boîtes quantiques pour les applications à large bandes", *Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, (2012).
- [CN15] K. Kechaou, **F. Grillot**, J.-G. Provost, D. Erasme et B. Thédrez, "Stabilisation de la dérive de fréquence dans les diodes lasers semiconductrices soumises à une force de rappel optique", *Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, Lyon, (2012).
- [CN14] K. Kechaou, D. Erasme, B. Thédrez, **F. Grillot**, G. Aubin et C. Kazmierski, "Modélisation d'un laser modulateur intégré à modulation duale (D-EML)", *Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, Marseille, (2011).
- [CN13] **F. Grillot**, J. G. Provost, K. Kechaou, D. Erasme et B. Thédrez, "Contrôle de la

dérive de fréquence dans les lasers DFB à puits quantiques rétroactionnés optiquement", *Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, Marseille, (2011).

[CN12] **F. Grillot**, "Influence du facteur de couplage phase-amplitude sur la réponse fréquentielle d'un laser à nanostructures quantiques en présence de rétroaction optique externe", *Workshop Lasers et Communications, GDR Ondes*, Paris, (2010).

[CN11] T. Batte, C. Levallois, O. Dehaese, **F. Grillot**, A. Maalouf, M. Dontabactouny, R. Piron, K. Tavernier, K. Klaime, A. Shuaib et P. Rochard, "Caractérisation d'un dépôt multicouches diélectriques par pulvérisation cathodique - application à la réalisation de lasers monomodes à nanostructures quantiques", *Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, Besançon, (2010).

[CN10] J. G. Provost et **F. Grillot**, "Utilisation d'un interféromètre accordable de Mach-Zehnder pour la mesure du facteur de couplage phase-amplitude de dispositifs optoélectroniques", *Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, Besançon, (2010).

[CN9] **F. Grillot**, "Influence du facteur de couplage phase-amplitude sur la réponse fréquentielle d'un laser à nanostructures quantiques en présence de rétroaction optique externe", *Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, Besançon, (2010).

[CN8] 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 et G.H. Duan, "Etude comparative du bruit dans des lasers à boîtes et à bâtonnets quantiques", *Journées Nationales d'Optique Guidée*, Lannion, (2008).

[CN7] E. Homeyer, R. Piron, **F. Grillot**, O. Dehaese, C. Paranthoën, A. Le Corre, S. Loualiche, "Lasers à boîtes quantiques sur InP émettant à  $1.55\mu\text{m}$ ", *Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, Metz, (2006).

[CN6] S. Azouigui, B. Dagens, F. Lelarge, J. G. Provost, A. Accard, **F. Grillot**, A. Martinez, Q. Zou, A. Ramdane, "Forte tolérance à la rétroaction optique des lasers à bâtonnets quantiques InAs/InP émettant à  $1.55\mu\text{m}$ ", *Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, Metz, (2006).

[CN5] **F. Grillot**, "Composants innovants à îlots quantiques pour les télécommunications optiques", *Journées de la Photonique et de l'Optique Moderne (JPOM)*, Lannion, (2006).

[CN4] **F. Grillot**, L. Vivien, S. Laval, E. Cassan, D. Pascal, "Modélisation de la rugosité de surface dans des microguides SOI pour les applications aux télécommunications optiques", *Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, Paris, (2004).

[CN3] **F. Grillot**, B. Thédrez, V. Voiriot, S. Huber, J. L. Lafragette, J. L. Gentner, B. Fernier, "Lasers DFB strictement monomode utilisant un guide optique en biseau", *Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, Toulouse, (2000).

[CN2] L. Salomon, **F. Grillot**, F. de Fornel, "Etude du champ transmis au travers un tamis à photons", *Journées du Cercle Français des Microscopies Champ Proche*, Troyes, (1999).

[CN1] L. Salomon, **F. Grillot**, F. de Fornel, "Etude du champ diffracté en champ proche et en champ lointain par un tamis à photons", *GdR Microcavités et Cristaux Photoniques*, Orsay, (1998).

### 1.4.5 Conférences invité

[CInv7] **F. Grillot**, "Modeling the Injection-Locking Behavior of Quantum Cascade Lasers", *International Symposium on Physics and Applications of Laser Dynamics*, Tainan City, Taiwan, (2012).

- [CInv6] **F. Grillot**, "Non-linear dynamics in quantum dot photonic circuits : From optically injected to passively mode locked lasers", *International Workshop on Nonlinear Dynamics in Semiconductor Lasers*, Berlin, Germany, (2012).
- [CInv5] **F. Grillot**, J. G. Provost, K. Kechaou, B. Thedrez and D. Erasme, "Frequency chirp stabilization in semiconductor distributed feedback lasers with external control", *SPIE Photonics West*, San Francisco, USA, (2012).
- [CInv4] **F. Grillot**, N. A. Naderi, C.-Y. Lin and L. F. Lester, "External control in semiconductor quantum nanostructure lasers for future integrated photonic devices", *International Photonics Conference*, Tainan, Taiwan, (2011).
- [CInv3] N. Bertru, C. Paranthoen, O. Dehaese, H. Folliot, A. Le Corre, R. Piron, **F. Grillot**, W. Lu, J. Even, G. Elias, C. Levallois, S. Loualiche, M. Bozkurt, J. Ulloa, P. Koenraad, A. Ponchet, "QD laser on InP substrate for 1.55 $\mu$ m emission and beyond", *SPIE Photonics West*, San Francisco, USA, (2010).
- [CInv2] **F. Grillot**, "Composants innovants à îlots quantiques pour les télécommunications optiques", *Journées de la Photonique et de l'Optique Moderne (JPOM)*, Lannion, (2006).
- [CInv1] **F. Grillot**, "Low-cost semiconductor lasers for optical telecommunications", *CITSA*, Orlando, Florida, USA, (2005).

### 1.4.6 Séminaires

- [S16] Group of theoretical physics, VRIJ University of Amsterdam, The Netherlands, (2002).
- [S15] Group of applied physics, University of Geneva, Switzerland, (2002).
- [S14] Optoelectronics research group, University of Glasgow, Scotland, (2003).
- [S13] Technische Universiteit of Eindhoven, The Netherlands, (2003).
- [S12] Laboratoire de Physique des Nanostructures, Marcoussis, France, (2003).
- [S11] Institut d'Electronique Fondamentale, Orsay, France, (2004).
- [S10] Laboratoire d'Etude des Nanostructures à Semi-conducteurs, INSA Rennes, France, (2004).
- [S9] US Air Force Research Laboratory, WPAFB, USA, (2008).
- [S8] University of Dundee, Dundee, Scotland, (2010).
- [S7] Alcatel-Lucent Bell Labs, Marcoussis, France, (2010).
- [S6] Center for High Technology Materials, SPIE/OSA Student Chapter, Albuquerque, USA, (2010).
- [S5] Rochester Institut of Technology, The Rochester IEEE Electron Devices Society Chapter, Rochester, USA, (2010).
- [S4] Institut des Nanotechnologies de Lyon, France, (2010).
- [S3] Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes, Toulouse, France, (2010).
- [S2] Institut d'Electronique du Solide et des Systèmes, Strasbourg, France, (2010).
- [S1] Columbia University, New-York City, USA, (2011). [S0] City University of Hong Kong, Hong Kong, China, (2012).

### 1.4.7 Livres et chapitres de livres

- [L3] **F. Grillot**, "Diodes Lasers pour les systèmes de communications optiques : lasers monomodes à faibles sensibilité à la rétroaction optique pour les transmissions haut-débit sans isolateur", Editions Universitaires Européennes, (2010).

[L2] **F. Grillot**, N. A. Naderi, M. C. Pochet, C.-Y. Lin and L. F. Lester, "The Critical Feedback Level in Nanostructure based Semiconductor Lasers", Semiconductor Technologies, Intech, (2010).

[L1] M. T. Crowley, N. A. Naderi, **F. Grillot** and L. F. Lester, "GaAs-based Quantum Dot Lasers", Semiconductors and Semimetals, Advances in Semiconductor Lasers, New York : Academic, (2012).

### 1.4.8 Vulgarisation scientifique

[V2] **F. Grillot**, "Les lasers : la révolution quantique au quotidien", Conférence LIONS Club, Le Creusot, (2012).

[V1] Participation au film cinématographique, "Laser et chercheurs : des protagonistes discrets", par Nicolas Satta et Maud Gicquel-Guezo, (2011).

### 1.4.9 Brevet

[B1] N. A. Naderi, **F. Grillot** and L. F. Lester, "*Semiconductor Having Controllable and Variable Linewidth Enhancement Factor*"

☞ : <http://stcunm.flintbox.com/public/project/6901/m>

This novel technology measures the slave laser linewidth enhancement factor of an injection-locking system at zero-detuning and under strong optical injection. Using a small-signal response function describing the modulation characteristics of an injection-locking system under zero-detuning, linewidth enhancement factor and threshold gain shift were extracted from measured microwave data for comparison. The results verify that the slave laser linewidth enhancement factor can be manipulated through the threshold gain shift as a result of strong optical injection.

## Partie II

# Dynamique des Diodes Lasers Semiconductrices à Nanostructures Quantiques



# Chapitre 2

## Introduction générale

### 2.1 Contexte et motivations

Mes activités de recherches portent sur la modélisation, le développement et la caractérisation de composants optoélectroniques à base de nanostructures quantiques sur matériaux semiconducteurs III-V. Afin de quantifier les propriétés physiques de ces dispositifs, une partie de mon travail est axée sur le développement de modèles analytiques et numériques. Dans ce cadre, je montrerai au chapitre 3 que l'utilisation de modèles phénoménologiques fondés sur la théorie des réservoirs permet d'étudier la dynamique de l'exciton et des dispositifs associés. Le couplage vertical entre les niveaux d'énergie des boîtes quantiques est modélisé en considérant les différents temps caractéristiques du système dynamique, le couplage horizontal (entre les nanostructures) étant quant à lui modélisé par l'implémentation de la couche de mouillage. Nous verrons également que la prise en compte des mécanismes d'élargissements inhomogène (dispersion en taille des nanostructures) et homogène (interaction des nanostructures avec la structure cristalline) du gain est un point fondamental pour décrire la structure fine de ces dispositifs à semi-conducteurs. Au cours des chapitres 4 et 5, nous verrons que la dynamique des diodes lasers à nanostructures quantiques est fortement influencée par le facteur de couplage phase-amplitude. En particulier, je montrerai au chapitre 4 que les effets non-linéaires dans le matériau semi-conducteurs couplés à la structure électronique des boîtes peuvent conduire, en régime d'émission stimulée, à des valeurs exaltées du facteur de couplage phase-amplitude. Dans ce cadre, nous verrons comment les variations de ce paramètre remarquable peuvent se modéliser et quelles sont les différences principales occasionnées par rapport aux structures conventionnelles à puits quantiques. Le chapitre 5 discutera de nombreux résultats expérimentaux obtenus en présence d'injection et de rétroaction optique. Par exemple, l'injection optique dans les structures semi-conductrices reste un sujet de recherche attractif puisque conduisant, sous certaines conditions, à une régénération significative des propriétés statiques et dynamiques. Dans ce cadre, je mettrai en exergue le rôle prépondérant du facteur de couplage phase-amplitude dans un laser à boîtes quantiques injecté optiquement et ce afin d'en quantifier sa dépendance vis-à-vis des paramètres d'injection. A cette fin, je montrerai qu'une combinaison judicieuse entre les propriétés non-linéaires des nanostructures couplées aux techniques d'injection optique permet de manipuler substantiellement le facteur de couplage phase-amplitude. Je discuterai également de la dynamique des diodes lasers à blocage de modes passif à nanostructures quantiques. La compréhension des mécanismes *résonants* et *anti-résonants* en présence de rétroaction optique externe est

un point capital pour obtenir un contrôle efficient du bruit de phase et de la gigue temporelle des impulsions. L'utilisation de modèles non-linéaires permettant de décrire la dynamique des diodes lasers seront également présentés. Je conclurai le chapitre 5 en présentant la première réalisation d'un laser à contre-réaction distribuée à boîtes quantiques et émettant sur deux couleurs en vue d'applications à la génération d'ondes térahertz. Enfin, le chapitre 6 brosera les perspectives de mon travail de recherches à court, moyen et long terme.

## 2.2 Impact sociétal et avals industriels

Mes recherches peuvent s'appliquer à plusieurs secteurs industriels comme ceux des télécommunications optiques ou de l'industrie de la microélectronique, cette dernière s'intéressant de plus en plus à l'implémentation de la photonique pour *booster* les performances de l'électronique grand public. Mes recherches peuvent également s'appliquer à la défense et la sécurité du territoire et dans une moindre mesure, aux domaines médicaux et biomédicaux. Ci-après sont listés, de manière non-exhaustive, quelques exemples d'innovations potentielles directement en rapport avec les résultats présentés dans ce manuscrit.

- Le contrôle du facteur de couplage phase-amplitude peut servir à la compensation de la dérive de fréquence, à la compression d'impulsion voire à la réalisation de lasers à fort facteur de brillance pour des applications militaires. Dans le cas des diodes lasers modulées directement, l'interaction du facteur de couplage phase-amplitude avec la dispersion chromatique des fibres monomodes conventionnelles limite la distance de transmission (pour un débit donné). Un laser avec un facteur de couplage phase-amplitude nul voire négatif pourrait contrecarrer la dérive de fréquence positive des fibres optiques, permettant ainsi aux signaux de se propager plus rapidement sans se dégrader pour une distance de propagation donnée.
- La mise en forme de signaux haute-fréquence nécessite la réalisation d'horloge optique ayant une faible gigue temporelle et un faible bruit de phase. En effet, la moindre erreur temporelle se répercute dans le signal échantillonné réduisant ainsi la plage dynamique de fonctionnement. Les dispositifs à blocage de modes passif à boîtes quantiques soumis à une force de rappel optique constituent des solutions compactes, robustes et peu onéreuses pour la réalisation de signaux d'horloge, de générateurs de peigne de fréquence ou d'oscillateurs photoniques à faible bruit.
- Les structures à blocage de modes passifs à faible gigue temporelle et sur substrat GaAs sont très intéressantes car la longueur d'onde de fonctionnement ( $\approx 1240$  nm) est compatible pour des applications à la photonique sur silicium. Cette gamme de longueur d'onde étant plus grande que l'énergie de bande interdite du silicium, permet d'envisager une très bonne intégration avec les dispositifs silicium usuels (guides d'ondes silicium-sur-isolant (SOI), détecteurs Ge et SiGe).
- L'injection optique dans les diodes lasers à nanostructures quantiques révèle une amélioration significative des propriétés dynamiques des lasers modulés directement. Citons pour exemple l'augmentation de la bande passante, la suppression de la distorsion non-linéaire, la réduction de la dérive de fréquence, l'annihilation des sauts de mode, la diminution du bruit

d'intensité ainsi que la modification du facteur de couplage phase-amplitude. Les résultats présentés dans ce manuscrit peuvent conduire à la réalisation d'un système intégré et compact pour des applications très larges bandes (signaux câblés).

- La technologie térahertz est très avantageuse pour multiples applications (télécommunications, défense, médical, pharmacie, biomédical, ...). L'utilisation des photomélangeurs permet de convertir le battement de deux signaux optiques en une oscillation électromagnétique dans le domaine térahertz. Les propriétés quantiques des nanostructures couplées à une cavité optique *ad hoc* pompée de manière asymétrique ou auto-injectée optiquement conduisent à l'obtention d'un laser strictement monomode à deux couleurs dans le domaine térahertz. Cette nouvelle technique peut constituer une alternative réelle aux technologies actuelles puisque compacte, peu onéreuse et ne nécessitant pas d'optique adaptative.

## 2.3 Semi-conducteurs de basse-dimensionnalité : une approche heuristique

Dans un solide, il est possible de discrétiser le mouvement des électrons en restreignant l'espace dans lequel ils se déplacent à une taille inférieure ou de l'ordre de la longueur d'onde de de Broglie définie par :

$$\lambda_B = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_e^*E}} \quad (2.1)$$

Dans cette formule, pour un électron de la bande de conduction,  $m_e^*$  est la masse effective de l'électron et  $E$  est l'énergie de l'électron en excès par rapport au gap. Pour les semi-conducteurs usuels, cette distance est de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres. Ainsi, pour des structures à puits quantiques, les porteurs sont confinés suivant l'axe de croissance et ont un mouvement libre dans le plan des couches. L'énergie des électrons dans ces structures est alors du type :

$$E_{e,n} = \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{\sqrt{2m_e^*}} + E_n \quad (2.2)$$

où  $k_{\parallel}$  est le vecteur d'onde de l'électron dans le plan, et  $E_n$  une énergie prenant des valeurs discrètes du fait du confinement. Cette énergie de confinement dépend des caractéristiques du puits quantique (largeur du puits et hauteur de la barrière). Comme le montre la figure [2.1(a)], la densité d'états dans un système bi-dimensionnel (2D) est alors une fonction en marche d'escalier. Le développement des techniques de croissance cristalline et d'épitaxie a permis à partir des années 70, d'associer aisément de nombreux matériaux semi-conducteurs de natures différentes (différents potentiels de confinement, différents paramètres de maille. . .). La croissance de ces matériaux, par empilement successif de couches d'épaisseurs quantiques, a fait naître les puits quantiques, les multi-puits quantiques et les super-réseaux. Ces structures qui confinent les électrons dans une direction de l'espace ont révolutionné l'industrie des lasers à semi-conducteurs. Les efforts se sont ensuite portés vers le confinement des porteurs dans plusieurs directions de l'espace afin de réduire encore la dimensionnalité des structures étudiées. Les progrès de fabrication de structures nanométriques, par lithographie électronique en particulier, ont permis la fabrication de fils quantiques (systèmes (1D)) et de boîtes quantiques (systèmes (0D)). Les fils quantiques permettent un confinement des

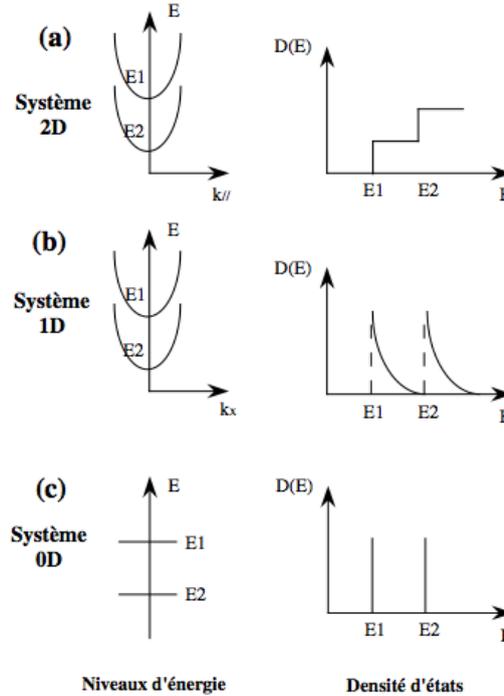


FIGURE 2.1 – Relation de dispersion et densité d'états des systèmes : (a) Puit quantique (2D); (b) Fil quantique (1D); (c) Boîte quantique (0D).

porteurs dans deux directions de l'espace. Ces structures présentent toujours un *continuum* unidimensionnel d'états accessibles puisque l'énergie n'étant pas discrétisée dans la direction du fil. Comme le montre la figure [2.1(b)], la densité d'états est cette fois en  $1/\sqrt{E - E_n}$ . Enfin, les nanostructures quantiques permettent de confiner les porteurs dans les trois directions de l'espace. L'énergie des porteurs étant discrétisée dans ces trois directions, le spectre énergétique est totalement discret identique à celui d'un atome. La figure [2.1(c)] montre que la densité d'états d'un tel système est une distribution de Dirac à l'énergie de chaque niveau discret. *A contrario* des systèmes (2D) et (1D), il n'y a plus de *continuum* d'énergie dans les boîtes quantiques. Les boîtes quantiques ont été étudiées pour la première fois en 1932 par l'introduction de nano-cristaux de CdSe dans les amorphes [1]. Le confinement quantique a quant à lui été confirmé en 1984 [2]. L'environnement diélectrique dans lequel étaient élaborés ces nano-cristaux a longtemps proscrit leur utilisation dans les composants électriques. L'observation fortuite en 1985 de boîtes quantiques cohérentes apparues au sein d'un super-réseau d'InAs/GaAs, a ouvert la voie au développement de ces structures à confinement tridimensionnel [3]. Dès lors, les progrès réalisés en croissance cristalline, ainsi que les nombreuses études lancées sur ce sujet, ont mis en évidence le caractère totalement discret du spectre énergétique des boîtes quantiques. En dehors des nombreux travaux de physique fondamentale que suscitent ces nano-objets, leur inclusion dans les dispositifs optoélectroniques, en remplacement des puits quantiques utilisés actuellement constitue un champ de recherches et d'applications considérable.

## 2.4 Les diodes lasers à nanostructures quantiques

### 2.4.1 Obtention des boîtes quantiques : croissance auto-organisée

Le principe de l'épitaxie est d'assurer la continuité du réseau cristallin d'un matériau 2 déposé sur un matériau 1. De ce fait, le paramètre essentiel est la valeur des paramètres de maille des espèces présentes (distances inter-atomique au sein du réseau cristallin). Si le désaccord paramétrique (différence de paramètre de maille) est nul, la croissance des couches se réalise en accord de maille. S'il existe un petit désaccord, l'effet de la contrainte modifie l'énergie de bande interdite du matériau contraint (l'augmente s'il est en compression, le diminue s'il est en tension). L'amplitude de l'énergie élastique emmagasinée, laquelle dépend du désaccord et de l'épaisseur du matériau déposé, est limitée. Ainsi, si elle est trop importante et supérieure à une épaisseur critique, la couche contrainte se relaxe, soit en formant un réseau de dislocations, soit par une croissance tridimensionnelle. En effet, la croissance tridimensionnelle d'une couche contrainte en compression par épitaxie par jets moléculaires (cf. figure [2.2(a)]) conduit à la formation de petits agrégats cohérents de matériaux (sans dislocations) appelés boîtes quantiques (cf. figure [2.2(b)]). On parle d'une croissance de type Stranski-Krastanov auto-organisée. Bien qu'initialement proposée en 1937, la première réalisation expérimentale ne fût démontrée que dans les années 80 [3]. Dans le système InAs/GaAs, le fort désaccord paramétrique (7%) est favorable à la formation de boîtes quantiques. Les faibles dimensions de ces boîtes conduisent à un fort confinement des porteurs, et à une énergie de transition des boîtes d'environ 1 eV. En revanche, dans le système InAs/InP, le désaccord est nettement plus faible (3,2%), et l'émission est obtenue à plus faible énergie, autour de 0,7 eV. Ainsi, les îlots de matière se forment spontanément et de manière aléatoire produisant à la fois une distribution spatiale (répartition sur un plan) et en taille des boîtes quantiques. Cet effet

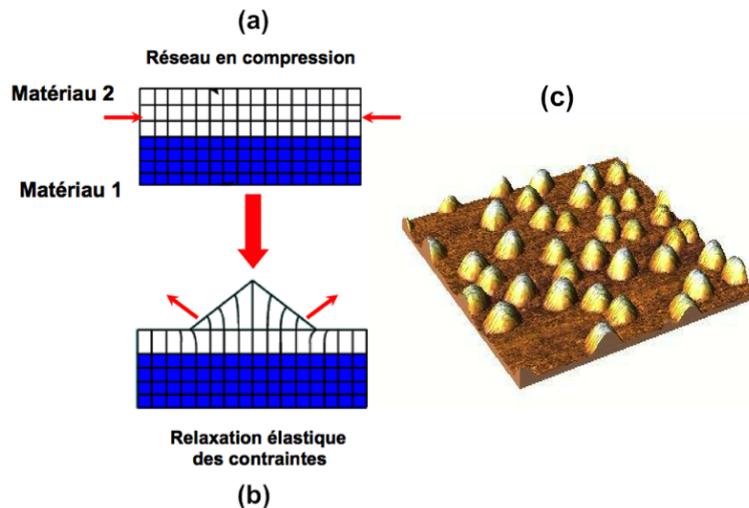


FIGURE 2.2 – Principe de croissance des boîtes quantiques : (a) dépôt du matériau 2 en compression, car en léger désaccord de maille avec le matériau 1 ; (b) relaxation élastique des contraintes et formation d'une boîte quantique ; (c) Image AFM d'un plan de boîtes quantiques InAs/GaAs (diamètre moyen 20 nm, hauteur moyenne 7 nm).

est illustré sur la figure [2.2(c)] montrant une photographie au Microscope à Force Atomique

(AFM). Les répartitions aléatoires en position et en taille y sont bien visibles. Enfin, la figure [2.2(c)] permet également de définir un caractère fondamental qui servira dans la compréhension d'un dispositif à boîtes quantiques : la couche résiduelle (du matériau 2) déposée ou couche de mouillage (localisée à droite et à gauche de la boîte quantique) forme un puits quantique. Cette couche est formée du même matériau que les boîtes quantiques.

## 2.4.2 Propriétés remarquables

La première démonstration d'un laser à boîtes quantiques InAs/GaAs pompé électriquement remonte à plus de 10 ans [4]. Depuis, de nombreuses études ont confirmé certaines propriétés attendues mais d'autres ont également révélé la nécessité d'une optimisation plus fine des structures, en parallèle au développement de modèles théoriques plus réalistes et ce afin de lever certains verrous apparus lors de cette dernière décennie. Comme indiqué précédemment, les nanostructures quantiques auto-assemblées sur un substrat semi-conducteur constituent une classe de nano-matériaux avec des propriétés remarquables, liées au caractère (0D) de leur densité d'états [5] [6]. Utilisées comme milieu à gain dans des dispositifs tels que des lasers ou des amplificateurs de lumière, les nanostructures quantiques peuvent présenter des avantages considérables par rapport aux filières classiques à base de matériau massif ou à puits quantiques [8]. Ci-dessous, sont rappelés de manière non-exhaustive les principaux avantages prodigués par ces nanostructures :

### • Réduction du courant de seuil

Dans un laser à boîtes quantiques, le seuil est théoriquement atteint avec une seule paire électron-trou alors qu'un plus grand nombre de porteurs est nécessaire dans le cas d'un laser à puits quantiques. Au-delà de la transparence, l'ensemble des paires électrons-trous créé dans les boîtes quantiques se retrouve sur l'état fondamental et contribue à l'émission stimulée dans une bande spectrale réduite. *A contrario*, pour un laser à puits quantiques, toutes les paires électrons-trous créées ne contribuent pas au gain (condition de Bernard et Duraffourg). La figure [2.3(a)] illustre la réduction du courant de seuil en fonction des différentes filières technologiques. L'avantage des boîtes quantiques y est clairement démontré.

### • Stabilité en température

Les boîtes quantiques étant des pièges tridimensionnels pour les porteurs, de faibles variations du courant de seuil avec la température sont attendues. Comme le montre la figure [2.3(b)], cet effet est d'autant plus vrai que la différence d'énergie entre les niveaux quantiques des nanostructures sera grande devant le *quantum* d'énergie thermique ( $\Delta E_c > kT$  pour les électrons et  $\Delta E_v < kT$  pour les trous).

### • Courbe de gain.

Dans un laser à boîtes quantiques, la courbe de gain possède une allure symétrique, gaussienne et centrée autour de la longueur d'onde de la transition fondamentale des boîtes [6]. Un tel gain plus important, mieux piqué et plus fin constitue un avantage certain pour la réalisation de diodes lasers. L'ensemble des porteurs injectés contribue au gain proche de la longueur d'onde d'émission laser et non sur une très large bande spectrale comme dans le cas du matériau massif. Notons que cette image idéalisée n'est plus réaliste dès lors que le

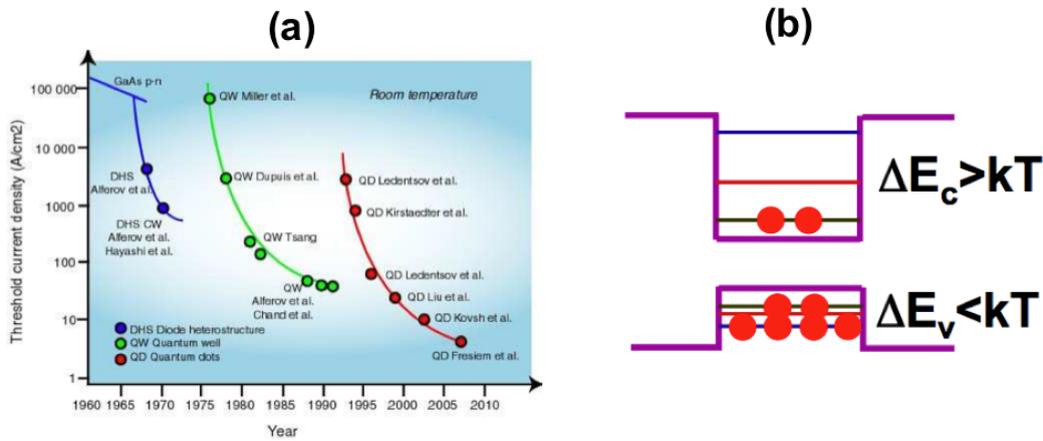


FIGURE 2.3 – (a) Evolution du courant de seuil pour différentes sortes de matériaux semi-conducteurs; (b) Représentation des niveaux d'énergie dans les bandes de valence et de conduction d'une boîte quantique.

courant de pompe augmente : dans ces conditions, la compétition entre le niveau quantique fondamental et les niveaux quantiques d'énergies supérieures fait que la courbe de gain n'est plus symétrique.

#### • Gain dynamique

La variation de l'intensité due à l'émission laser en fonction de la modulation du courant s'exprime par la variation du gain en fonction du nombre de porteurs injectés : il s'agit du gain dynamique équivalent à la section efficace d'absorption dans un laser à gaz. Le gain dynamique représente donc la section efficace optique de chaque électron libre dans le milieu semi-conducteurs. Un laser ayant un gain dynamique élevé conduit à une réduction du courant de seuil ainsi qu'à des valeurs importantes de la fréquence de coupure et de la bande passante de modulation. Dans les lasers à boîtes quantiques, le nombre de porteurs par état quantique étant limité (deux sur l'état fondamental), le gain dynamique peut potentiellement être supérieur de par un remplissage des niveaux d'énergies successifs plus efficace.

#### • Facteur de couplage phase-amplitude

Dans les matériaux semi-conducteurs présentant une raie de fluorescence dissymétrique, les variations du courant provoquent des variations de la densité de porteurs qui provoquent elles-mêmes des variations de la partie réelle de l'indice. Le facteur de couplage phase-amplitude reflète le couplage entre la partie réelle ( $n_r$ ) et la partie imaginaire ( $n_i$ ) de l'indice de réfraction du milieu. La variation du gain (suite à une variation de l'injection) conduit à une variation de l'indice de réfraction, ce qui modifie la phase du mode optique de la cavité et la longueur d'onde d'émission laser. Le facteur de couplage phase-amplitude introduit en premier par M. Lax dans ses études sur les oscillateurs [7], puis par C. Henry [9] pour les milieux semi-conducteurs fixe les propriétés fondamentales d'une diode laser comme l'élargissement spectral sous modulation [10], la largeur de raie [11], la sensibilité à la rétroaction et à l'injection optique [12] [13] voire l'apparition de la filamentation dans les lasers multimodes [14]. Dans les lasers à boîtes quantiques, l'allure gaussienne de la courbe de gain devrait per-

mettre de se rapprocher du système atomique, et *in fine* d'obtenir un facteur de couplage phase-amplitude nul. Bien que certaines études expérimentales aient mis en avant une certaine corrélation entre la réduction de ce paramètre remarquable et l'efficacité de modulation des lasers à nanostructures quantiques [15], nous verrons que l'idée d'un facteur de couplage phase-amplitude nul en régime d'émission stimulée est aujourd'hui un concept éculé.

### 2.4.3 Rappels de quelques résultats majeurs

L'arséniure de gallium (GaAs) est un matériau attractif car bien adapté à la production de masse en raison de son faible coût et de la bonne maturité de la technologie. Au cours de la dernière décennie, deux approches ont été principalement étudiées pour les applications en bande O (1260-1360 nm) : les boîtes quantiques InAs et les puits quantiques GaInAsN. Notons également qu'en vue d'étendre la longueur d'onde d'émission à la bande C (1530 nm-1565 nm), la croissance d'alliage de type GaInAsNSb/GaAs a aussi été étudiée. Ce système de matériau permet d'obtenir un très bon confinement de l'électron, une température caractéristique très élevée et un fort gain dynamique. Citons pour exemple un résultat obtenu sur un laser à puits quantiques GaInAsNSb/GaAs émettant à 1,55  $\mu\text{m}$  avec une densité de courant de seuil de 579 A/cm<sup>2</sup> et des pertes de propagation de  $\approx 4,8 \text{ cm}^{-1}$  [16]. Cependant, en raison d'un gain matériau limité, la réalisation de structures monomodes conduit à des valeurs de courant de seuil relativement élevées (de l'ordre de 60 mA) [17] démontrant ainsi la nécessité d'une optimisation plus fine de la qualité du matériau.

L'énergie d'émission de la transition fondamentale des boîtes quantiques InAs/GaAs étant de l'ordre de 1 eV, ce système de matériau permet la réalisation de diodes lasers émettant à 1,3  $\mu\text{m}$ . Cette longueur d'onde a été atteinte, soit à partir de grosses boîtes quantiques [18] [19], soit en couplant électriquement les plans de boîtes quantiques [20], [21], [22], parfois jusqu'à la formation de nanostructures en colonnes [21] [23]. Grâce à une technologie éprouvée, plusieurs résultats phares ont été rapportés ces dernières années [15] [24] [25] [26] [27] [28]. Les lasers à boîtes quantiques InAs/GaAs permettent d'atteindre de très faibles densités de courant de seuil à température ambiante : 181 A/cm<sup>2</sup> [29], 144 A/cm<sup>2</sup> [30] et 26 A/cm<sup>2</sup> [25]. Une température caractéristique supérieure à 160 K à température ambiante a également été démontrée par dopage p de la zone active [31]. Des transmissions à 10 Gbps et à 85°C [32] [33] ont enfin été rapportées sur ces dispositifs. La croissance métamorphique de boîtes quantiques sur GaAs a aussi conduit à la réalisation d'émetteurs jusqu'à 1,45  $\mu\text{m}$  avec des densités de courant de seuil typiquement comprises entre 1 et 1,5 kA/cm<sup>2</sup> et une température caractéristique d'environ 65 K (20-85°C) [34]. Plus récemment, l'injection tunnel fondée sur l'implémentation d'un puits quantique adjacent a été proposée dans le but de coupler directement les porteurs par effet tunnel sur le niveau quantique fondamental (éradication des niveaux quantiques supérieurs). Les meilleurs résultats montrent une réduction significative des densités de courant de seuil ( $\approx 63 \text{ A/cm}^2$ ) et des bandes passantes de modulation de l'ordre de 8 GHz [35].

Les applications longue-distance nécessitent la réalisation de sources émettant dans la bande C. Le matériau de référence permettant d'atteindre cette fenêtre de longueur d'onde est le phosphore d'indium (InP). Les sources actuelles à base de puits quantiques InGaAsP/InP présentent des courants de seuil inférieurs à 10 mA et une température caractéristique d'environ 60 K (20-80°C) [36] [37]. Plus récemment, l'utilisation de l'aluminium pour la réalisation de lasers à puits quantiques GaInAlAs/InP a révélé des températures caractéristiques d'en-

viron  $\approx 90$  K (20-120°C). Les lasers réalisés avec ce type de matériaux ont permis d'effectuer des transmissions à 10 Gbps [38] [39].

Les résultats obtenus sur les lasers à boîtes quantiques InAs/InP sont plus récents et plus rares, la croissance étant plus délicate que sur GaAs. La croissance de nanostructures quantiques sur substrat InP(100) a été démontrée, soit par épitaxie par jets moléculaires [40], soit par épitaxie en phase vapeur à partir d'organo-métalliques [41]. L'utilisation de l'épitaxie par jets moléculaires conduit à la formation de nanostructures allongées appelées bâtonnets quantiques lesquels sont un cas intermédiaire entre les fils et les boîtes quantiques [42] [43]. La mise en cavité de ces bâtonnets quantiques a permis la réalisation de dispositifs innovants avec de très bonnes performances statiques et dynamiques [44] [45] [46] [47] [48]. Notons que la référence [49] montre également la possibilité d'obtenir une longueur d'onde d'émission laser variant de 1,54 à 1,78  $\mu\text{m}$  selon la quantité d'InAs déposée pour la formation des bâtonnets quantiques. La référence [50] rapporte aussi l'obtention d'une l'émission laser à 1,64  $\mu\text{m}$  sur une structure à cinq plans avec une densité de courant de seuil n'excédant pas 49 A/cm<sup>2</sup> (77 K) [50]. Toujours sur substrat InP(100), une émission laser à 1,65  $\mu\text{m}$  (à température ambiante) a été rapportée avec un seul plan de boîtes quantiques. La densité de courant de seuil est de 125 A/cm<sup>2</sup> à 80 K, et croît avec une température caractéristique de 61 K [51]. Notons enfin que les nanostructures InAs/InP(100) ont montré une résistance accrue vis-à-vis d'un environnement radiatif par comparaison avec les puits quantiques [52].

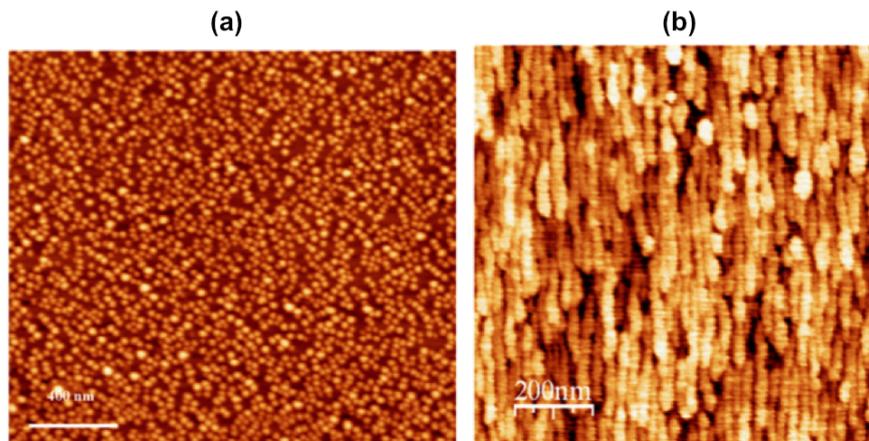


FIGURE 2.4 – Images AFM illustrant la forme des nanostructures (a) boîtes quantiques InAs/InP(311B); (b) bâtonnets quantiques InAs/InP(100).

Une approche alternative consiste en l'utilisation d'un substrat InP(311)B. Bien que la croissance de nanostructures sur cette orientation cristallographique n'est pas triviale, elle conduit cependant à la formation de vraies boîtes quantiques en forte densité ( $>10^{11}$  cm<sup>2</sup>) [53]. A titre d'exemple, les figures [2.4(a)] et [2.4(b)] montrent des images (AFM) illustrant la différence de morphologie entre des nanostructures issues de la croissance sur InP(311B) de celles obtenues sur InP(100). Sur InP(311B), un des meilleurs résultats a été obtenu sur une structure à trois plans de boîtes quantiques émettant à 1,59  $\mu\text{m}$ , avec une densité de courant de seuil de 190 A/cm<sup>2</sup> à température ambiante [53]. On notera aussi la démonstration d'une émission laser à 1,52  $\mu\text{m}$  avec un seul plan de boîte quantique; la densité de courant de seuil est de 320 A/cm<sup>2</sup>

à température ambiante [54]. Une très faible dérive de fréquence a également été rapportée sur des lasers monomodes InAs/InP(311B) modulés directement à 2,5 Gbps [15] [55]. Enfin, plus récemment, une émission laser monomode couplée à une très bonne puissance de sortie a été révélée sur une large gamme de température (20°C-80°C) [56]. Bien que les résultats dynamiques restent à améliorer (faible fréquence de relaxation) en augmentant par exemple la valeur du gain différentiel, ces résultats font l'état de l'art mondial à cette longueur d'onde sur ce type de substrat [57].

# Chapitre 3

## Dynamique des porteurs dans les nanostructures quantiques InAs/InP(311B)

Ce chapitre est consacré à l'étude de la dynamique des porteurs dans les nanostructures quantiques InAs/InP(311)B et à la simulation des dispositifs photoniques associés. En utilisant un modèle cinétique fondé sur la théorie des réservoirs, la dynamique des porteurs dans les boîtes quantiques est dans un premier temps analysée en considérant les principaux mécanismes mis en jeu lors des processus de capture et de relaxation. Dans une deuxième partie, ce modèle phénoménologique est étendu aux diodes lasers à nanostructures quantiques afin de simuler leurs propriétés remarquables. En particulier, il est montré que la prise en compte des mécanismes d'élargissements homogène et inhomogène du gain est fondamentale pour décrire proprement la structure fine de ces dispositifs. Ce travail de recherche a été réalisé dans le cadre d'un co-encadrement de thèse au cours de la période 2004-2007 et d'une collaboration avec le Politecnico de Turin (Italie). Notons que ces études théoriques se poursuivent aujourd'hui dans le cadre d'un nouveau co-encadrement de thèse (2011-2014).

### 3.1 Quantification des niveaux d'énergie

Un échantillon à boîtes quantiques InAs/InP(311B) réalisé par croissance auto-organisée contient naturellement de l'InP sous forme (3D), un puit quantique (2D) en InAs (la couche de mouillage) et des nanostructures (0D) en InAs. Les états de conduction de ce système sont constitués d'un *continuum* d'énergie correspondant à la bande de conduction du matériau massif. Pour des énergies plus faibles, se trouve le *continuum* de la couche (2D), et enfin pour des énergies encore plus basses, les états de conduction se réduisent aux états discrets des nanostructures. La figure [3.1] représente les densités d'états de valence et de conduction du système InAs/InP(311B) [58]. Sur cette figure, on note deux niveaux d'énergie dans la boîte,  $|1S_e\rangle$  et  $|1P_e\rangle$  pour les électrons ( $|1S_h\rangle$  et  $|1P_h\rangle$  pour les trous). La position et le nombre de niveaux d'énergies des boîtes sont calculés en considérant le cas d'une particule dans une sphère entourée de barrières de potentiel infinies. Les deux niveaux d'électrons sont séparés de 27 meV tandis que les sous-niveaux de valence sont séparés de 32 meV. Pour des nanostructures de forme non-sphérique, l'équation de Schrödinger doit être résolue numériquement car le potentiel de confinement devient non-séparable suivant les variables

d'espace. Pour ce faire, on peut utiliser une approche semi-analytique pour des nanostructures coniques [59] ou alors effectuer un calcul des niveaux d'énergie dans la boîte quantique en tenant compte des contraintes par une méthode **kp** à 8 bandes [60] [61] [62]. Des approches théoriques atomistiques sont aussi proposées comme des calculs de liaisons fortes [63] [64] ou des méthodes de pseudo-potentiel [65].

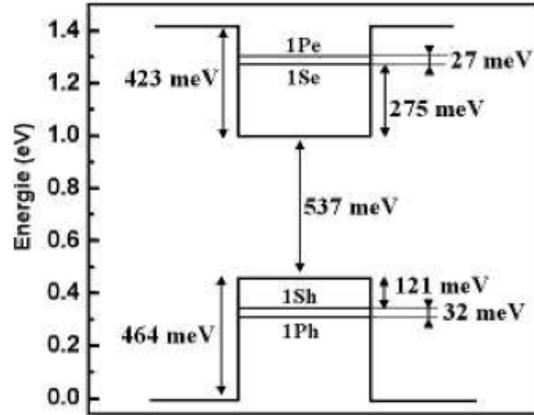


FIGURE 3.1 – Diagramme des niveaux électroniques d'une boîte quantique InAs/InP(311B), d'après [58].

## 3.2 Présentation du modèle excitonique

### 3.2.1 Introduction

L'étude de la dynamique des porteurs dans les nanostructures est généralement conduite à partir de deux types de modèles. Le premier, fondé sur la théorie des "micro-états" décrit de manière indépendante le comportement des électrons et des trous. Ce modèle tient compte à la fois du caractère discret des niveaux d'énergies ainsi que de l'aspect statistique et aléatoire de la capture des porteurs vers les nanostructures. En effet, dans un système de boîtes quantiques,  $n$  électrons photogénérés dans les barrières n'occuperont pas systématiquement, après capture et relaxation, les  $n$  états de plus basses énergies. Autrement dit, sur une population de boîtes quantiques, certaines peuvent restées vides tandis que d'autres peuvent avoir capturé des porteurs. La théorie des "micro-états" [66] a été utilisée principalement afin d'illustrer la relaxation des porteurs dans les boîtes quantiques InAs/GaAs [67] [68] [69]. Une autre approche considère les niveaux de paires électroniques (paires électron/trou ou exciton) et leurs densités moyennes *via* l'utilisation d'équations différentielles couplées. Le modèle de paires a déjà été utilisé à de nombreuses reprises ; citons de manière non-exhaustive les travaux de modélisation effectués sur des structures à base de matériaux massifs [70] [71] [72], à puits quantiques [73], et plus récemment à boîtes quantiques [74] [75] [76] [77]. Cette méthode peut s'appliquer avec des niveaux de complexité évolutifs permettant ainsi une analyse relativement précise des résultats générés. En revanche, son principal inconvénient réside dans l'introduction de nombreux paramètres dont la détermination expérimentale n'est pas toujours aisée. La minimisation du nombre de paramètres d'ajustement à implémenter est donc

un point fondamental à maîtriser. Notons que ces modèles conduisent également à l'obtention de solutions analytiques permettant une analyse fine des propriétés statiques et dynamiques des diodes lasers à nanostructures quantiques [78] [79] [80].

### 3.2.2 Relaxation des porteurs

La physique décrivant la dynamique des porteurs dans les boîtes quantiques repose principalement sur des mécanismes de relaxation assistée par émission de phonons et par effet Auger. Dans le cas des matériaux semi-conducteurs III-V massifs, les processus de relaxation sont liés à l'émission des phonons optiques longitudinaux (LO) [82] (c'est-à-dire à des modes de vibration optique correspondants au déplacement de deux atomes d'une maille en opposition de phase). *A contrario*, dans les boîtes quantiques, du fait de l'absence de *continuum* d'états, la situation est fondamentalement différente. En effet, les modes de vibrations acoustiques qui correspondent à une contrainte du cristal font que le taux d'émission de phonons acoustiques longitudinaux (LA) dans les boîtes quantiques est en réalité bien plus faible que dans les matériaux massifs, à puits ou à fils quantiques. En conséquence, la relaxation des porteurs devant se faire entre deux niveaux discrets (séparés de quelques dizaines de meV), la conservation de l'énergie implique que le couplage aux phonons (LA) lors de cette relaxation est fortement réduit. Par ailleurs, le couplage aux phonons (LO) est impossible sauf dans les cas particuliers où l'écart énergétique entre le niveau initial et le niveau final est de l'ordre de l'énergie d'un phonon optique. Ce phénomène est connu sous le nom de goulot d'étranglement de phonon (*phonon bottleneck*) [83] [84]. Le *phonon bottleneck* a suscité de nombreuses études dans lesquelles à la fois son existence et son absence ont été rapportées [83] [85] [86] [87]. Par exemple, la référence [88] rapporte l'existence d'un signal de photoluminescence venant du premier niveau excité dans les boîtes (même à faible puissance d'excitation). Ce résultat semblerait indiquer que la recombinaison radiative de ce niveau est plus efficace que sa relaxation vers l'état fondamental. A l'inverse, des études de luminescence résolues en temps ont mis en évidence une relaxation intra-boîte rapide [89] [90]. Ces résultats peuvent s'expliquer par la présence d'autres mécanismes de relaxation, en particulier par effet Auger [85] [91] ou par des processus de relaxation multiphononique [92] [93]. Dans la plupart des cas, l'espacement entre les niveaux d'énergies des trous est nettement plus faible que celui des électrons. Cet espacement reste souvent compatible avec une interaction forte entre trous et phonons. Ce phénomène, combiné à l'interaction électrostatique entre trous et électrons, peut permettre d'expliquer une relaxation excitonique efficace grâce à la formation d'états polaroniques [94]. Certaines géométries d'îlots quantiques sont toutefois peu favorables à un couplage entre exciton et phonon optique. Dans ce cas, des relaxations lentes ont été tout de même observées [88].

Dans l'hypothèse d'une faible injection, la figure [3.2(a)] illustre un processus de capture et de relaxation multiphononique sous faible densité d'injection. Les porteurs sont capturés sur les niveaux d'énergies supérieures, juste au-dessous de la couche de mouillage (assimilée à un grand réservoir de porteurs), puis relaxent vers les niveaux d'énergies inférieures des boîtes par une émission de phonons (LO)+(LA). Ce dernier processus étant plus lent, est fortement dépendant de la température.

L'effet Auger quant à lui regroupe l'ensemble des processus de relaxation ayant lieu *via* l'interaction des porteurs entre eux (collisions électron-électron, électron-trou ou électron-

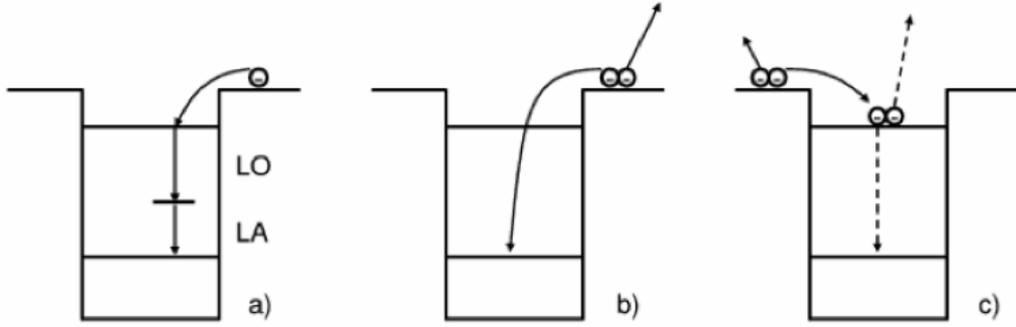


FIGURE 3.2 – Illustration des processus de capture et de relaxation des porteurs : (a) multi-phononique sous faible densité d'injection ; (b) Auger unique ; (c) Auger séquentiel sous forte densité d'injection.

impureté). Aux fortes densités de porteurs, les collisions entre porteurs et leur capture par effet Auger constituent les effets dominants [85]. La figure [3.2(b)] illustre ce processus où l'électron est capturé directement de la barrière sur l'état fondamental en transmettant son énergie à un deuxième électron de la barrière. On peut également envisager une séquence de deux processus Auger comme celui présenté sur la figure [3.2(c)]. Cette fois-ci, l'électron est capturé sur un état excité à travers une interaction Auger avec un électron de la barrière, puis relaxe sur l'état fondamental en excitant un deuxième électron.

### 3.2.3 Schéma dynamique

Le schéma de principe du modèle excitonique représenté sur la figure [3.3] est similaire à celui développé par T. Berg [77]. Sur ce schéma dynamique, les différents temps caractéristiques sont représentés. Les trois niveaux électroniques utilisés sont le niveau de la couche de mouillage (localisé à  $E_W=1,05$  eV) et les deux niveaux électroniques confinés de la boîte quantique InAs/InP(311B) : le niveau fondamental (localisé à  $E_G=0,94$  eV) et le premier niveau excité (localisé à  $E_E=0,98$  eV) [95]. La couche de mouillage est assimilée, dans le cadre de cette étude, à un réservoir de porteurs infini. Notons que le rôle de la couche de mouillage dans la capture des porteurs reste un sujet controversé dans la littérature. En effet, certains auteurs en tiennent compte [96], d'autres, au contraire, affirment qu'elle ne joue aucun rôle et ce quelle que soit la gamme de puissance utilisée [97].

Le temps de montée (ou de capture) du niveau fondamental s'écrit sous faible excitation :

$$\Gamma_{hom}(T) = \frac{2\hbar}{\tau_{lifetime}} + \gamma_{ac}(T) + \gamma_{op} \frac{1}{e^{\hbar\omega/k_B T} - 1} \quad (3.1)$$

L'équation (3.1) décrit un processus de relaxation en cascade des porteurs entre les différents niveaux électroniques (relaxation assistée par émission de phonons).

A forte puissance, le passage par le niveau excité est très rapide :

$$\tau_G^E \rightarrow 0 \quad (3.2)$$

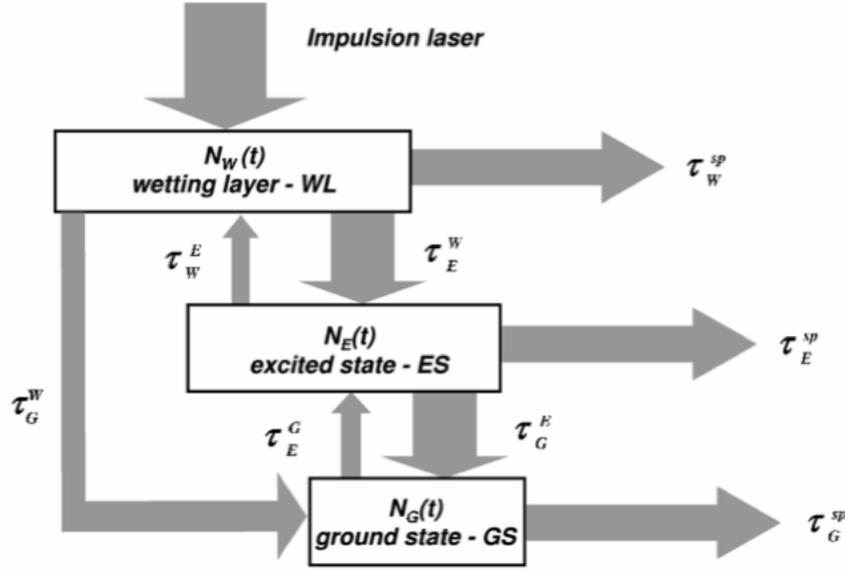


FIGURE 3.3 – Schéma de principe de la dynamique des électrons dans une boîte quantique InAs/InP(311B).

soit,

$$\tau_{montée}^G \approx \tau_E^W \quad (3.3)$$

Le temps de déclin de la luminescence de la barrière (ou de la couche de mouillage) correspond donc au temps de montée du niveau fondamental.

L'analyse du temps de déclin de la luminescence du niveau excité ( $\tau_{déclin}^E$ ) permet d'écrire :

$$\frac{1}{\tau_{déclin}^E} = \frac{1}{\tau_G^E} + \frac{1}{\tau_E^{sp}} \quad (3.4)$$

L'équation (3.4) révèle que lorsque le temps de relaxation  $\tau_G^E \rightarrow 0$ , le temps de déclin de la luminescence ( $\tau_{déclin}^E$ ) du niveau excité est fortement abaissé. Les courbes donnant le déclin de la photoluminescence à l'énergie de transition entre états excités indiquent que l'augmentation de la densité de porteurs tend à faire apparaître dans le système InAs/InP(311B) un effet Auger direct. Autrement dit, la relaxation à forte puissance conduit à une capture directe de la barrière (ou de la couche de mouillage) vers le niveau fondamental des boîtes. Cette capture par effet Auger est responsable de la diminution du temps de montée ( $\tau_{montée}^G$ ) jusqu'à une valeur de 10 ps. Afin de prendre en considération cet effet additionnel, un canal de relaxation supplémentaire orienté depuis le réservoir de porteurs vers le niveau fondamental ( $\tau_G^W$ ) a été ajouté sur la figure [3.3]. Le temps de capture du réservoir de porteurs vers l'état excité ( $\tau_E^W$ ) est supposé identique à celui de la couche de mouillage vers le niveau fondamental ( $\tau_G^W = \tau_E^W$ ).

**Remarque :** le temps de montée ( $\tau_{montée}^E$ ) ne peut pas être correctement évalué aux faibles puissances puisque la luminescence de la transition entre états excités n'apparaît pas (ou avec une intensité très faible). L'évolution de ( $\tau_{montée}^E$ ), à moyenne et forte puissance, n'est pas aussi nette que celle de ( $\tau_{montée}^G$ ). Elle varie dans cet intervalle de 30 à 45 ps avec de

grosses incertitudes de mesure.

Sur la figure [3.3], on note par ailleurs ( $\tau_G^{sp}$ ) et ( $\tau_E^{sp}$ ) les temps de vie radiatifs respectifs des niveaux fondamental et excité. Les valeurs de ces temps de vie sont tirées des résultats de la littérature : 1200 ps pour l'état fondamental [97] et 500 ps pour ceux de la couche de mouillage et de l'état excité [96].

Enfin, le modèle excitonique prend en compte les temps d'échappement des porteurs du niveau fondamental vers le niveau excité ( $\tau_E^G$ ) et du niveau excité vers la couche de mouillage ( $\tau_W^E$ ) lesquels s'expriment, en considérant la population de porteurs à l'équilibre thermodynamique, selon les relations [77] :

$$\tau_E^G = \tau_G^E \frac{\rho_G}{\rho_E} e^{\frac{E_E - E_G}{k_B T}} \quad (3.5)$$

$$\tau_W^E = \tau_E^W \frac{2\rho_E N_D V_D \pi \hbar^2}{W L m_e^* k_B T} e^{\frac{E_W - E_E}{k_B T}} \quad (3.6)$$

où  $\rho_G$ ,  $\rho_E$ ,  $E_G$  et  $E_E$  sont respectivement les dégénérescences et les énergies de confinement des niveaux fondamental et excité,  $N_D$  la densité volumique de boîtes quantiques,  $V_D$  le volume total des boîtes localisées sur une surface carrée de dimension latérale  $W$  et  $L$  l'épaisseur de la couche de mouillage (considérée comme un puits quantique d'épaisseur  $L$ ). En pratique, la surface considérée sera celle du faisceau laser excitateur.

Le bilan complet des populations par unité de volume  $N_W(t)$ ,  $N_E(t)$  et  $N_G(t)$  conduit au système d'équations dynamiques couplées suivant :

$$\frac{dN_W}{dt} = \frac{G}{V_W} + \frac{N_E V_D}{\tau_W^E V_W} f_W - \frac{N_W}{\tau_E^W} f_E - \frac{N_W}{\tau_G^W} f_G - \frac{N_W}{\tau_{WL}^{sp}} \quad (3.7)$$

$$\frac{dN_E}{dt} = f_E \frac{V_W N_W}{V_D \tau_E^W} + f_E \frac{N_G}{\tau_E^G} - \frac{N_E}{\tau_E^W} f_W - f_G \frac{N_E}{\tau_G^E} - \frac{N_E}{\tau_E^{sp}} \quad (3.8)$$

$$\frac{dN_G}{dt} = f_G \frac{V_W N_W}{V_D \tau_G^W} + f_G \frac{N_E}{\tau_G^E} - f_E \frac{N_G}{\tau_E^G} - \frac{N_G}{\tau_G^{sp}} \quad (3.9)$$

où les taux d'occupation  $f_k$  ( $k = G, E$ ) des niveaux électroniques sont définis par les relations :

$$f_G(t) = 1 - P_G(t) \quad (3.10)$$

$$P_G(t) = \frac{N_G(t) V_D}{2} \quad (3.11)$$

$$f_E(t) = 1 - P_E(t) \quad (3.12)$$

$$P_E(t) = \frac{N_E(t) V_D}{4} \quad (3.13)$$

avec  $G(t)$  le taux de génération de paires électrons-trous [98].

La couche de mouillage étant considérée comme un réservoir infini de porteurs :

$$f_W = 1 \quad (3.14)$$

Les coefficients Auger et de relaxation par émission de phonons sont introduits dans les expressions ( $\tau_G^W$ ) et ( $\tau_E^E$ ) selon les relations phénoménologiques [77] :

$$\tau_G^W = \tau_E^W = \frac{1}{A_W + C_W N_W} \quad (3.15)$$

$$\tau_G^E = \frac{1}{A_E + C_E N_W} \quad (3.16)$$

avec  $A_W$  et  $A_E$  les coefficients de relaxation de porteurs assistée par émission de phonons, et  $C_W$  et  $C_E$  les coefficients de relaxation assistée par effet Auger. Ces paramètres sont utilisés comme variables d'ajustement.

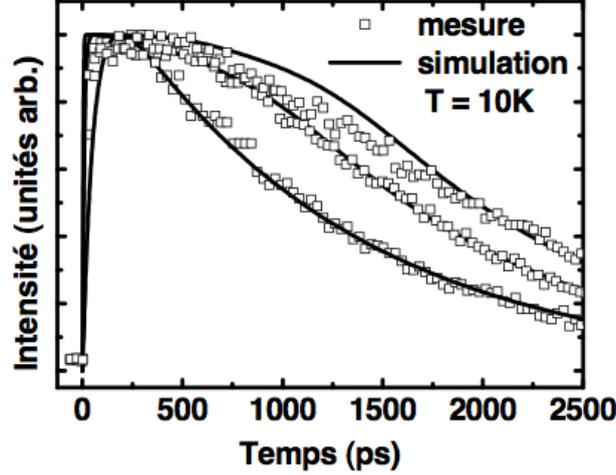


FIGURE 3.4 – Courbes cinétiques expérimentales (symboles carrés) et ajustements correspondants (traits pleins) pour trois puissances excitatrices :  $40 \text{ W.cm}^{-2}$ ,  $650 \text{ W.cm}^{-2}$ ,  $1200 \text{ W.cm}^{-2}$ .

L'interprétation des courbes cinétiques de photoluminescence résolues en temps sous excitation non-résonante donne accès aux temps de montée de la transition fondamentale et de la transition entre états excités des boîtes, ainsi qu'aux temps de déclin correspondants. A titre d'exemple, la figure [3.4] montre des résultats expérimentaux (pour le niveau fondamental), de photoluminescence résolue en temps (symboles carrés) ainsi que les courbes d'ajustement calculées (traits pleins) [108]. Le modèle reproduit correctement la saturation du niveau fondamental observée aux fortes puissances. Les valeurs des paramètres d'ajustement ( $A_W = 1,35 \times 10^{-10} \text{ s}^{-1}$ ,  $C_W = 5 \times 10^{-15} \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ ,  $A_E = 1,5 \times 10^{-10} \text{ s}^{-1}$  et  $C_E = 9 \times 10^{-14} \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ ) sont en accord avec les données de la littérature [77] [86] [99] [109]. Ce modèle présente donc un atout important à savoir la possibilité d'extraire, et ce avec une assez bonne précision, les valeurs des coefficients de relaxation assistée, soit par émission de phonons soit, par effet Auger.

La figure [3.5(a)] montre l'évolution des temps de capture des porteurs à partir de la couche de mouillage en fonction de la puissance excitatrice. Les valeurs expérimentales sont représentées par les symboles circulaires noirs. Un bon accord avec l'ajustement numérique (trait plein) est à nouveau démontré. Lorsque la puissance d'excitation est inférieure à  $40 \text{ W.cm}^{-2}$ , le temps de montée de la luminescence du niveau fondamental reste à peu près constant et égal à 80 ps. A l'instar du système InAs/GaAs, ce régime illustre la relaxation des porteurs par émission de phonons [86] [87] [100] [101] [102]. Les valeurs mesurées sont cohérentes avec celles obtenues pour les boîtes quantiques InAs/GaAs [86] et InAs/InP(311)B [96]. En revanche pour des puissances d'excitation supérieures à  $40 \text{ W.cm}^{-2}$ , la capture par effet Auger

conduit à un temps de relaxation des porteurs vers le niveau fondamental proche de 10 ps. Cette dernière valeur est à nouveau en bon accord avec celles mesurées sur d'autres systèmes [103] [104] [105] [106].

La figure [3.5(b)] montre les valeurs calculées du temps de transition intra-boîte en fonction de la puissance excitatrice. Bien que peu élevées, ces valeurs sont compatibles avec les données de la littérature, les temps de relaxation intra-boîte des porteurs étant généralement de l'ordre de 0,6 à quelques pico-secondes [90] [107] [109].

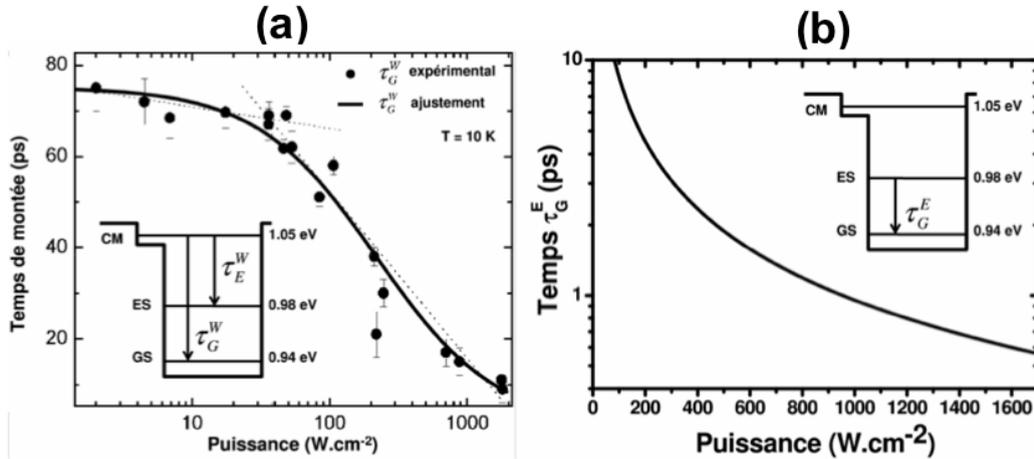


FIGURE 3.5 – (a) Temps de capture à partir de la couche de mouillage en fonction de la puissance excitatrice (symboles circulaires noirs); (b) Temps de transition intra-boîte calculé en fonction de la puissance excitatrice.

Notons enfin que l'analyse des temps de montée de la luminescence en fonction de la température permet également de dissocier l'influence de la relaxation par émission de phonons de la relaxation par effet Auger. Par exemple, sur des boîtes quantiques InAs/InP(311B), il a été montré qu'à forte puissance excitatrice, les temps de montée sont indépendants de la température du système (effet Auger). En revanche, à faible puissance d'excitation, les temps de montée de l'état fondamental et de l'état excité diminuent avec la température. L'évolution des temps de capture révèle dans ce cas l'influence croissante de la relaxation par émission de phonons lorsque la température augmente [58] [110] [111].

### 3.3 Modélisation des lasers InAs/InP(311B) avec population uniforme de nanostructures quantiques

#### 3.3.1 Description d'un ensemble de boîtes quantiques

La structure géométrique du laser modélisé est représentée sur la figure [3.6]. Les boîtes quantiques sont considérées uniformes sur tout le plan de croissance. Les porteurs sont injectés directement dans la couche de mouillage *via* les contacts métalliques; ils atteignent donc la zone active par diffusion à travers les régions dopées. Les effets de transport sont négligés

et les simulations sont réalisées en considérant un seul mode de propagation. Cette dernière approximation est réaliste tant que l'étude dans le domaine spectral n'est pas requise.

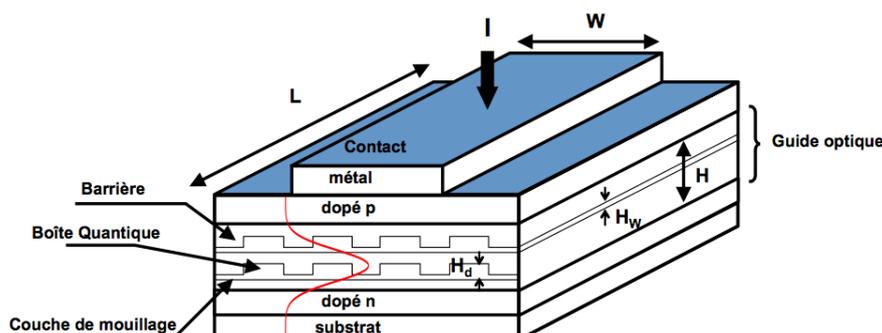


FIGURE 3.6 – Représentation schématique d'une diode laser InAs/InP(311B) avec population uniforme de nanostructures quantiques.

On note respectivement  $L$ ,  $W$ ,  $H$ ,  $V_A = LWH$ ,  $N_l$ ,  $H_w$ ,  $V_w = LWH_w$ ,  $N_D$ ,  $H_d$ ,  $R$  et  $V_d = \pi R^2 H_d$  la longueur et la largeur de la cavité, l'épaisseur du guide optique, le volume de la zone active, le nombre de plans de boîtes quantiques, l'épaisseur et le volume de la couche de mouillage, la densité surfacique et la hauteur moyenne des boîtes (formes cylindriques) ainsi que leurs rayons et volumes moyens. Enfin,  $I$  représente le courant d'injection proportionnel à la densité de porteurs injectés.

### 3.3.2 Modèle excitonique de relaxation en cascade

La figure [3.7] montre le schéma de principe de la dynamique des porteurs dans la bande de conduction selon le modèle de relaxation en cascade. Les porteurs sont injectés directement dans le réservoir de la couche de mouillage (WL) par application d'un courant d'injection ( $I$ ). Une partie des paires électrons-trous est capturée sur l'état excité (ES) ( $\tau_{ES}^{WL}$ ) tandis que l'autre partie se recombine spontanément ( $\tau_{WL}^{spont}$ ). Les porteurs occupant l'état excité peuvent ensuite relaxer sur l'état fondamental (GS) ( $\tau_{GS}^{ES}$ ) ou s'échapper dans le réservoir de la couche de mouillage ( $\tau_{WL}^{ES}$ ) ou se recombiner radiativement. Notons que cette recombinaison radiative se décompose en une partie spontanée ( $\tau_{GS}^{spont}$ ) et en une partie stimulée ( $h\nu_e$ ). Les porteurs déjà relaxés sur l'état fondamental peuvent être soit ré-émis sur l'état excité ( $\tau_{ES}^{GS}$ ), soit se recombiner spontanément ( $\tau_{GS}^{spont}$ ) ou bien par émission stimulée d'un photon ayant l'énergie de l'état fondamental ( $h\nu_g$ ) voire s'échapper dans le réservoir de la couche de mouillage ( $\tau_{WL}^{GS}$ ). Concernant ce dernier point, des études ont montré que ce processus physique n'a pas d'influence sur les propriétés électro-optiques du laser ; aussi la ré-émission des porteurs du niveau fondamental vers la couche de mouillage n'est pas pris en compte dans la modélisation. Enfin, comme mentionné précédemment, la dynamique des porteurs dans les nanostructures quantiques InAs/InP(311)B exhibe un comportement singulier caractérisé par une relaxation directe des paires électrons-trous de la couche de mouillage vers l'état fondamental ( $\tau_{GS}^{WL}$ ). Ce temps de relaxation direct, représenté en pointillé sur la figure [3.7] est évalué à partir de l'expression phénoménologique :

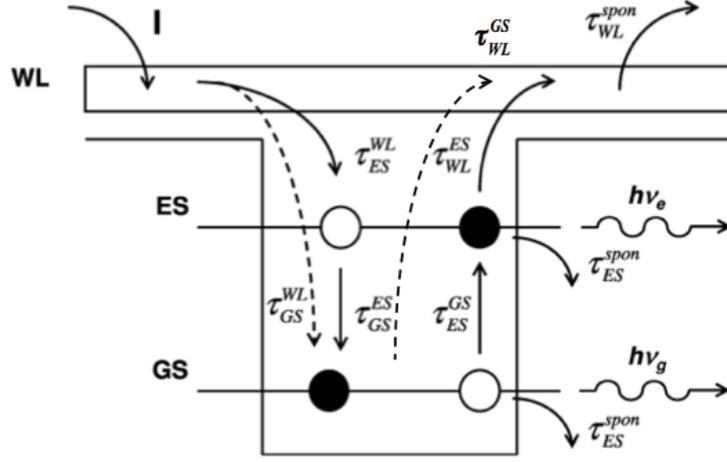


FIGURE 3.7 – Schéma de principe de la dynamique des porteurs dans la bande de conduction selon le modèle excitonique de relaxation en cascade.

$$\tau_{GS}^{WL} = \tau_{ES}^{WL} = \frac{1}{A_E + C_E N_{WL}/V_W} \quad (3.17)$$

L'équation (3.7) montre que le temps de relaxation ( $\tau_{GS}^{WL}$ ) est fonction de la densité de porteur dans la couche de mouillage. Les hypothèses étant les mêmes que celles introduites au paragraphe précédent, le système d'équations différentielles couplées s'écrit sous la forme :

$$\frac{dN_{WL}}{dt} = \frac{I}{e} + \frac{N_{ES}}{\tau_{WL}^{ES}} - f_{ES} \frac{N_{WL}}{\tau_{WL}^{ES}} - f_{GS} \frac{N_{WL}}{\tau_{WL}^{GS}} - \frac{N_{WL}}{\tau_{WL}^{spon}} + \frac{N_{GS}}{\tau_{WL}^{GS}} \quad (3.18)$$

$$\frac{dN_{GS}}{dt} = f_{GS} \frac{N_{WL}}{\tau_{WL}^{GS}} + f_{GS} \frac{N_{ES}}{\tau_{WL}^{GS}} - f_{ES} \frac{N_{GS}}{\tau_{WL}^{ES}} - \frac{N_{GS}}{\tau_{WL}^{spon}} - \frac{N_{GS}}{\tau_{WL}^{GS}} - v_g g_{GS} \frac{S_{GS}}{1 + \epsilon_S S_{GS}} \quad (3.19)$$

$$\frac{dN_{ES}}{dt} = f_{ES} \frac{N_{WL}}{\tau_{WL}^{ES}} + f_{ES} \frac{N_{GS}}{\tau_{WL}^{ES}} - \frac{N_{ES}}{\tau_{WL}^{ES}} - f_{GS} \frac{N_{ES}}{\tau_{WL}^{GS}} - \frac{N_{ES}}{\tau_{WL}^{spon}} - v_g g_{ES} \frac{S_{ES}}{1 + \epsilon_S S_{ES}} \quad (3.20)$$

$$\frac{dS_{GS}}{dt} = \Gamma v_g g_{GS} \frac{S_{GS}}{1 + \epsilon_S S_{GS}} - \frac{S_{GS}}{\tau_p} + \beta_{sp} \frac{N_{GS}}{\tau_{WL}^{spon}} \quad (3.21)$$

$$\frac{dS_{ES}}{dt} = \Gamma v_g g_{ES} \frac{S_{ES}}{1 + \epsilon_S S_{ES}} - \frac{S_{ES}}{\tau_p} + \beta_{sp} \frac{N_{ES}}{\tau_{WL}^{spon}} \quad (3.22)$$

avec  $N_{WL}$ ,  $N_{ES}$ ,  $N_{GS}$  respectivement les nombres de porteurs dans la couche de mouillage et sur les niveaux discrets des boîtes. Les quantités  $S_{GS}$  et  $S_{ES}$  représentent les variations temporelles du nombre de photons, émis par les niveaux fondamental et excité. Dans les équations (3.19), (3.20), (3.21) et (3.22),  $v_g$ ,  $g_{GS,ES}$  et  $\epsilon_{SGS,ES}$  représentent respectivement la vitesse de groupe, les gains des niveaux fondamental et excité ainsi que les facteurs de compression associés (cf. chapitre 4). On note  $\Gamma$  le facteur de confinement optique du mode. L'application de la relation (D.5) définie dans l'annexe D permet d'exprimer le gain de chaque niveau sous la forme :

$$g_{GS} = a_{GS}(2N_{GS} - 2N_B) \quad (3.23)$$

$$g_{ES} = a_{ES}(2N_{ES} - 4N_B) \quad (3.24)$$

avec  $a_{ES,GS}$  le gain dynamique du niveau considéré et  $N_B = N_D L W N_l$  le nombre total de nanostructures dans la zone active.

La contribution de l'émission spontanée à l'émission laser est représentée par le coefficient d'émission spontanée  $\beta_{sp}$ . On note  $\tau_p = v_g / (\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln(\frac{1}{R_1 R_2}))$  le temps de vie des photons dans la cavité avec  $\alpha_i$  les pertes internes et  $R_1$  et  $R_2$  les coefficients de réflexion des facettes du laser.

Le remplissage des niveaux discrets des boîtes quantiques est contrôlé par les probabilités de présence  $f_{GS}$  et  $f_{ES}$  [28] :

$$f_{GS} = 1 - \frac{N_{GS}}{2N_B} \quad (3.25)$$

$$f_{ES} = 1 - \frac{N_{ES}}{4N_B} \quad (3.26)$$

Pour des boîtes quantiques de symétrie cylindrique, le degré de dégénérescence est de deux pour l'état fondamental et de quatre pour l'état excité (spin inclus). Le sur-remplissage des niveaux est évité grâce au principe d'exclusion de Pauli [71] [112]. Enfin, les porteurs de chaque niveau énergétique interagissent avec une seule population de photons de sorte qu'aucune interaction avec d'autres populations n'est permise. En principe, pour justifier cette hypothèse il faudrait que les valeurs des élargissements inhomogènes (de chaque état confiné) et homogène (de chaque population de photons) soient inférieures à l'écart d'énergie entre les niveaux discrets. Bien que ce dernier point ne soit pas toujours vérifié, l'élargissement inhomogène n'est cependant pas pris en compte à ce niveau de modélisation. L'émission laser étant considérée comme monomode, le recouvrement spectral complet est attribué à chaque recombinaison stimulée avec la population de photons correspondante [28] [77].

### Capture et relaxation

L'approche théorique décrivant les processus de capture et de relaxation est phénoménologique. Les porteurs sont capturés depuis un seul niveau énergétique de la couche de mouillage ou de la barrière. En réalité, dans un système réel, les porteurs sont capturés depuis un *continuum* de niveau d'énergie dépendant du mécanisme de transition. Les transitions entre états proches étant plus probables que celles entre états éloignés, le point de départ du processus de capture peut être réalistiquement décrit en considérant un seul niveau énergétique pour la couche de mouillage.

Dans ces conditions, le temps caractéristique de capture ( $\tau_{ES}^{WL}$ ) peut s'écrire sous la forme :

$$\tau_{ES}^{WL} = \frac{1}{A_W + C_W N_{WL} / V_W} \quad (3.27)$$

avec  $A_W$  le coefficient de relaxation de porteurs assistée par émission de phonons et  $C_W$  le coefficient de relaxation assistée par effet Auger.

La même approche est appliquée pour le temps de relaxation intra-boîte ( $\tau_{GS}^{ES}$ ) dont l'expression se met sous la forme :

$$\tau_{GS}^{ES} = \frac{1}{A_E + C_E N_{WL} / V_W} \quad (3.28)$$

Notons que dans ce cas, la relaxation assistée par effet Auger est toujours proportionnelle au nombre de porteurs dans la couche de mouillage. Autrement dit, l'interaction Auger s'effectue

entre un porteur de la couche de mouillage et un autre qui relaxe du niveau excité vers le niveau fondamental. En effet, sous faible excitation la relaxation assistée par phonons reste le processus dominant. Sous forte excitation, la dépendance de  $(\tau_{GS}^{ES})$  avec  $N_{WL}$  est considérée comme une approximation raisonnable, les populations des niveaux se suivant de manière séquentielle [77].

### Echappement et ré-émission

Les processus responsables de la capture et de la relaxation des porteurs vers les boîtes quantiques peuvent également provoquer l'échappement et la ré-émission de porteurs vers la couche de mouillage. Au lieu de décrire les temps d'échappement et de ré-émission de manière indépendante, ces processus sont évalués en considérant l'équilibre thermodynamique pour lequel les taux de transition de sens opposés s'équilibrent (principe dit du "bilan détaillé"). Ainsi, en supposant que le système atteint l'équilibre thermodynamique en l'absence d'excitation externe, les temps d'échappement et de ré-émission des paires électrons-trous peuvent être exprimés à partir des équations (3.27) et (3.28) selon les relations [28] [114] :

$$\tau_{ES}^{GS} = \frac{1}{2} \tau_{GS}^{ES} e^{\left(\frac{E_{ES} - E_{GS}}{k_B T}\right)} \quad (3.29)$$

$$\tau_{WL}^{ES} = 4 \tau_{ES}^{WL} e^{\left(\frac{E_{WL} - E_{ES}}{k_B T}\right)} \quad (3.30)$$

### 3.3.3 Simulation du régime stationnaire

La simulation du régime stationnaire est effectuée par intégration numérique du système d'équations d'évolutions (avec et sans canal direct de relaxation).

#### Caractéristique courant-puissance

Les figures [3.8(a)] et [3.8(b)] décrivent, en absence de canal direct de relaxation, l'évolution du nombre de porteurs (sur les trois niveaux considérés) ainsi que le nombre de photons émis par les états fondamental et excité en fonction de la densité de courant de pompe [113]. La simulation révèle que le nombre de porteurs sur les trois niveaux augmente avec la pompe jusqu'à  $460 \text{ A/cm}^2$ , valeur pour laquelle la population du niveau fondamental se stabilise autour de  $1,4 \times 10^9$ . Pour cette valeur seuil, la figure [3.8(b)] confirme l'émission laser sur l'état fondamental. Puis, pour une densité de courant égale à  $720 \text{ A/cm}^2$ , le nombre de porteurs sur l'état excité se stabilise à son tour autour de  $2,2 \times 10^9$ . Cette nouvelle valeur seuil provoque la saturation du nombre de photons sur le niveau fondamental et la commutation du laser sur l'état excité. Ces résultats corroborent les investigations théoriques illustrant la compétition entre les deux transitions au sein des boîtes quantiques InAs/GaAs [115]. Pour ce système de matériau, le rendement de l'émission associé à la transition fondamentale diminue lorsque le laser commute sur la transition excitée (le rendement total restant constant) [115] [116]. Cet effet prouve qu'il existe une compétition entre les deux transitions au sein des boîtes quantiques. Autrement dit, même si la proportion des porteurs injectés participant à l'émission laser est toujours la même, ces derniers contribuent à l'émission, soit sur la transition fondamentale, soit sur la transition excitée.

La prise en compte du canal de relaxation direct permet de simuler le cas d'un laser à boîtes

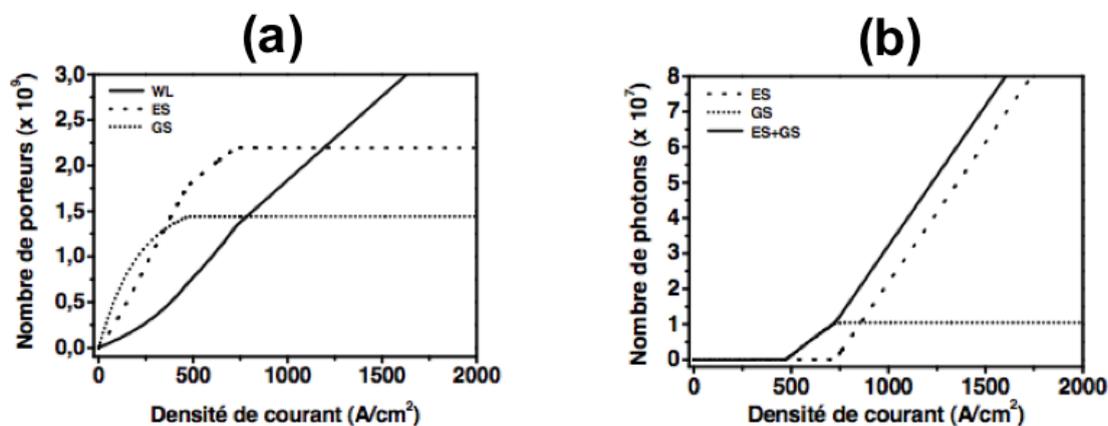


FIGURE 3.8 – Modèle sans canal direct de relaxation : nombre de porteurs (a) et nombre de photons (b) calculés sur les différents niveaux énergétiques en fonction de la densité de courant d'injection.

quantiques InAs/InP(311B). Dans ces conditions, les résultats numériques présentés sur les figures [3.9(a)] et [3.9(b)] mettent en exergue un comportement différent. Même si les valeurs de saturation des nombres de porteurs sur les états fondamental et excité n'ont pas significativement changé, la figure [3.9(b)] révèle que la saturation du niveau fondamental n'est plus apparente. Ces résultats démontrent l'influence de la relaxation assistée par effet Auger sur la performance du laser non seulement par l'absence de saturation du niveau fondamental mais aussi par l'augmentation du rendement global. La simulation montre également que le seuil d'émission du niveau fondamental (du niveau excité) est abaissé (augmenté) à 370  $A/cm^2$  (à 970  $A/cm^2$ ). Cet effet de réduction/augmentation s'explique par une inversion de population plus rapide sur le niveau fondamental et aussi par le fait que la relaxation directe se fait au détriment d'un nombre de paires électrons-trous plus faible sur l'état excité. Afin de comparer

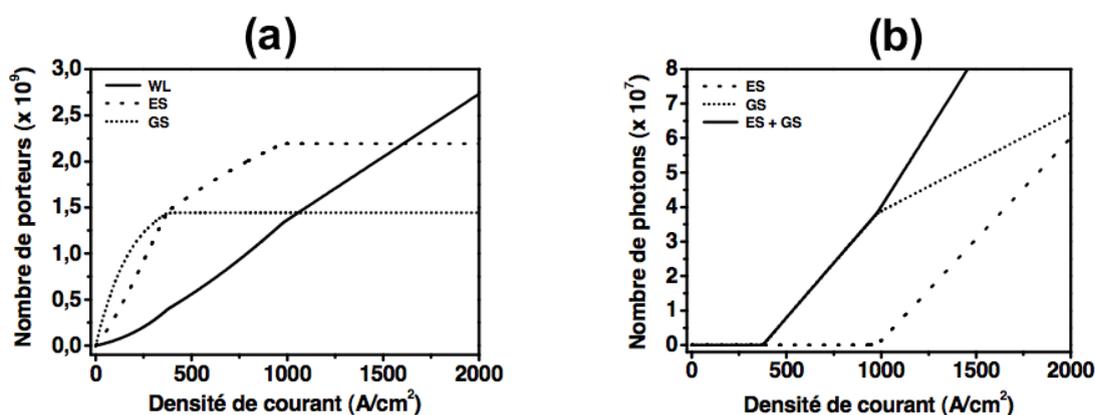


FIGURE 3.9 – Modèle avec canal direct de relaxation : nombre de porteurs (a) et nombre de photons (b) calculés sur les différents niveaux énergétiques en fonction de la densité de courant d'injection.

les résultats numériques à l'expérience, considérons un laser InAs/InP(311)B constitué d'une zone active à six plans de boîtes quantiques. La longueur de la cavité est 2,45 mm. La figure [3.10(a)] montre le résultat de photoluminescence intégrée en fonction du taux de pompage optique. L'expérience confirme la tendance observée sur le résultat numérique de la figure [3.9(b)] à savoir :

- une absence de saturation du niveau quantique fondamental,
- une augmentation du rendement total lorsque la transition excitée apparaît.

Ainsi, dans ce système de matériau, la compétition ne se situe non pas au niveau d'une boîte quantique, mais au niveau du processus global de capture sur l'ensemble des boîtes quantiques [117]. Lorsque la densité de pompage est intermédiaire aux deux seuils laser, chaque porteur injecté peut être capturé par une boîte participant à l'émission sur la transition fondamentale ou par une boîte participant à l'émission spontanée sur la transition excitée. Le rendement global possède alors une composante pour la transition fondamentale et une composante spontanée pour les boîtes quantiques ne participant pas à l'émission sur cette transition. Lorsque l'émission laser sur la transition excitée apparaît, la compétition entre les deux classes de boîtes quantiques est toujours présente. Le rendement global croît du fait de l'augmentation de la population de boîtes quantiques participant à l'émission laser.

### Double émission laser

La figure [3.10(a)] révèle également que pour certaines valeurs du courant de pompe, les états fondamental et excité co-existent simultanément dans la structure. Cette situation particulière correspond à l'occurrence de la double émission laser, laquelle s'atténue voire disparaît complètement lorsque la puissance générée par le niveau excité devient prédominante. Par exemple, la figure [3.10(b)] montre les spectres optiques mesurés à température ambiante [117]. L'émission laser apparaît sur le niveau fondamental à 0,82 eV (1,51  $\mu\text{m}$ ) pour  $1,04 \times P_{th}$  ( $P_{th}$  étant la puissance de pompage seuil). Puis, lorsque le taux de pompage optique atteint  $2,08 \times P_{th}$ , on observe l'occurrence d'une seconde émission centrée à 0,86 eV (1,44  $\mu\text{m}$ ) et correspondant à l'apparition de l'état excité. La double émission qui illustre le non-verrouillage de la densité de porteurs dans ce type de dispositif a déjà été observée par plusieurs groupes dans les systèmes de matériaux InAs/GaAs et InAs/InP [115] [117] [118]. Dans les dispositifs à boîtes quantiques, la double émission revêt donc un caractère fondamentalement différent par rapport à ce qui est couramment observé dans les structures conventionnelles (matériaux massif ou à puits quantiques). Certains travaux rapportent également l'occurrence d'une double émission à caractère singulier, observable dès les faibles niveaux d'injection électrique et pour laquelle la différence de fréquence entre les deux transitions augmente avec le courant de pompe [119] [120]. L'écart énergétique entre les niveaux fondamental et excité étant par essence même fixe et indépendant du courant de pompe, cet effet n'est donc pas la signature d'une compétition entre les états liés. Même si certains auteurs ont évoqué les oscillations Rabi [121] [122] comme cause du phénomène (la différence de fréquence entre les deux pics suivant alors une variation linéaire en fonction de la racine carrée de la puissance optique), il faut savoir raison garder car l'origine de cette double émission reste globalement mal comprise à ce jour. Notons également que la double émission laser peut servir à la réalisation de diode super-luminescentes pour le secteur médical [123]. Une des applications concerne la tomographie par cohérence optique, technique d'imagerie très performante et non invasive dans laquelle le tissu à étudier est éclairé par un ensemble de

sources infrarouges. Au cours du chapitre 5, nous verrons également que cette double émission laser peut être exploitée en vue d'applications aux domaines térahertzien voire pour la génération de signaux dans le domaine des ondes millimétriques.

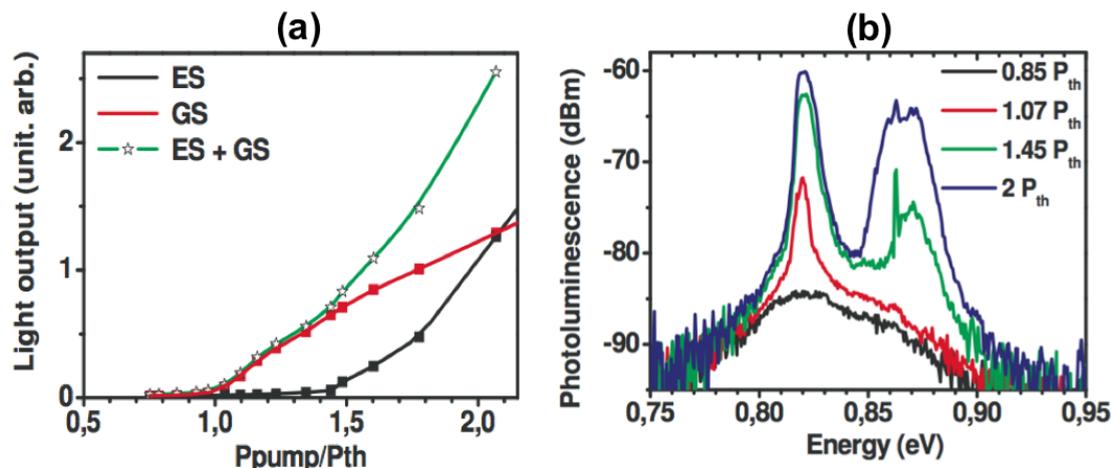


FIGURE 3.10 – (a) Photoluminescence intégrée en fonction de la densité de pompage optique pour un laser à boîtes quantiques InAs/InP(311B); (b) Spectres optiques mesurés illustrant la double émission laser.

### 3.3.4 Simulation de la réponse indicielle

Dans le but d'analyser les propriétés dynamiques, la réponse temporelle d'un laser InAs/InP (311B) à un échelon de courant ( $I=2,7 \times I_{th,ES}$ ) a été étudiée. Les figures [3.11(a)] et [3.11(b)] montrent les réponses indicielles obtenues respectivement sans et avec canal direct de relaxation [124]. Dans le cas du modèle sans canal direct de relaxation, la réponse de l'état excité apparaît en premier, suivie de celle de l'état fondamental (retardée de  $\Delta t = 88$  ps). En effet, bien que l'intensité du courant d'injection dépasse le seuil de l'état excité, l'émission de la transition fondamentale est déjà fixée. Le système atteint le régime stationnaire après quelques oscillations de relaxation avec une fréquence  $f_{r,ES} = 12,8$  GHz pour l'état excité et  $f_{r,GS} = 5,2$  GHz pour l'état fondamental. Ce résultat confirme la possibilité d'obtenir une bande de modulation plus large pour l'état excité que celle du niveau fondamental ce qui est en accord avec les résultats obtenus pour les lasers InAs/GaAs [125] [126]. La figure [3.11(b)] montre maintenant la réponse indicielle obtenue en incorporant le canal direct de relaxation. En raison de l'écart plus important entre les seuils des deux émissions (associé à l'absence de saturation de l'état fondamental), la réponse de l'état excité suit celle du fondamental (retardée de  $\Delta t=130$  ps). La fréquence de relaxation du fondamental est alors augmentée ( $f_{r,GS}=9,0$  GHz), celle de l'état excité abaissée ( $f_{r,ES}=4,7$  GHz). Ces calculs permettent de pointer l'effet singulier du canal direct sur la réponse dynamique. La réponse du laser avec canal direct de relaxation est environ trois fois plus rapide. En effet, comme les porteurs relaxent directement sur l'état fondamental (avec le même temps que ceux capturés par l'état excité), on observe une régénération de la fréquence de relaxation du niveau fondamental. La relaxation vers l'état fondamental étant plus efficace, le seuil laser de l'état excité augmente et sa fréquence de relaxation diminue à cause de la faible injection au-dessus du seuil.

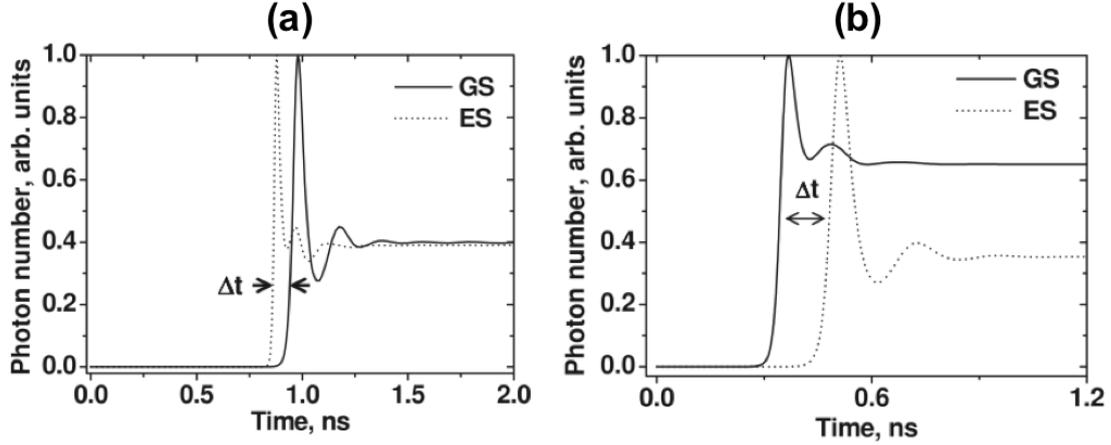


FIGURE 3.11 – Réponse indicielle de la transition fondamentale (GS) et de la transition excitée (ES) (a) sans canal direct de relaxation ; (b) avec canal direct de relaxation.

### 3.3.5 Simulation de la réponse petit-signal

L'analyse petit-signal (ps) appliquée aux équations (3.18), (3.19), (3.20) et (3.21) permet d'écrire la réponse en amplitude d'un laser à boîtes quantiques sous une forme analytique [80] [81] (cf. annexe E) :

$$H(j\omega) = \left( \frac{\omega_r^2}{\omega_r^2 - \omega^2 + j\omega\Gamma} \right) \times \left( \frac{\omega_{r0}^2}{\omega_{r0}^2 - \omega^2 + j\omega\Gamma_0} \right) = H_1(j\omega) \times H_0(j\omega) \quad (3.31)$$

avec,

$$\omega_R^2 = \frac{v_g a_{GS} S_{GS}}{\tau_p} + \left[ \Gamma_p v_g a_{GS}^p S_{GS} + \frac{\Gamma_p \beta_{sp} N_{GS}}{\tau_{GS}^{spon}} S_{GS} \right] \left( \frac{f_{ES}}{\tau_{ES}^{GS}} + \frac{1 - \beta_{SP}}{\tau_{GS}^{spon}} \right) \quad (3.32)$$

$$\Gamma = v_g a_{GS} S_{GS} \left[ 1 + \Gamma_p \frac{a_p^{GS}}{a_{GS}} \right] + \frac{f_{ES}}{\tau_{ES}^{GS}} + \frac{1}{\tau_{GS}^{spon}} + \frac{\Gamma_p \beta_{sp} N_{GS}}{\tau_{GS}^{spon} S_{GS}} \quad (3.33)$$

où  $N_{GS}$  et  $S_{GS}$  sont les nombres de porteurs et de photons associés au niveau fondamental. Les quantités  $\tau_{GS}^{spon}$ ,  $\beta^{SP}$ ,  $\Gamma_p$ ,  $v_g$ ,  $\tau_p$ ,  $a_{GS}$  et  $f_{GS,ES}$  sont respectivement le taux d'émission spontanée, le facteur d'émission spontanée couplée au mode, le facteur de confinement, la vitesse de groupe, le temps de vie des photons, le gain du niveau fondamental et les facteurs de blocage de Pauli associés au niveaux quantiques de l'îlot. Les fonctions  $H_1(j\omega)$  et  $H_0(j\omega)$  ainsi que les variables  $\omega_{r0}$  et  $\Gamma_0$  dépendent également de la structure fine des boîtes quantiques (cf. annexe E). Même si la simulation révèle l'existence de deux pulsations particulières, les équations (3.3.5) et (3.33) révèlent en sus de nouvelles expressions de la fréquence de relaxation et du taux d'amortissement valables pour un laser à semi-conducteurs à zone active nanostructurée. Ces relations diffèrent de celles obtenues pour un laser conventionnel à puits quantiques puisque le taux d'échappement des porteurs du niveau  $|GS\rangle$  vers le niveau  $|ES\rangle$  est explicite tout comme le coefficient  $a_p$  quantifiant les effets de compression du matériau induit par les mécanismes de relaxation intra-bande. On notera que dans le but de simplifier les calculs, l'émission stimulée provenant de l'état excité est ici négligée. Autrement dit, l'élimination de l'équation (3.22) permet de décrire une situation pour laquelle l'émission laser se produit uniquement sur la transition fondamentale.

La figure [3.13(a)] montre les réponses  $H(j\omega)$ ,  $H_0(j\omega)$  et  $H_1(j\omega)$  calculées (à courant de pompe fixé) pour un laser InAs/InP(311B) dont les paramètres sont donnés dans la référence [57]. La simulation révèle que les valeurs finies des temps de vie ( $\tau_{GS}^{ES}$ ), ( $\tau_{ES}^{WL}$ ) et ( $\tau_{GS}^{WL}$ ) couplés

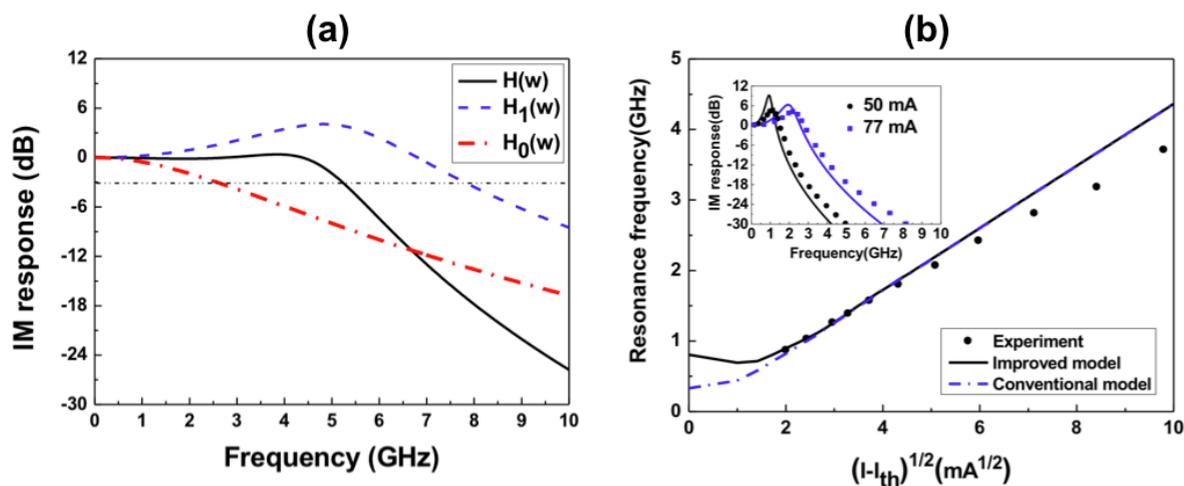


FIGURE 3.12 – (a) Réponses (ps) calculées pour un laser InAs/InP(311B); (b) Fréquence de relaxation en fonction du courant de seuil normalisé (les points correspondent aux valeurs expérimentales issues de [57]). La courbe en pointillé correspond au cas d'un laser à puits quantiques (données issues de [72]). En inséré, les réponses (ps) calculées (traits pleins) et mesurées (points) issues de [57].

au blocage de Pauli ( $f_{GS}$ ,  $f_{ES}$ ) contribuent à l'amortissement global de la réponse (ps) du laser réduisant par la même occasion sa bande passante de modulation. La figure [3.13(b)] illustre l'évolution de la fréquence de relaxation calculée en fonction du courant de seuil normalisé. Les courbes insérées sur la figure [3.13(b)] montrent une comparaison entre les réponses (ps) modélisées et mesurées pour différentes valeurs du courant de pompe. Enfin, la figure [3.3.5] représente l'évolution du facteur d'amortissement en fonction du carré de la fréquence de relaxation. En plus du bon accord qualitatif entre les résultats théoriques et expérimentaux, les simulations révèlent une augmentation de la fréquence de relaxation et du taux d'amortissement à basse-puissance. Bien que les courbes en pointillées montrent que cet effet peut également s'observer dans un laser à puits quantiques (et ce dès lors que la contribution de l'émission spontanée est prise en compte [72]), les simulations démontrent que, dans un laser à boîte quantiques, l'échappement des porteurs de l'état fondamental vers l'état excité contribue à exacerber ce phénomène. Ce résultat confirme que les dispositifs à nanostructures quantiques présentent un fort amortissement naturel par rapport aux structures conventionnelles à puits quantiques [127].

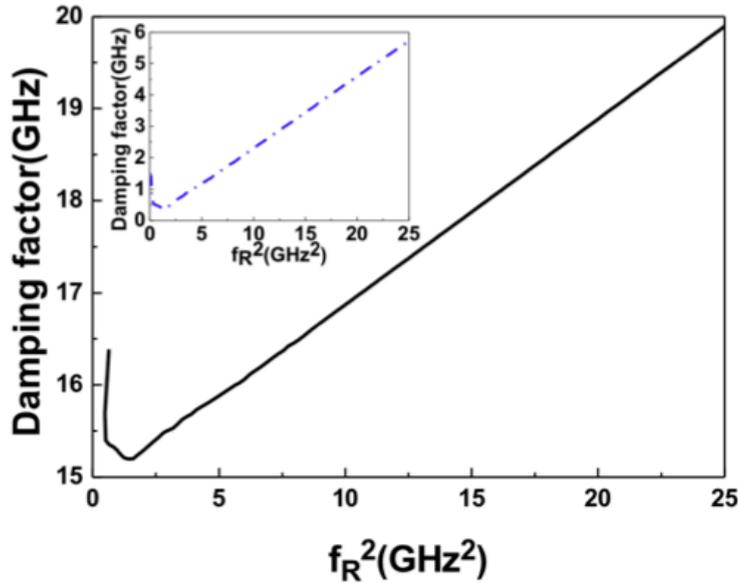


FIGURE 3.13 – Facteur d’amortissement en fonction du carré de la fréquence de relaxation pour un laser InAs/InP(311B). La figure en insérée correspond au cas d’un laser à puits quantiques (données issues de [72]).

### 3.4 Modélisation des lasers InAs/InP(311B) avec population inhomogène de nanostructures quantiques

Dans le modèle phénoménologique utilisé précédemment, les élargissements inhomogène et homogène du gain ne sont pas pris en compte. Dans les lasers à boîtes quantiques, ces mécanismes représentent une limitation importante de fonctionnement, aussi leurs incorporations dans les modèles numériques est fondamentale en vue d’une évaluation rigoureuse des propriétés statiques et dynamiques [75] [76].

#### 3.4.1 Elargissement inhomogène

Par opposition aux matériaux à puits quantiques qui présentent un quasi-élargissement homogène du gain (l’élargissement est alors dû principalement aux mécanismes de relaxation en phase), un milieu à boîtes quantiques de par la dispersion en taille des nanostructures conduit à un élargissement inhomogène du gain [116]. Le système est donc un assemblage de sous-systèmes indépendants et la courbe de gain est la convolution de chacun de ces sous-systèmes. La modélisation de l’élargissement inhomogène d’un tel système doit considérer plusieurs populations de boîtes dans le spectre d’énergie. L’élargissement d’un système sera donc la résultante d’une combinaison d’un certain nombre de transitions, chacune représentée par une gaussienne [128] :

$$G(E' - E_{cent}^l) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\xi}} \exp \left[ \frac{-(E' - E_{cent}^l)^2}{2\xi^2} \right] \quad (3.34)$$

avec  $E_{cent}$  l'énergie centrale de la transition considérée et  $\xi$  la largeur de la distribution (de largeur à mi-hauteur  $\Gamma_{inhom} = \sqrt{8 \ln(2)} \xi$ ). La figure [3.14(a)] montre le principe de l'élargissement inhomogène d'une énergie de transition. L'intervalle d'énergie de transitions (dont la largeur dépend de l'élargissement inhomogène) peut être divisé en  $N$  sous-intervalles de largeur  $\Delta E$ . Pour chaque sous-intervalle, on fait correspondre une population de boîtes quantiques avec une énergie de transition  $E_n$  comprise dans ce sous-intervalle. Ainsi, pour chaque population, on peut assigner une certaine probabilité d'existence donnée par :

$$G_n = \int_{E_n - \Delta E/2}^{E_n + \Delta E/2} G(E - E_n) dE \quad (3.35)$$

où  $E_n$  est l'énergie d'émission centrale de la  $n^{\text{ème}}$  population. Comme le montre la figure [3.14(b)], si  $\Delta E$  est suffisamment petit, alors les boîtes quantiques de la  $n^{\text{ème}}$  population peuvent être représentées comme un ensemble de nanostructures parfaitement identiques avec une énergie de transition  $E_n$  et une probabilité d'existence  $G_n$ . La fonction de répartition des boîtes quantiques est ensuite discrétisée en attribuant à chaque intervalle d'énergie le poids correspondant en fonction de la gaussienne.

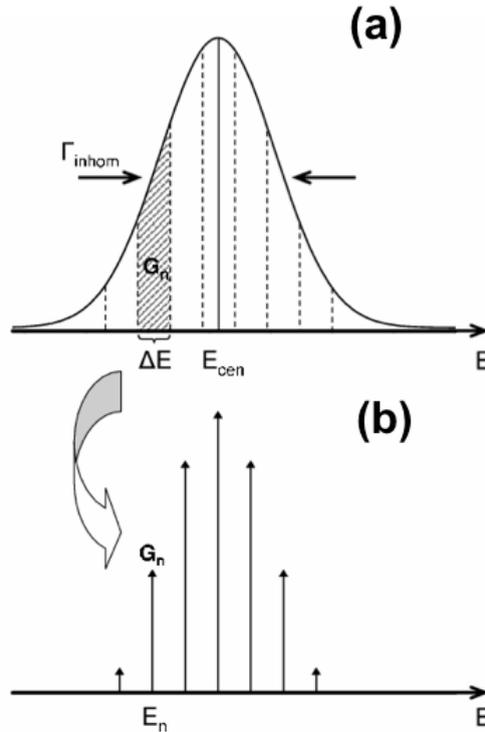


FIGURE 3.14 – (a) Représentation schématique de l'élargissement inhomogène ; (b) Division en différentes populations d'un ensemble de boîtes quantiques.

### 3.4.2 Elargissement homogène

L'élargissement homogène est l'élargissement naturel de la raie de luminescence d'une boîte quantique ou d'une population donnée de boîtes quantiques. Cet élargissement dû au

couplage entre les nanostructures et l'environnement est dépendant de la température. En considérant le temps de vie fini des paires électrons-trous et le second principe d'incertitude de W. Heisenberg ( $\Delta E \Delta t \geq \hbar$ ), la relation liant le temps de vie du niveau et l'élargissement de la raie de luminescence (élargissement dû aux collisions inélastiques) s'exprime sous la forme :

$$\Delta\nu_0 = \frac{1}{2\pi\tau_r} \quad (3.36)$$

Les boîtes quantiques présentent un temps de vie de l'ordre de la nanoseconde, ce qui équivaut à un élargissement spectral de l'ordre du  $\mu\text{eV}$ . Toutefois, à température ambiante, l'interaction des porteurs avec les phonons du réseaux fait que la largeur homogène mesurée varie typiquement de l'ordre de 10 à 30 meV. Les temps caractéristiques de ces collisions étant plus petits que le temps de vie des porteurs, il y a annihilation de la cohérence de l'interaction onde-matière et diminution du temps de vie radiatif de l'état considéré. L'augmentation de la puissance d'excitation et l'élargissement dû aux collisions porteurs-porteurs tend également à augmenter la largeur homogène (élargissement dû aux collisions élastiques). L'expression de l'élargissement homogène s'exprime sous forme d'une Lorentzienne [129] :

$$B(\hbar\omega - E') = \frac{\Gamma_{hom}/2\pi}{(\Gamma_{hom}/2\pi)^2 + (\hbar\omega - E')^2} \quad (3.37)$$

avec  $\Gamma_{hom}$  la largeur à mi-hauteur.

### 3.4.3 Modèle à populations multiples

La figure [3.15] illustre le schéma de principe de la dynamique des porteurs pour deux populations de boîtes quantiques. Comme dans le modèle précédent, la couche de mouillage est considérée comme un réservoir de porteurs interconnectant les  $N$  populations de boîtes quantiques ( $n = 0, 1, \dots, N - 1$ ). On note  $N_{WL}$  le nombre de paires électrons-trous dans la couche de mouillage. Pour chaque population de boîtes quantiques, on associe un état fondamental (un état excité) caractérisé par un nombre de porteurs  $N_{GSn}$  ( $N_{ESn}$ ) et par une probabilité d'occupation  $P_{GSn}$  ( $P_{ESn}$ ). La dynamique des porteurs suit alors les mêmes mécanismes que dans le modèle à boîtes quantiques uniformes. Les porteurs sont injectés directement dans le réservoir de la couche de mouillage. Une partie est capturée sur l'état excité de la  $n^{\text{ème}}$  population ( $\tau_{ESn}^{WL}$ ) tandis que l'autre se recombine spontanément ( $\tau_{spont}^{WL}$ ). Une fois sur l'état excité, les porteurs peuvent relaxer sur l'état fondamental de la même population ( $\tau_{GSn}^{ES}$ ), ou s'échapper dans le réservoir de la couche de mouillage ( $\tau_{ESn}^{WL}$ ) ou bien subir une recombinaison radiative. Les porteurs déjà relaxés sur l'état fondamental ont, à leur tour, la possibilité d'être ré-émis sur l'état excité ( $\tau_{ESn}^{GS}$ ) ou de se recombinaison spontanément ( $\tau_{spont}^{GS}$ ) ou bien par émission stimulée. On note  $S_m$  le nombre de photons dans la cavité (avec  $m$  l'indice du mode optique).

Considérons un laser Fabry-Perot dont les  $M$  modes optiques longitudinaux ont leurs énergies respectives localisées à l'intérieur de l'élargissement inhomogène.

L'espacement inter-mode est donné par l'expression :

$$\Delta E_{FSR} = \frac{hc}{2n_r L_{cav}} \quad (3.38)$$

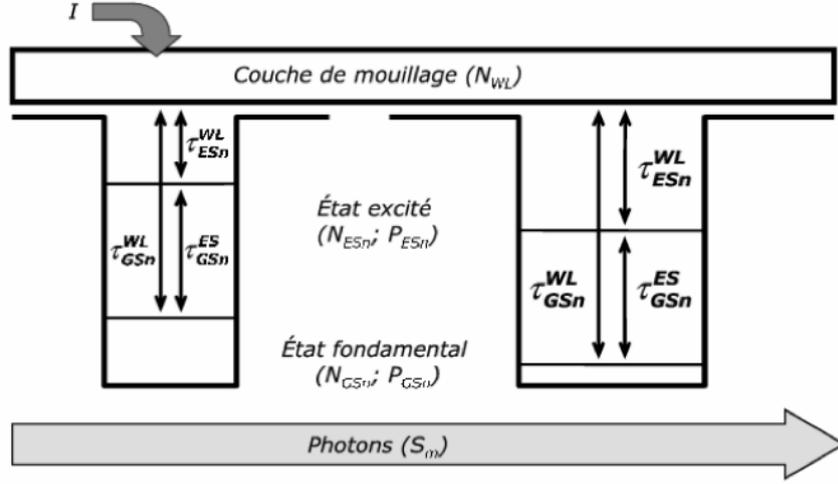


FIGURE 3.15 – Schéma de principe illustrant la dynamique des porteurs pour deux populations de boîtes quantiques.

avec  $L_{cav}$  la longueur de la cavité laser,  $n_r$  l'indice optique  $h$  la constante de Planck et  $c$  la célérité de la lumière.

Les probabilités d'occupation de l'état excité et de l'état fondamental de la  $n^{\text{ème}}$  population s'écrivent sous la forme [116] :

$$P_{ESn} = \frac{N_{ESn}}{\mu_{ES} N_D w L_{cav} N_l G_{nES}} \quad (3.39)$$

$$P_{GSn} = \frac{N_{GSn}}{\mu_{GS} N_D w L_{cav} N_l G_{nGS}} \quad (3.40)$$

où  $\mu_{GS}$  et  $\mu_{ES}$  sont les dégénérescences de chaque niveau,  $N_l$  le nombre de plans de boîtes quantiques,  $w$  la largeur de la zone active et  $N_D$  la densité surfacique correspondante. On note  $G_{nES,GS}$  la probabilité d'existence de la  $n^{\text{ème}}$  population.

En considérant ces hypothèses, les équations d'évolution décrivant les porteurs sur les différents niveaux électroniques et les photons dans la cavité s'écrivent :

$$\frac{dN_{WL}}{dt} = \frac{I}{e} + \sum_n \frac{N_{ESn}}{\tau_{WLn}^{ES}} + \sum_n \frac{N_{GSn}}{\tau_{WLn}^{GS}} - \frac{N_{WL}}{\tau_{ES}^{WL}} - \frac{N_{WL}}{\tau_{GS}^{WL}} - \frac{N_{WL}}{\tau_{WL}^{Spon}} \quad (3.41)$$

avec  $0 \leq n \leq N - 1$

$$\frac{dN_{ESn}}{dt} = \frac{N_{WL}}{\tau_{ESn}^{WL}} + \frac{N_{GSn}(1 - P_{ESn})}{\tau_{ESn}^{GS}} - \frac{N_{ESn}}{\tau_{WLn}^{ES}} - \frac{N_{ESn}}{\tau_{GSn}^{ES}} - \frac{N_{ESn}}{\tau_{ES}^{spon}} - \frac{c}{n_r} \sum_m g_{mnES} S_m \quad (3.42)$$

avec  $0 \leq m \leq M - 1$

$$\frac{dN_{GSn}}{dt} = \frac{N_{ESn}}{\tau_{GSn}^{ES}} + \frac{N_{WL}}{\tau_{GSn}^{WL}} - \frac{N_{GSn}(1 - P_{ESn})}{\tau_{ESn}^{GS}} - \frac{N_{GSn}}{\tau_{WLn}^{GS}} - \frac{c}{n_r} \sum_m g_{mnGS} S_m \quad (3.43)$$

avec  $0 \leq m \leq M - 1$

$$\begin{aligned} \frac{dS_m}{dt} = \frac{\Gamma c}{n_r} \sum_n (g_{mnGS} + g_{mnES}) S_m - \frac{S_m}{\tau_p} + \beta_{sp} \sum_m B_{ES}(E_m - E_{ESn}) \frac{N_{ES}}{\tau_{ES}^{spon}} \Delta E_{FSR} \\ + \beta_{sp} \sum_m B_{GS}(E_m - E_{GSn}) \frac{N_{GS}}{\tau_{GS}^{spon}} \Delta E_{FSR} \end{aligned} \quad (3.44)$$

avec  $e$  la charge élémentaire,  $\Gamma$  le facteur de confinement optique,  $\beta_{sp}$  le coefficient d'émission spontanée associé au mode  $m$  et  $\tau_p$  le temps de vie des photons dans la cavité.

Les gains matériaux sont données par les expressions finalisées (cf. annexe D) :

$$g_{mnES} = \mu_{ES} \frac{\pi \hbar e^2}{c n_r \epsilon_0 m_0^2} \frac{N_d}{H} \frac{|P_{ES}^\sigma|^2}{E_{ESn}} (2P_{ESn} - 1) G_{nES} B_{ES}(E_m - E_{ESn}) \quad (3.45)$$

$$g_{mnGS} = \mu_{GS} \frac{\pi \hbar e^2}{c n_r \epsilon_0 m_0^2} \frac{N_d}{H} \frac{|P_{GS}^\sigma|^2}{E_{GSn}} (2P_{GSn} - 1) G_{nGS} B_{GS}(E_m - E_{GSn}) \quad (3.46)$$

avec  $|P_{ES,GS}^\sigma|^2$  l'élément de matrice densité et  $H$  la hauteur moyenne de la boîte quantique.

### Temps de capture et de relaxation

L'effet de la dispersion en taille des boîtes quantiques est pris en compte dans le calcul *via* les constantes de temps caractéristiques des porteurs de chaque population. La relation entre la variation des niveaux d'énergie à l'intérieur des boîtes quantiques (selon leurs tailles) et la variation des temps de capture et de relaxation est toujours décrite à l'aide d'une approche phénoménologique. En d'autres termes, on peut définir des valeurs moyennes des différents temps de transitions pour l'ensemble de boîtes et les associer aux constantes caractéristiques de chaque population. De cette façon, les temps de capture de la couche de mouillage vers les états excités et les temps de relaxation dans les boîtes quantiques de la  $n^{\text{ème}}$  population peuvent s'exprimer sous la forme [116] :

$$\tau_{ESn}^{WL} = \frac{\tau_{ES0}^{WL}}{(1 - P_{ESn}) G_{nES}} \quad (3.47)$$

$$\tau_{GSn}^{WL} = \frac{\tau_{GS0}^{WL}}{(1 - P_{GSn}) G_{nGS}} \quad (3.48)$$

$$\tau_{GSn}^{ES} = \frac{\tau_{GS0}^{ES}}{(1 - P_{GSn})} \quad (3.49)$$

avec,

$$\tau_{GS0}^{WL} = \tau_{ES0}^{WL} = \frac{1}{A_W + C_W N_{WL}/V_{WL}} \quad (3.50)$$

$$\tau_{GS0}^{ES} = \frac{1}{A_E + C_E N_{WL}/V_{WL}} \quad (3.51)$$

Les équations (3.47) et (3.48) dépendent de la probabilité d'existence de la  $n^{\text{ème}}$  population. Ainsi, le temps de capture d'une population plus probable devient plus court que celui d'une population moins probable. Notons enfin que les temps de capture et de relaxation sont inversement proportionnels aux taux d'occupation de l'état d'arrivée.

### Temps de fuite et excitation

Les temps de capture et de relaxation sont liés aux temps de fuite et d'excitation par un bilan détaillé dans l'hypothèse du quasi-équilibre thermodynamique. En imposant cette condition, les transitions entre les états fondamental et excité de chaque population sont reliées par les relations :

$$\frac{N_{ESn}}{\tau_{GSn}^{ES}} = \frac{N_{GSn}(1 - P_{ESn})}{\tau_{ESn}^{GS}} \quad (3.52)$$

avec,

$$N_{ESn} = \mu_{ES} N_d w L_{cav} N_l G_n P_{ESn} \quad (3.53)$$

$$N_{GSn} = \mu_{GS} N_D w L_{cav} N_l G_n P_{GSn} \quad (3.54)$$

En injectant ces expressions dans l'équation (3.52) et en substituant les probabilités d'occupation  $P_{GSn}$  et  $P_{ESn}$  par les fonctions de Fermi en  $E = E_{GSn}$  et  $E = E_{ESn}$ , le temps de fuite peut se mettre sous la forme :

$$\tau_{ESn}^{GS} = \tau_{GS0}^{ES} \frac{\mu_{GS}}{\mu_{ES}} e^{\left(\frac{E_{ESn} - E_{GSn}}{k_B T}\right)} \quad (3.55)$$

Pour le temps d'excitation des états excités vers la couche de mouillage on procède de la même façon en écrivant :

$$\frac{N_{WL}}{\tau_{ESn}^{WL}} = \frac{N_{ESn}}{\tau_{WLn}^{ES}} \quad (3.56)$$

L'expression pour le temps d'excitation des états excités vers la couche de mouillage s'écrit alors sous la forme :

$$\tau_{WLn}^{ES} = \tau_{ES0}^{WL} \frac{\mu_{ES} N_d N_l}{\rho_{WL}} e^{\left(\frac{E_{WL} - E_{ESn}}{k_B T}\right)} \quad (3.57)$$

avec  $\rho_{WL}$  la densité d'état dans la couche de mouillage. Sachant que ce temps de capture est supposé égal au temps de capture de la couche de mouillage vers l'état fondamental, le temps d'excitation de l'état fondamental lié au temps de capture direct devient :

$$\tau_{WLn}^{GS} = \tau_{GS0}^{WL} \frac{\mu_{GS} N_d N_l}{\rho_{WL}} e^{\left(\frac{E_{WL} - E_{GSn}}{k_B T}\right)} \quad (3.58)$$

### 3.4.4 Résultats numériques et discussion

L'application du modèle à populations multiples permet d'accéder à la structure fine des dispositifs à boîtes quantiques InAs/InP(311B). Le tableau [3.1] recense les principaux paramètres utilisés dans les simulations numériques.

#### Simulation du gain modal

La figure [3.16(a)] montre l'évolution du gain modal en fonction de l'énergie pour différents niveaux d'injection. L'évolution du pic de gain des états fondamental et excité est représentée en fonction du courant d'injection sur la figure [3.16(b)]. Les résultats sont obtenus en considérant une longueur de cavité de 1 mm. La droite horizontale rouge représente le niveau de pertes totales égal à  $\approx 21 \text{ cm}^{-1}$  (en supposant des pertes internes de  $10 \text{ cm}^{-1}$ ). La figure [3.16(b)] montre que pour un courant de pompe de l'ordre de  $\approx 60 \text{ A/cm}^2$ , le gain compense les pertes et l'émission laser apparaît sur l'état fondamental. Au fur et à mesure

PARAMETRES MATERIAUX	PARAMETRES DIODE LASER
Energie d'émission de la couche de mouillage $E_{WL}=1,05$ eV	Rayon moyen d'une boîte quantique $R=1,55 \times 10^{-6}$ cm
Emission spontanée depuis la couche de mouillage $\tau_{WL}^{spon}=500$ ps	Hauteur moyenne d'une boîte quantique $H=2 \times 10^{-7}$ cm
Emission spontanée depuis l'état excité $\tau_{ES}^{spon}=500$ ps	Densité de boîtes quantiques $N_d=10^{11}$ cm <sup>2</sup>
Emission spontanée depuis l'état fondamentale $\tau_{GS}^{spon}=1200$ ps	Réfectivités des facettes $R_1 = R_2=0,32$
Coefficient de relaxation phonons de l'état excité $A_E=1,5 \times 10^{10}$ s <sup>-1</sup>	Pertes internes $\alpha_i=10$ cm <sup>-1</sup>
Coefficient Auger (Couche de mouillage) $C_W=5 \times 10^{-15}$ m <sup>3</sup> s <sup>-1</sup>	Facteur de confinement $\Gamma=0,036$
Coefficient Auger (Etat excité) $C_E=9 \times 10^{-14}$ m <sup>3</sup> s <sup>-1</sup>	Energie de séparation $E_{ES} - E_{GS} = 47,8$ meV
Energie de la transition fondamentale $E_{GS}=0,792$ eV	Elargissement homogène $10 \text{ meV} \leq \Gamma_{hom} \leq 30 \text{ meV}$
Energie de la transition excitée $E_{ES}=0,840$ eV	Elargissement inhomogène $\Gamma_{inhom} = 50$ meV

TABLE 3.1 – Paramètres utilisés dans le modèle à populations multiples pour la simulation du laser à boîtes quantiques InAs/InP(311B).

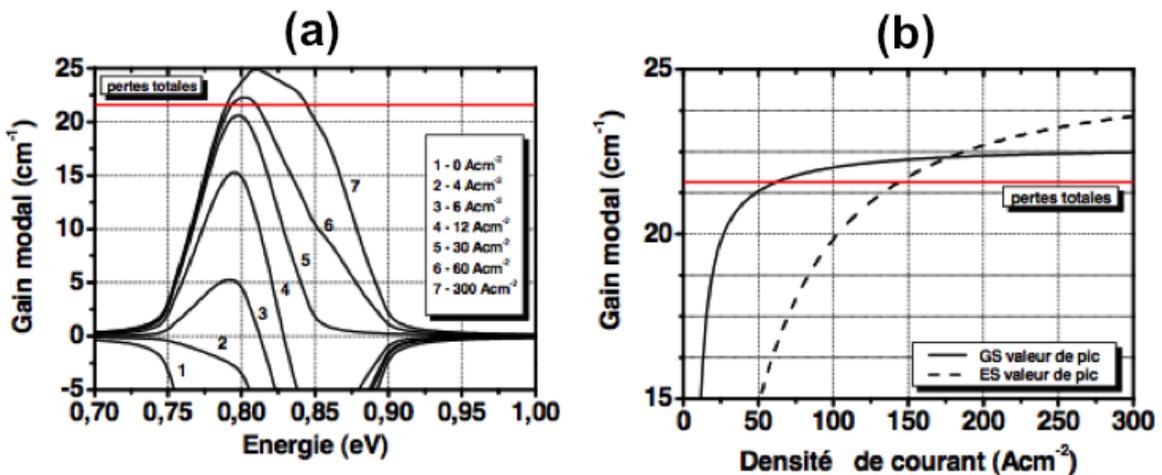


FIGURE 3.16 – (a) Gain modal en fonction de l'énergie pour différents courants d'injection; (b) Gain modal du niveau fondamental et du niveau excité en fonction du courant.

que le courant d'injection augmente, le gain modal du niveau fondamental sature (autour de  $22,5 \text{ cm}^{-1}$ ) laissant place à une émission laser sur la transition excitée. Notons que pour certaines valeurs du courant de pompe, les états fondamental et excité co-existent simultanément dans la structure. Comme mentionné précédemment, cette situation particulière correspond à l'occurrence de la double émission laser [115] [117]. Le modèle à populations multiples permet de reproduire avec une bonne précision l'occurrence de la double émission laser dans les lasers à nanostructures quantiques [130]. Par exemple, la figure [3.17(a)] montre un spectre optique simulée à température ambiante ( $\Gamma_{hom}=10 \text{ meV}$ ) ; ce résultat numérique est en très bon accord avec le spectre expérimental de la figure [3.10(b)]. La figure [3.17(b)] révèle également que la double émission laser est sensible à la température donc à la valeur de l'élargissement homogène ( $10 \text{ meV} < \Gamma_{hom} < 30 \text{ meV}$ ). En particulier, le spectre en rouge obtenu pour  $\Gamma_{hom}=5 \text{ meV}$  montre une configuration intéressante qui peut être exploitée pour la réalisation de diodes super-luminescentes à bande spectrale élargie [131].

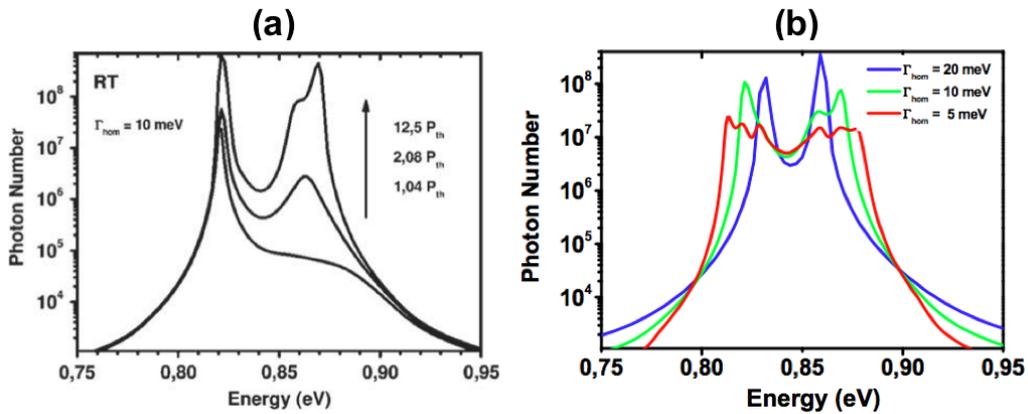


FIGURE 3.17 – Spectres optiques calculés illustrant la double émission laser pour (a)  $\Gamma_{hom}=10 \text{ meV}$  ; (b)  $10 \text{ meV} < \Gamma_{hom} < 30 \text{ meV}$ .

### 3.4.5 Influence de la température

L'effet de la température sur les caractéristiques spectrales des lasers à boîtes quantiques InAs/InP(311B) est maintenant étudié. Les figures [3.18(a)] et [3.18(b)] montrent les spectres optiques mesurés respectivement à 110 K et 253 K pour un laser n'ayant qu'un seul plan de boîtes quantiques dans la zone active. A basse température, l'expérience montre une émission laser de grande largeur spectrale, laquelle se stabilise autour de 6 nm à température ambiante [132]. Les simulations numériques représentées sur les figures [3.18(c)] et [3.18(d)] confirment le très bon accord avec les résultats expérimentaux. Ces modifications spectrales en fonction de la température s'expliquent par la compétition entre les élargissements homogène et inhomogène du gain. A basse température, la largeur de raie homogène est beaucoup plus faible (typiquement de quelques  $\mu\text{eV}$  [76]) que la largeur de raie inhomogène (indépendante de la température). Les boîtes quantiques se comportent comme des émetteurs individuels d'où la formation d'un spectre très élargi composé d'une somme d'émissions indépendantes. En revanche, pour des températures plus importantes, la redistribution thermique des porteurs couple (spatialement et énergétiquement) les nanostructures. Les élargissements homogène

et inhomogènes étant du même ordre de grandeur (meV), la largeur du spectre optique est beaucoup plus faible. Cet effet est la conséquence d'une émission collective des boîtes quantiques à une longueur d'onde correspondant au *maximum* de la distribution inhomogène. Notons que ce comportement en température a également été rapporté dans les systèmes InAs/GaAs et InAs/InP(100) [76] [133].

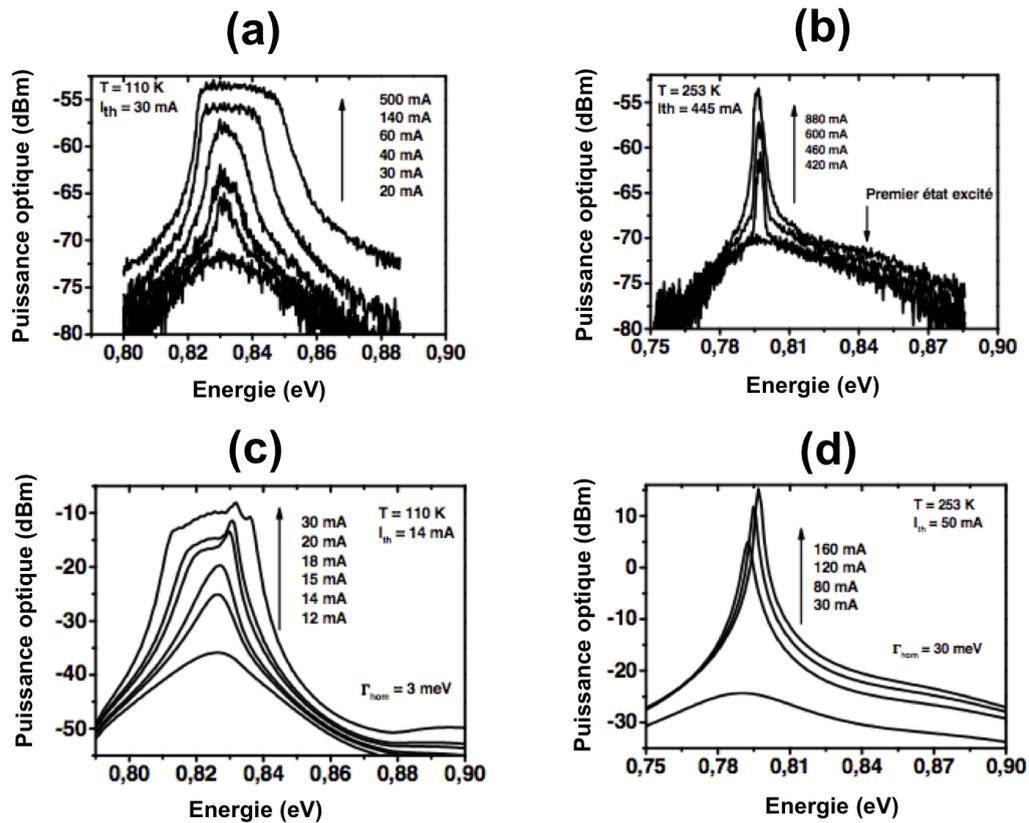


FIGURE 3.18 – Spectres optiques d'un laser à boîtes quantiques InAs/InP(311B) en fonction du courant pour deux températures (110K et 253 K) : (a) (b) mesures; (c) (d) simulations.

### 3.4.6 Influence de la longueur de la cavité

Les figures [3.19(a)] et [3.19(b)] montrent les spectres calculés pour un laser InAs/InP(311B) en supposant deux longueurs de cavité distinctes (1 mm et 3 mm). Les simulations révèlent que pour une certaine longueur de cavité, la longueur d'émission du laser commute de la transition fondamentale ( $\lambda_{GS} = 1,54\mu\text{m}$ ) vers la première transition excitée ( $\lambda_{ES} = 1,49\mu\text{m}$ ). Autrement dit, si la longueur de cavité est trop courte, le gain de l'état fondamental ne peut plus compenser les pertes ce qui entraîne un passage de la longueur d'onde d'émission vers l'état excité. Dans le système InAs/GaAs, cette transition a déjà été observé sous la forme d'un saut abrupt de la longueur d'onde d'émission [115].

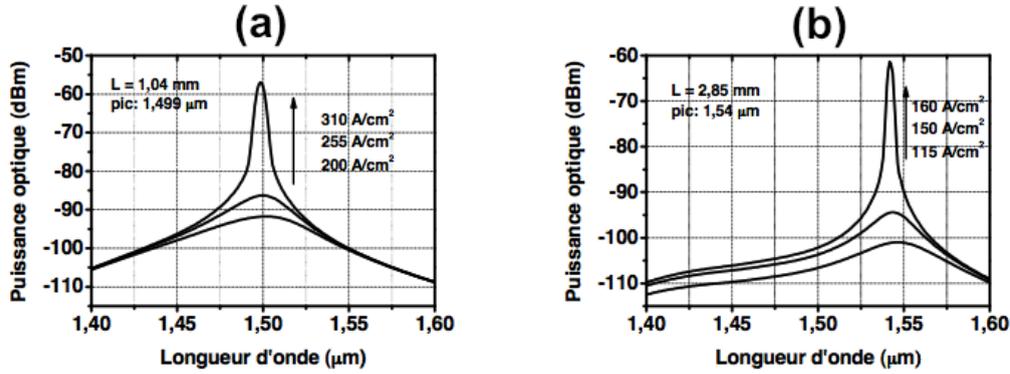


FIGURE 3.19 – Spectres optiques calculés pour deux longueurs de cavité (a) 1 mm ; (b) 3 mm.

Cet effet est une conséquence de deux propriétés :

- *Primo*, dans ce système de matériau, la dispersion en taille des boîtes quantiques étant plus faible ( $\Gamma_{inhom_{ES,GS}} \approx 30$  meV), le confinement des porteurs dans les nanostructures est meilleur.
- *Secundo*, en raison d'un écart énergétique significatif entre ces deux niveaux ( $E_{ES} - E_{GS} \approx 70$  meV), la longueur d'onde d'émission reste stable tant que l'état fondamental n'est pas complètement saturé (cf. figure [3.20(a)]).

*A contrario* dans le système InAs/InP(311B), les résultats expérimentaux ont mis en évidence un mécanisme de transition différent [118]. En effet, bien que le niveau fondamental contribue toujours à l'émission laser, sa contribution semble décroître progressivement au fur et à mesure que la longueur d'émission se rapproche des courtes longueurs d'ondes. Cet effet peut s'expliquer par le faible écart énergétique entre les niveaux fondamental et excité ( $E_{ES} - E_{GS} \approx 30$  meV) et donc par un recouvrement spectral entre les distributions beaucoup plus important ([3.20(a)]). En conséquence, l'augmentation de l'injection des porteurs fait que les états excités commencent à se remplir, avant même que l'état fondamental ne soit totalement saturé. La redistribution des porteurs conduit alors à un changement progressif de la longueur d'onde d'émission. La figure [3.20(b)] représente l'évolution (à température ambiante) de la longueur d'onde d'émission et de la densité de courant de seuil en fonction de l'inverse de la longueur de la cavité laser. Cette étude expérimentale est conduite sur des diodes lasers contenant deux plans de boîtes quantiques, la longueur de cavité variant de  $\approx 3$  mm à  $\approx 1$  mm. La figure [3.20(c)] montre que les points triangulaires noirs correspondant aux résultats expérimentaux épousent la courbe d'ajustement (en rouge). Ces résultats confirment donc le décalage progressif de la longueur d'émission vers les courtes longueurs d'ondes. La figure [3.20(b)] révèle également que cette décroissance de la longueur d'onde d'émission se traduit par une augmentation de la densité de courant de seuil. La redistribution des porteurs conduisant au changement progressif de la longueur d'onde de la transition radiative concernée pourrait également expliquer le comportement non-linéaire de la densité de courant de seuil en fonction de l'inverse de la longueur d'onde.

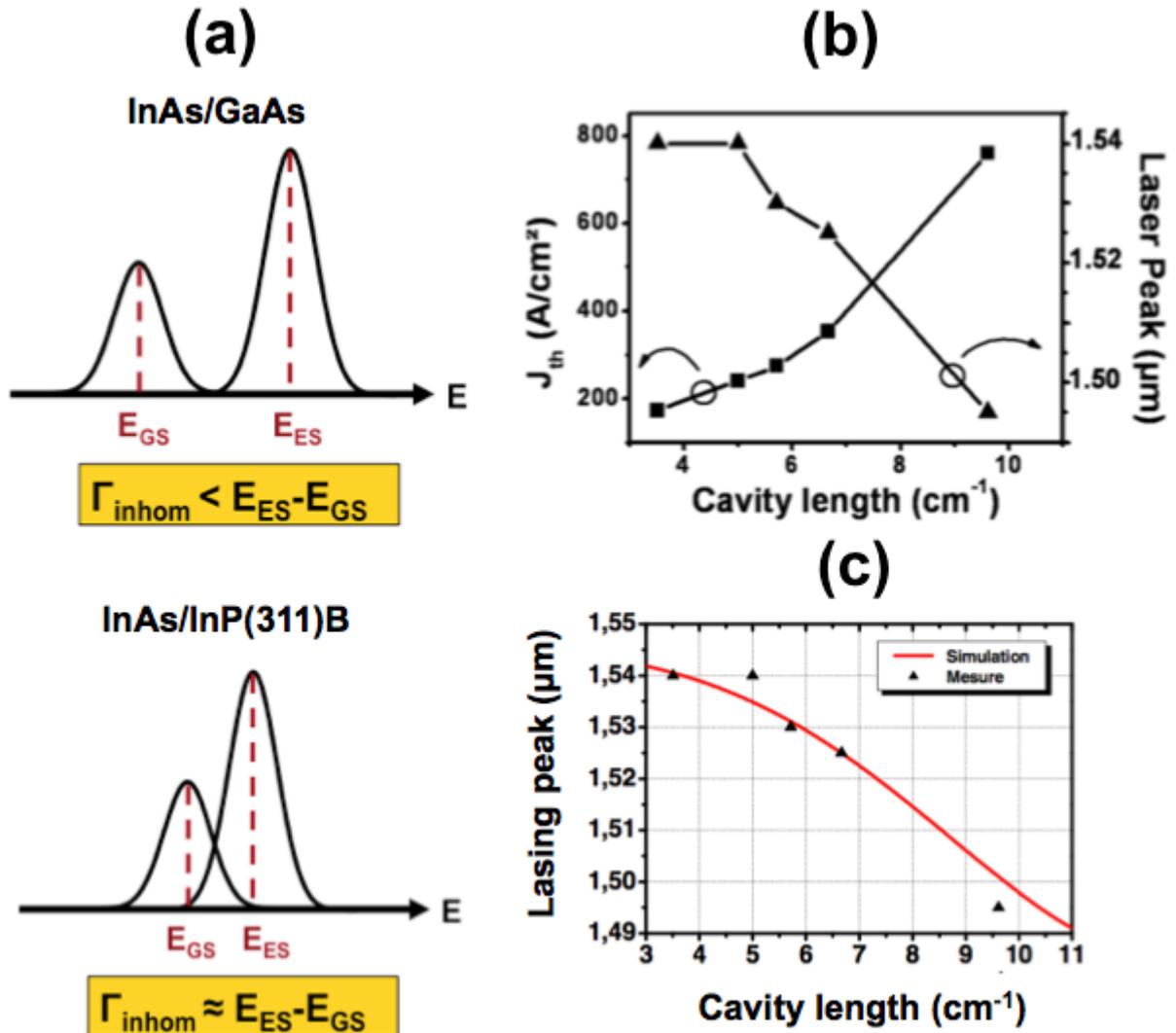


FIGURE 3.20 – (a) Illustration des systèmes de matériaux InAs/GaAs ( $\Gamma_{inhom(ES,GS)} \approx 30$  meV et  $E_{ES} - E_{GS} \approx 70$  meV), et InAs/InP(311B) ( $\Gamma_{inhom(ES,GS)} \approx 50$  meV et  $E_{ES} - E_{GS} \approx 30$  meV); (b) Longueur d'émission et densité de courant de seuil en fonction de l'inverse de la longueur de la cavité optique (mesures); (c) Longueur d'émission en fonction de l'inverse de la longueur de la cavité optique (comparaison simulation/mesure).

# Chapitre 4

## Exaltation du couplage phase-amplitude dans les lasers à nanostructures quantiques

La dynamique des diodes lasers est fortement influencée par le facteur de couplage phase-amplitude. Ce chapitre a pour objectif de montrer que les effets non-linéaires présents dans le matériau semi-conducteurs couplés à la structure électronique des boîtes peuvent conduire, en régime d'émission stimulée, à des valeurs exaltées du facteur de couplage phase-amplitude. Dans ce cadre, nous verrons comment les variations de ce paramètre remarquable peuvent se modéliser et quelles sont les différences principales occasionnées par rapport aux structures conventionnelles à puits quantiques. Ces travaux de recherches ont été réalisés dans le cadre d'une collaboration entre l'INSA de Rennes, Bell Labs France, l'Institut d'Electronique Fondamentale, l'Université du Nouveau-Mexique (USA) et la société Emcore (USA).

### 4.1 Introduction

#### 4.1.1 Définitions

Le facteur de couplage phase-amplitude trouve son origine physique dans la relation entre les parties réelle et imaginaire du paramètre caractérisant la réponse optique :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_0 n^2(\omega) = \epsilon_0(1 + \chi(\omega)) \quad (4.1)$$

avec  $\omega$  la fréquence optique,  $\epsilon$ ,  $n$  et  $\chi$  des grandeurs complexes décrivant la constante diélectrique, l'indice optique et la susceptibilité du matériau. Dans un laser à semi-conducteurs, le point de fonctionnement détermine le gain et la partie réelle de l'indice (donc  $\chi_i$  et  $\chi_r$ ) et ce de manière relativement indépendante de l'excitation. En revanche, lorsque le courant injecté est modifié brusquement, la densité de porteurs  $N$  et  $\chi$  changent immédiatement. Le processus de retour aux valeurs saturées s'appelle la relaxation et s'opère par un processus d'oscillations amorties impliquant le nombre de porteurs et l'énergie du champ. En régime de modulation, la variation continue du courant injecté entraîne également une variation de  $N$  et de  $\chi$ . Bien que formellement délicat, il est d'usage de rendre compte de cette non-permanence du milieu en introduisant une dépendance temporelle au paramètre  $\chi(\omega)$ . Les réponses sont alors fonction de la fréquence et du temps, cette dernière étant à variation lente

à l'échelle de la fréquence optique. Pour les études de bruit ou de faible modulation autour d'un point de fonctionnement, le lien entre  $N$  et  $\chi$  peut s'exprimer par un développement au premier ordre :

$$\chi(\omega, N) = \chi(\omega, N_0) + \left( \frac{\partial \chi(\omega)}{\partial N} \right)_{N=N_0} (N - N_0) \quad (4.2)$$

avec  $N_0$  la valeur statique de  $N$ . Le rapport des termes  $\frac{\partial \chi_r}{\partial N}$  et  $\frac{\partial \chi_i}{\partial N}$  caractérise le couplage phase-amplitude.

A température ( $T$ ) constante, il est usuel d'exprimer le facteur de couplage phase-amplitude selon la relation [9] [7] [134] :

$$\alpha_H(\omega, N) \equiv - \frac{(\partial \chi_r(\omega, N) / \partial N)_T}{(\partial \chi_i(\omega, N) / \partial N)_T} \quad (4.3)$$

D'autres expressions équivalentes peuvent être utilisées :

$$\alpha_H = - \frac{(\partial \epsilon_r / \partial N)_T}{(\partial \epsilon_i / \partial N)_T} \quad (4.4)$$

ou,

$$\alpha_H = - \frac{(\partial n_r / \partial N)_T}{(\partial n_i / \partial N)_T} \quad (4.5)$$

La dernière égalité est obtenue en considérant que  $n_i \ll n_r$  ce qui est toujours vérifié dans un semi-conducteurs à la fréquence optique.

**Remarque :** le facteur de couplage phase-amplitude peut également se définir de trois autres manières :

$$\alpha_{H\mu} = - \frac{(\partial n_r / \partial T)_\mu}{(\partial n_i / \partial T)_\mu} \quad (4.6)$$

$$\alpha_{HT} = - \frac{(\partial n_r / \partial \mu)_T}{(\partial n_i / \partial \mu)_T} \quad (4.7)$$

$$\alpha_H = - \frac{\chi_r^{(3)}}{\chi_i^{(3)}} \quad (4.8)$$

L'équation (4.6) traduit le changement de la partie réelle de l'indice dû à la modification du profil de gain produit par l'échauffement des porteurs en supposant l'énergie de séparation entre les quasi-niveaux de Fermi ( $\mu$ ) fixée. Dans ces conditions, la relation de Kramers-Kronig révèle qu'il existe de faibles variations entre les parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction provoquée par le changement de la température des porteurs. La deuxième relation similaire à l'équation (4.5) décrit la variation de la partie réelle de l'indice de réfraction induite par le changement des quasi-niveaux de Fermi. L'équation (4.7) montre que le facteur de couplage phase-amplitude peut donc se définir, à température constante, en fonction de l'énergie de séparation des quasi-niveaux de Fermi. Notons enfin, que contrairement à  $\alpha_{HT}$ , le paramètre  $\alpha_{H\mu}$  ne peut se déterminer qu'à partir du spectre d'émission spontanée. En effet, l'utilisation du spectre d'émission spontanée amplifiée est impossible, le décalage des raies Fabry-Perot avec la température étant lié aux variations de l'indice effectif avec la

température du cristal et non avec la température du plasma électrons/trous. Enfin, l'équation (4.8) est une conséquence de la relation [135],

$$\mathbf{P} = (\chi^{(1)} + \chi^{(2)}|\mathbf{E}|^2) \cdot \mathbf{E} \quad (4.9)$$

avec  $\mathbf{P}$  la polarisation et  $\chi^{(1)}$ ,  $\chi^{(2)}$  les deux premiers coefficients non-nuls du développement de la susceptibilité non-linéaire. Ainsi, lorsque la dynamique des porteurs est négligeable, on observe que la relation (4.8) est totalement équivalente à (4.3). En d'autres termes, lors d'une modulation rapide de la densité de porteurs, l'équation (4.8) n'est plus adaptée. En revanche, cette dernière s'avère particulièrement utile pour l'analyse du bruit de phase ou dans l'étude de certains processus non-linéaires comme le trou spectral (incorporation de la dépendance en  $|E|^2$  dans l'expression de la susceptibilité) [136] [137].

### 4.1.2 Origine et dépendance physique

La causalité implique une relation de Kramers-Krönig entre la partie réelle et la partie imaginaire de la susceptibilité [138] :

$$\chi_r(\omega) = \frac{2}{\pi} PP \int_0^\infty \frac{\omega'}{\omega'^2 - \omega^2} \chi_i(\omega') d\omega' \quad (4.10)$$

avec PP la partie principale de Cauchy de l'intégrale (une relation similaire existe entre  $\frac{\partial \chi_r}{\partial N}$  et  $\frac{\partial \chi_i}{\partial N}$ ). Cette expression exprime donc l'origine fondamentale du couplage phase-amplitude. Pour un système à deux niveaux d'énergies distants de  $\hbar\omega_L$ , et d'élargissement homogène  $\hbar\Delta\omega$ , la partie imaginaire de la susceptibilité  $\chi_i(\omega)$  s'exprime à partir d'un profil Lorentzien sous la forme :

$$\chi_i(\omega) = \Lambda(N) \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega^2 + (\omega_L - \omega)^2} \quad (4.11)$$

En utilisant l'équation (4.10) on montre que :

$$\chi_r(\omega) = \Lambda(N) \frac{\omega_L - \omega}{\Delta\omega^2 + (\omega_L - \omega)^2} \quad (4.12)$$

Le coefficient  $\Lambda$  dépend de la différence de population  $N$  des deux niveaux ainsi que du poids caractéristique de la transition. La figure [4.1] montre l'évolution de ces relations pour une variation lente de  $\Lambda(N)$ .

Les équations (4.11) et (4.12) conduisent à :

$$\alpha_H(\omega) = -\frac{\omega_L - \omega}{\Delta\omega} \quad (4.13)$$

L'équation (4.13) montre que pour un système à deux niveaux (laser à gaz), le facteur  $\alpha_H$  s'annule à la fréquence de transition indépendamment de  $N$ . Le facteur de couplage phase-amplitude est donc un paramètre caractérisant les oscillateurs désaccordés où  $\omega_L \neq \omega$ . Cette figure révèle d'une part que l'émission laser se produit au *maximum* du gain spectral et d'autre part que la variation de la partie imaginaire avec le nombre de porteurs injectés reste symétrique par rapport à l'axe des ordonnées. Par ailleurs, la variation de la partie réelle étant

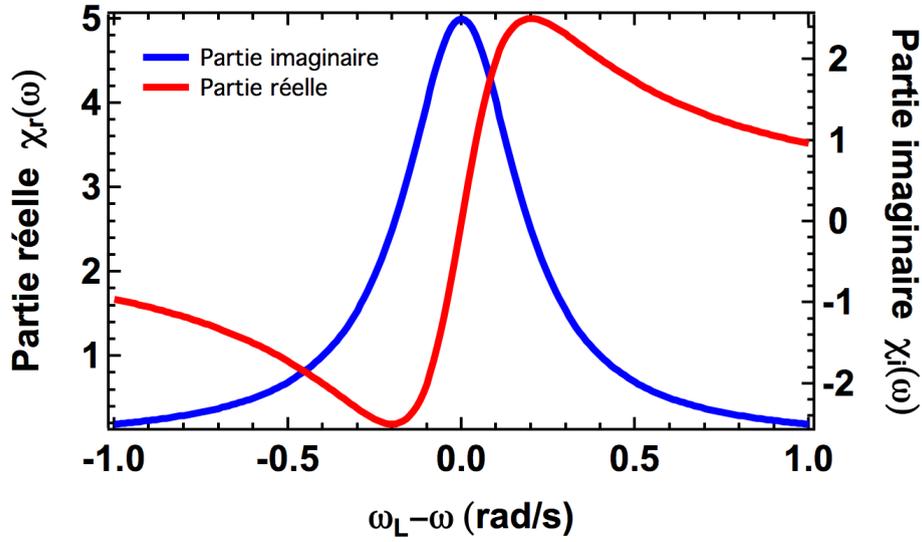


FIGURE 4.1 – Parties réelle et imaginaire de la susceptibilité diélectrique pour un système à deux niveaux.

nulle à la fréquence centrale, l'application de la relation (4.3) confirme que le facteur de couplage phase-amplitude est proche de zéro dans les systèmes atomiques. *A contrario*, dans un matériau semi-conducteurs, le calcul du gain est beaucoup plus compliqué, ce dernier dépendant d'un modèle de la densité d'états dans les bandes électroniques et de la distribution des électrons. Contrairement à un système à deux niveaux, les indices ne sont plus symétriques, le *maximum* de la partie imaginaire ne correspond pas nécessairement à la même énergie que le *maximum* du gain. Pour un laser spatialement homogène oscillant au *maximum* de gain, le facteur de couplage phase-amplitude est non-nul. Il s'ensuit alors un élargissement spectral de la raie laser [128]. Notons enfin que la figure [4.1] n'est pas sans rappeler les nombreuses études théoriques originelles sur l'inclusion des boîtes quantiques dans les zones actives des diode lasers. *A l'instar* des systèmes atomiques parfaits, ces études prédisaient une valeur nulle du facteur de couplage phase-amplitude à la fréquence de transition [8]. Nous verrons que cette vision idéalisée perd tout son sens dès lors que le couplage des nanostructures avec leur environnement associé au fonctionnement du laser en régime d'émission stimulée est pris en considération.

En général, pour une densité de porteurs donnée, le facteur  $\alpha_H$  décroît lorsque l'énergie du photon augmente. En revanche, lorsque cette énergie est fixée, le facteur de couplage phase-amplitude augmente avec la densité de porteurs. Ces dernières conclusions ne sont pas si évidentes dès lors que l'on considère le cas d'un laser Fabry-Perot ou à contre-réaction distribuée (DFB). Dans le premier cas, la fréquence d'émission suit le *maximum* de gain (augmentant donc avec la densité de porteurs) tandis que dans le cas d'un laser (DFB), elle est fixée par le pas du réseau. Ainsi, pour un laser Fabry-Perot, la fréquence d'oscillation étant

autorisée à accompagner le *maximum* de gain, le facteur de couplage phase-amplitude sous le seuil décroît légèrement avec la densité de porteurs [27]. La compensation approximative des dépendances du facteur  $\alpha_H$  vis-à-vis de la densité de porteurs et de l'énergie du photon conduit à une dispersion modérée entre les valeurs mesurées [134]. *A contrario*, dans une structure de type (DFB), selon les valeurs des pertes, la densité de porteurs peut se trouver plus ou moins loin du *maximum* de gain conduisant à une plus grande dispersion des valeurs du facteur de couplage phase-amplitude [139].

Enfin, sachant que le mode oscille à une fréquence donnée, toute variation spatiale de la densité de porteurs peut induire une modification du facteur de couplage phase-amplitude. Dans un laser à élargissement homogène, l'écart entre  $\omega_L$  et le *maximum* de gain étant faible, une non-homogénéité peut conduire localement à de très grands écarts c'est-à-dire à des variations locales importantes du facteur  $\alpha_H$ . Plusieurs études ont également mis en évidence l'influence de la géométrie de l'hétérostructure (effets transverses *versus* effets latéraux) sur la sensibilité du facteur de couplage phase-amplitude [140] [141] [142]. La géométrie du guide pouvant par exemple modifier ce dernier de par sa dépendance avec la densité de porteurs et la fréquence optique.

### 4.1.3 Caractéristiques modales du couplage phase-amplitude

Le point de départ de l'analyse modale repose sur l'équation d'onde classique :

$$\nabla^2 \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t^2} (\epsilon_p \otimes \mathbf{E}) \quad (4.14)$$

avec  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{D}$  les vecteurs champs et induction électrique reliés par la fonction de convolution. On note  $\epsilon_p$  la permittivité impulsionnelle. Supposons comme solution, l'existence d'une onde de fréquence  $\omega$ , d'amplitude  $A(t)$  lentement variable et se propageant selon l'axe  $z$  avec une constante de propagation complexe  $\beta$  :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = E(\mathbf{x})A(t)e^{j(\omega t - \beta z)} + c.c \quad (4.15)$$

où  $\mathbf{x}$  représente les deux coordonnées transverses  $(x, y)$ . En supposant que cette solution est valable pour un milieu homogène selon  $z$ , on observe que l'extraction du module et de la phase de l'amplitude complexe  $A(t)$  permet d'analyser les variations temporelles de l'amplitude et la phase du champ.

En posant  $I = AA^*$  pour l'intensité du champ et  $\phi = jA^*/2A$ , on peut écrire :

$$\dot{I} = 2 \operatorname{Re} \left( \frac{1}{A} \frac{\partial A}{\partial t} \right) I \quad (4.16)$$

$$\dot{\phi} = 2 \operatorname{Im} \left( \frac{1}{A} \frac{\partial A}{\partial t} \right) \quad (4.17)$$

Ces équations montrent que la connaissance de l'enveloppe suffit à exprimer entièrement la dynamique du champ.

Le facteur de couplage phase-amplitude s'exprime alors sous la forme :

$$\frac{\dot{\phi}}{\dot{I}} = \frac{\alpha_H}{2I} \quad (4.18)$$

soit,

$$\alpha_H = \frac{\text{Im} \left( \frac{1}{A} \frac{\partial A}{\partial t} \right)}{\text{Re} \left( \frac{1}{A} \frac{\partial A}{\partial t} \right)} \quad (4.19)$$

On observe que l'équation (4.19) est similaire à celle donnée par C. Henry dans son analyse du bruit de phase [9].

## 4.2 Etat de l'art des méthodes de mesure du facteur de couplage phase-amplitude

Le facteur de couplage phase-amplitude d'un laser à semi-conducteurs est traditionnellement mesuré en utilisant la technique de Hakki-Paoli. Cette méthode est fondée sur la détermination des variations de l'indice de réfraction et du gain pour de faibles incréments du courant de pompe et ce *via* l'analyse des spectres enregistrés en régime d'émission spontanée amplifiée [143] [144]. Même si la méthode de Hakki-Paoli donne assurément de bonnes indications quant au potentiel du matériau utilisé, cette technique ne fournit que la valeur du facteur  $\alpha_H$  sous le seuil laser. Notons que l'extraction du gain *via* le spectre d'émission spontanée (non-amplifiée) permet également de remonter au facteur de couplage phase-amplitude (sous le seuil) [145]. Dans ce dernier cas, le spectre de gain est mesuré en court-circuitant la cavité Fabry-Perot *via* une micro-ouverture délocalisée par rapport au plan de la cavité optique. Les études originelles ont montré que l'analyse dynamique d'une diode laser en continu ou sous modulation peut s'interpréter en considérant le facteur de couplage phase-amplitude constant dans les équations d'évolutions [146] alors que pour des lasers impulsionsnels (femtosecondes ou subpicosecondes), il y a nécessité de revisiter les équations afin de prendre en compte la dépendance explicite de ce paramètre avec la densité de porteurs [146]. Plusieurs études ont également révélé que les effets non-linéaires (trou spectral, échauffement des porteurs) dans les diodes lasers induisent une dépendance du facteur de couplage phase-amplitude avec la puissance optique [147] [148] ; dans ces conditions, l'analyse de ce paramètre remarquable sous le seuil devient insuffisante.

Parmi toutes les techniques expérimentales au-dessus du seuil, il convient de dissocier les mesures conduites en régime statique de celles conduites en régime dynamique (modulation du laser). La première classe de mesures donne le facteur de couplage phase-amplitude du "composant" (et non du matériau). Par exemple, la détermination de la largeur de raie laser inversement proportionnelle à la puissance optique permet d'extraire directement le facteur  $\alpha_H$  [128]. Cette méthode initialement appliquée sur des lasers monomodes (spatialement et spectralement) [149] [150] a récemment été étendue au cas de structures Fabry-Perot [151]. L'injection optique d'un faisceau de lumière issue d'un laser maître dans la cavité d'un laser esclave permet également de déterminer le facteur  $\alpha_H$  du laser (esclave) *via* l'analyse de la dissymétrie de la courbe d'accrochage. En effet, cette dissymétrie naturelle de la zone de verrouillage est précisément induite par le fait, que dans les matériaux semi-conducteurs, le facteur de couplage phase-amplitude est non-nul [152] [153]. Une des limitations de cette méthode réside cependant dans la mesure précise du taux d'injection. En raison du désaccord rémanent entre le faisceau du laser maître (projeté sur la facette du laser esclave) et le faisceau du mode guidé, l'efficacité d'injection peut être réduite de 10% à 50% de la puissance totale de la facette affectant ainsi fortement la précision de la méthode. L'exploitation du mélange à quatre ondes (*Four Wave Mixing*), visible à faible injection ou la localisation du minimum

de la bifurcation de Hopf obtenu pour un désaccord de fréquence donné peuvent également être utilisés à bon escient pour l'extraction du facteur de couplage phase-amplitude [154] [155]. Une autre possibilité consiste en l'analyse des interférogrammes produit par le phénomène d'auto-mélange (*self - mixing*) créé dans la cavité active entre le faisceau incident et le faisceau réfléchi par une cible externe située devant la diode laser. L'analyse des signaux interférométriques détectés permet d'extraire le facteur de couplage phase-amplitude [156]. Bien que cette méthode ne s'applique qu'à des structures monomodes (spatialement et spectralement), les études montrent que la précision est nettement meilleure que celle obtenue par injection optique puisque ne nécessitant pas la connaissance du taux de rétroaction optique [157]. Notons que cette technique a été récemment appliquée à la mesure du facteur  $\alpha_H$  de lasers à cascade quantique [158]. Le facteur de couplage phase-amplitude peut aussi être évalué en utilisant une méthode de réflectométrie optique à faible cohérence (OLCR : *Optical Low - Coherence Reflectometry*) [159]. La technique (OLCR) repose sur l'utilisation d'un interféromètre de Michelson illuminé par une source blanche incluant un miroir mobile dans l'un des bras et l'objet sous test dans l'autre. Cet outil permet la détermination des paramètres spatiaux et spectraux d'une vaste gamme de composants photoniques.

Concernant la deuxième classe de mesures, on retiendra les méthodes hyperfréquences. Bien que ces techniques nécessitent des fréquences de modulation importantes (plus grande que la fréquence de relaxation du laser), elles fournissent cependant la valeur du facteur de couplage phase-amplitude du laser voire du "signal" dans des conditions réelles de fonctionnement. Citons pour exemple la méthode de la fibre qui exploite l'interaction entre la dérive de fréquence occasionnée par la modulation et la dispersion chromatique (liée à la propagation du signal modulé dans une fibre optique). Lorsque la fréquence de modulation augmente, la fonction de transfert de la fibre présente une alternance de *maxima* et de *minima* dont l'ajustement rigoureux permet de remonter au facteur de couplage phase-amplitude. La méthode de la fibre initialement proposée pour les modulateurs à électro-absorption (MEA) [160] puis étendue au cas des lasers [161] [162] montre un excellent degré de précision moyennant une puissance propagée dans la fibre pas trop importante afin d'éviter les effets non-linéaires. Le principal désavantage réside dans le fait que l'ajustement de la fonction de transfert est délicat puisque nécessitant un nombre de points significatifs. Enfin, la détermination du rapport (FM/AM) (avec (AM) et (FM) respectivement les termes de modulation d'amplitude et de fréquence) reste une technique éprouvée permettant de remonter à la valeur dynamique du facteur  $\alpha_H$  [163] [164] [165] [166]. Cette méthode s'applique, avec un bon degré de reproductibilité, à tout type de diodes lasers y compris celles à nanostructures quantiques [167]. La connaissance du signe du facteur de couplage phase-amplitude est aussi une donnée importante pour de nombreuses applications comme la compression d'impulsion, la compensation de la dérive de fréquence ou pour les (MEA). Parmi toutes les techniques mentionnées ci-avant, les méthodes dynamiques permettent d'accéder de manière plus ou moins simple au signe du facteur de couplage phase-amplitude. Une méthode originale (et plus aisée) consiste à découpler la phase de l'amplitude du rapport (FM/AM) *via* un interféromètre de Mach-Zehnder (MZ) [168]. Une description détaillée de cette technique est proposée en annexe F. Bien que l'utilisation d'interféromètres (Michelson) ait déjà été rapportée dans la littérature notamment pour la mesure de l'efficacité de modulation [169] [170] [171] [172], l'extension d'une telle méthode à la détermination du signe du facteur  $\alpha_H$  n'avait jamais été proposée. La méthode interférométrique (MZ) peut aussi être utilisée afin de déterminer les réponses (FM) et (AM) dans le domaine temporel [173] [174]. Enfin, la combinaison de la méthode

(FM/AM) couplé à un modulateur de phase modulé par la même source radio-fréquence que le laser permet de déterminer le spectre complexe de ce dernier. On en déduit alors de façon trivial le facteur de couplage phase-amplitude d'un (MEA) ou d'un laser Fabry-Perot (et ce pour chaque mode) [175].

## 4.3 Influence des effets non-linéaires sur le facteur de couplage phase-amplitude

### 4.3.1 Saturation du gain dans les lasers à semi-conducteurs

Le phénomène d'amplification dans un laser à semi-conducteurs est obtenu par recombinaisons stimulées des paires radiatives électrons-trous à l'intérieur de la jonction. Le taux de peuplement de la bande de conduction doit être plus élevé que celui de la bande de valence pour les états dont l'énergie est celle de l'émission laser. Si le faisceau injecté est suffisamment intense, le dépeuplement des niveaux par recombinaisons réduit l'inversion de population, ce qui sature le gain.

En se plaçant dans les conditions stationnaires et au-dessus du seuil, on montre (cf. annexe G) :

$$g = \frac{g_0}{(1 + S/S_{sat})} \quad (4.20)$$

avec  $g_0$  le gain de la cavité froide et  $S_{sat} = 1/v_g a \tau$  la densité de photon de saturation ( $v_g$ ,  $a$  et  $\tau$  étant la vitesse de groupe, le gain dynamique et le temps de recombinaison total des porteurs). L'équation (4.20) montre que la saturation du gain puise son origine lorsque les processus d'absorption et d'émission stimulée deviennent dominant sur tous les autres. La saturation du gain est due à la compétition entre le taux de pompage et les mécanismes de vidage du niveau excité soit, par émission stimulée soit, *via* les processus de recombinaisons (radiatifs et non-radiatifs). Sachant que ces derniers mécanismes sont associés à des transitions de type inter-bande, la densité de photons de saturation est telle que  $S_{sat} = 1/v_g a \tau_{inter}$  avec ( $\tau_{inter}$ ) le temps de transition inter-bande (typiquement de l'ordre de 1 ns). Cette saturation inter-bande intervient substantiellement dans les amplificateurs optiques mais pas dans une diode laser dont la puissance de sortie reste, dans cette approche, linéaire avec le pompage.

En revanche, les relaxations intra-bande dans les diodes lasers conduisent à un mécanisme de saturation qui affectent fortement la dynamique de la structure et plus particulièrement les propriétés spectrales [176] [177] et de modulations [178] [179] ainsi que la dérive de fréquence [180]. A cet effet prédominant est associé une puissance de saturation  $S_{sat} = 1/v_g a \tau_{intra}$  avec ( $\tau_{intra}$ ) le temps de transition intra-bande (typiquement de l'ordre de 1 ps) [128]. Les phénomènes physiques responsables de cette saturation sont le trou spectral (*spectral hole burning*, (SHB)) [137] et l'échauffement des porteurs (*carrier heating*) [182]. Le phénomène de trou spectral se manifeste par la formation d'une dépression dans le spectre de gain (typiquement allant de 20 à 40 meV). L'occurrence de cet effet est provoquée par la recombinaison des électrons et des trous à une énergie spécifique ainsi qu'à la diffusion porteur-porteur. Autrement dit, la valeur finie du temps de relaxation intra-bande fait qu'en régime d'émission stimulée, la vitesse de déplétion des électrons et des trous est beaucoup plus rapide que celle à laquelle les porteurs peuvent combler ce trou spectral. Comme explicité dans la réf-

rence [181], le (SHB) à travers les non-linéarités du gain impact considérablement la dérive de fréquence. En effet, les dérives adiabatique et transitoire sont intimement reliées et interagissent mutuellement avec les oscillations de relaxation du laser.

Par ailleurs, les sources d'échauffement des porteurs en régime d'émission stimulée sont dues à l'injection de porteurs depuis les hétérobarrières dans la zone active (STCH) et à l'absorption de porteurs libres (FCCH). Le premier effet dépend fondamentalement du courant d'injection tandis que le deuxième est lié au champ optique [182]. En effet, dès que la diode laser est polarisée, la thermalisation rapide des porteurs maintient la température du plasma électron-trou ( $T_{eh}$ ) à une température plus élevée que celle du cristal ( $T_L$ ). Les processus de diffusion électron-phonon font que lorsque le plasma électron-trou cède son énergie au cristal, le gain est compressé (ce dernier étant fonction de la température). Les études expérimentales de la dynamique du gain ont montré que le temps de thermalisation du plasma électron-trou est en réalité beaucoup plus court que le temps nécessaire à l'établissement de l'équilibre thermique entre le plasma et le cristal. Aussi c'est la raison pour laquelle, l'échauffement des porteurs est souvent considéré comme un processus prédominant par rapport au trou spectral. En particulier, la référence [183] révèle une relation analytique entre le taux d'échauffement des porteurs et la dérive de fréquence d'un laser modulé directement. Dans les paragraphes suivants, nous verrons comment ces processus non-linéaires *via* la prise en compte du facteur de compression du gain permettent d'expliquer la dépendance en puissance du facteur de couplage phase-amplitude.

## 4.4 Modélisation statique du facteur de couplage phase-amplitude

### 4.4.1 Cas des lasers à puits quantiques

Dans un laser à puits quantiques, le gain étant principalement soumis à un élargissement homogène, la densité de porteurs au seuil est fixée. En conséquence, la variation du facteur de couplage phase-amplitude est principalement due à la décroissance du gain dynamique *via* les effets de compression.

Dans l'approximation quasi-statique, une telle variation peut s'exprimer selon la relation [184] [185] :

$$\alpha_H(S) = 1 + \epsilon_S S \quad (4.21)$$

avec  $\alpha_{H0}$  le facteur de couplage phase-amplitude au seuil et  $\epsilon_S$  un facteur de compression effectif (d'où l'occurrence d'un facteur de couplage phase-amplitude effectif) incorporant l'ensemble des processus non-linéaires (SHB, FCCH, STCH) explicités au paragraphe précédent [186].

Ce facteur de compression relatif à la densité de photons  $S$  vérifie la relation :

$$\epsilon_P P = \epsilon_S S \quad (4.22)$$

soit,

$$\frac{P}{P_{sat}} = \frac{S}{S_{sat}} \quad (4.23)$$

où  $\epsilon_P$  est un facteur de compression relatif à la puissance optique  $P$  et défini comme l'inverse de la puissance de saturation  $P_{sat}$ . Notons que l'influence de la cavité peut également être

prise en compte dans la définition du facteur de compression effectif [187]. Ceci est particulièrement vérifié dans les lasers (DFB) pour lesquels la densité de photons dans la cavité est fondamentalement non-uniforme. En réalité, l'expression (4.21) ne donne pas toujours une bonne description du comportement du couplage phase-amplitude du laser au-dessus du seuil. Les études théoriques ont montré que l'inclusion des effets de la relaxation intra-bande conduit à des équations d'évolutions modifiées permettant d'extraire le changement induit par les porteurs sur la susceptibilité [184] [185] [188] (cf. annexe H).

Dans ce cadre, le facteur de couplage phase-amplitude effectif se ré-exprime sous la forme :

$$\alpha_H(P) = \alpha_{H0}(1 + \epsilon_P P)^{1/2} + \beta \epsilon_P P \left( \frac{\epsilon_P P + 1}{\epsilon_P P + 2} \right) \quad (4.24)$$

avec,

$$\beta(\omega) = \frac{-2(\omega - \omega_p)}{\tau_{in} \Delta\omega_g^2} \quad (4.25)$$

où  $\omega$  est la fréquence d'émission,  $\omega_p$  la fréquence d'émission au pic de gain,  $\tau_{in}$  le temps de relaxation intra-bande et  $\Delta\omega_g$  la largeur de la courbe de gain. La situation pour laquelle  $\beta=0$  correspond au cas d'une oscillation purement localisée au pic de gain (cas d'un laser Fabry-Perot). En revanche, pour un laser (DFB), le coefficient  $\beta$  peut être non-nul. En effet, bien que la longueur d'émission d'un laser (DFB) soit fixée par le pas du réseau de Bragg, l'émission laser peut se produire à des longueurs d'onde plus grandes ou plus courtes que celles du pic de gain. En conséquence, le coefficient  $\beta$  peut prendre des valeurs positives ou négatives avec des valeurs typiques telles que  $|\beta| < 1$ .

La largeur de raie du laser s'obtient quant à elle directement partir de l'expression [185] :

$$\frac{\Delta\nu(P)}{\Delta\nu_{sat}} = \frac{1}{\epsilon_P P} \left( \frac{1 + \alpha_H^2(P)}{1 + \alpha_{H0}^2} \right) \quad (4.26)$$

avec

$$\Delta\nu_{sat} = \frac{h\nu_g^2 g_{th} n_{sp} \alpha_m}{8\pi P_{sat}} (1 + \alpha_{H0}^2) \quad (4.27)$$

On note  $n_{sp}$  le taux d'émission spontanée,  $g_{th}$  le gain au seuil,  $\nu$  la fréquence d'émission et  $\alpha_m$  les pertes miroirs. La figure [4.2(a)] montre une simulation du facteur de couplage phase-amplitude effectif en fonction du rapport  $P/P_{sat} = \epsilon_P P$  pour trois valeurs du coefficient  $\beta=-1,0,+1$ .

Pour des lasers (DFB) tels que  $\omega < \omega_p$  (négativement décalé par rapport au pic de gain), la seconde partie de l'équation (4.24) reste en général suffisamment faible pour pouvoir être négligée. La dépendance du facteur  $\alpha_H$  avec la puissance est alors linéaire. En revanche pour des lasers (DFB) tels que  $\omega > \omega_p$  (positivement décalé par rapport au pic de gain), la seconde partie de l'équation (4.24) n'est plus négligeable et la dépendance du facteur  $\alpha_H$  avec la puissance n'est plus monotone. En particulier, lorsque les effets non-linéaires deviennent suffisamment importants, la caractéristique montre soit une saturation, soit un point d'inflexion. La figure [4.2(b)] montre l'évolution de la largeur de raie normalisée en fonction du rapport  $P/P_{sat} = \epsilon_P P$  pour trois valeurs du coefficient  $\beta=-1,0,+1$  et pour  $\alpha_{H0} = 5$ . L'équation (4.27) décrit la largeur de raie obtenue lorsque  $P = P_{sat}$  en l'absence des non-linéarités de gain et d'indice. La figure [4.2(b)] montre que, dans le cas d'un laser Fabry-Perot ( $\beta = 0$ ), la largeur de raie du laser sature vers une valeur proche de  $\Delta\nu_{sat}$ . En revanche, dans

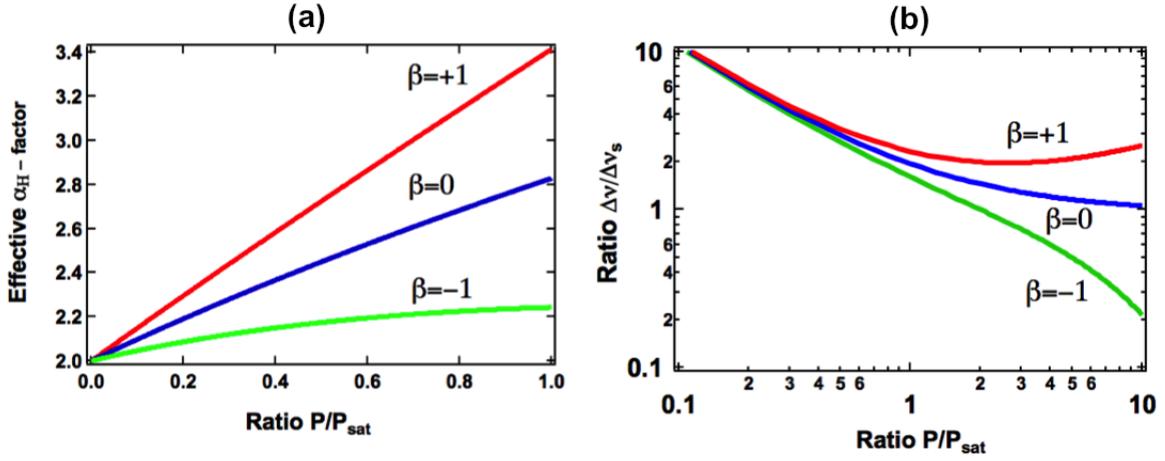


FIGURE 4.2 – Facteurs de couplage phase-amplitude effectif (a) et largeurs de raie normalisées (b) calculés en fonction du rapport  $P/P_{sat} = \epsilon_P P$  pour  $\beta = -1, 0, +1$ .

le cas où  $\beta \neq 0$ , on observe soit une diminution, soit une augmentation de la largeur de raie. Ainsi, pour un laser positivement décalé par rapport au pic de gain, les simulations révèlent que  $\Delta\nu \ll \Delta\nu_{sat}$  dès lors que  $P/P_{sat} \gg 1$ . *A contrario*, un laser négativement décalé par rapport au pic de gain verra sa largeur de raie augmentée  $\Delta\nu \gg \Delta\nu_{sat}$  dès lors que  $P/P_{sat} \gg 1$ . Cette dernière conclusion est capitale pour la conception des lasers (DFB). A titre d'exemple les figures [4.3(a)] et [4.3(b)] montrent l'évolution du facteur de couplage phase-amplitude pour deux lasers (DFB) à puits quantiques. Les carrés correspondent aux valeurs mesurées tandis que les lignes pointillées sont les ajustements réalisés à partir de l'équation (4.24). Les résultats révèlent que dans un cas le facteur  $\alpha_H$  effectif augmente linéairement avec la puissance de sortie ( $\beta \approx 0,95$ ,  $\alpha_{H0} \approx 4$  et  $\epsilon_P \approx 3 \times 10^{-2} \text{ mW}^{-1}$ ) tandis que dans l'autre, on observe une déviation par rapport au régime linéaire ( $\beta \approx 0$ ,  $\alpha_{H0} \approx 2,3$  et  $\epsilon_P \approx 0,1 \text{ mW}^{-1}$ ). Comparé aux lasers à boîtes quantiques, les facteurs de compression et les facteurs de couplage phase-amplitude des lasers (DFB) à puits quantiques restent plutôt modérés [8] [10].

### Cas des lasers à nanostructures quantiques

Dans un laser à boîtes quantiques, lorsque le courant d'injection augmente, la longueur d'onde d'émission peut basculer de l'état quantique fondamental ( $|GS\rangle$ ) vers l'état quantique excité ( $|ES\rangle$ ). Cette accumulation de porteurs dans l'état excité est naturellement présente même si le laser émet toujours sur sa transition fondamentale [189]. En conséquence, le remplissage des porteurs dans l'état excité augmente inévitablement le facteur de couplage phase-amplitude effectif du niveau fondamental introduisant une dépendance additionnelle avec le courant de pompe. Cette compétition entre le remplissage des niveaux de plus faibles énergies avec ceux d'énergies plus élevées impacte considérablement le facteur de couplage phase-amplitude au-dessus du seuil. Pour un laser à boîtes quantiques, on montre, dans l'approximation quasi-statique, que le facteur de couplage phase-amplitude du niveau fonda-

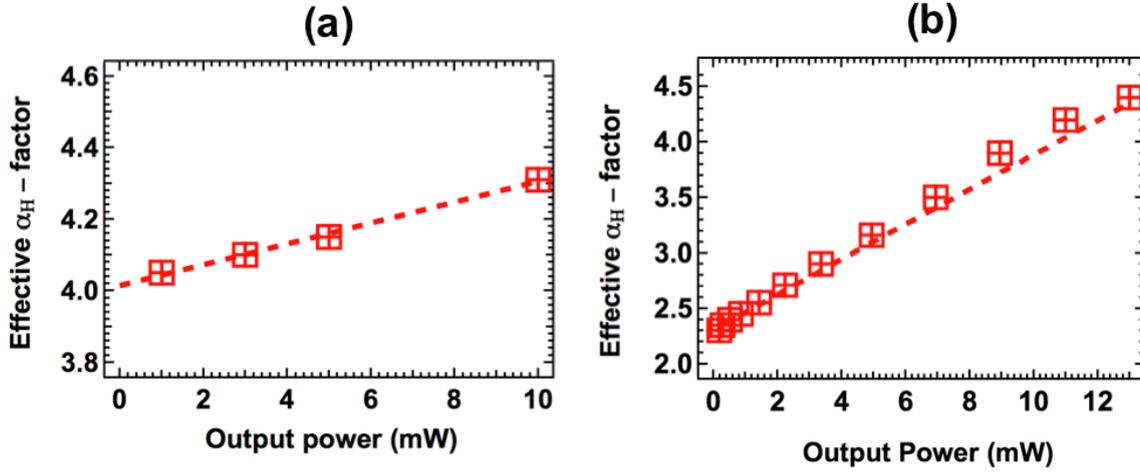


FIGURE 4.3 – Facteurs de couplage phase-amplitude mesurés en fonction de la puissance pour deux lasers (DFB) à puits quantiques : (a)  $\beta \approx 0,95$  ; (b)  $\beta \approx 0$ .

mental s'écrit sous la forme (cf. annexe I) [147] [190] :

$$\alpha_H(P) = \alpha_{|GS\rangle}(1 + \epsilon_P P) + \frac{\alpha_{|ES\rangle}(a_{|ES\rangle}/a_0)}{1 - \frac{g_{th}}{g_{max} - g_{th}} \epsilon_P P} \quad (4.28)$$

avec  $a_{|ES\rangle}$  et  $a_{|GS\rangle}$  les gains dynamiques des états fondamental et excité. On note  $a_0$  le gain différentiel du niveau fondamental en l'absence de compression ( $\epsilon_P=0$ ).

Le premier terme de l'équation (4.28) décrit l'effet de la compression du gain sur le niveau fondamental. Le second terme prend en compte les variations du gain du niveau fondamental induites par le remplissage des porteurs sur l'état excité. Dans le cas où la compression du gain est importante voire pour une émission localisée au pic de gain, le second membre de l'équation (4.28) est dominant de sorte que :

$$\alpha_H(P) \approx \frac{\alpha_{|ES\rangle}(a_{|ES\rangle}/a_0)}{1 - \frac{g_{th}}{g_{max} - g_{th}} \epsilon_P P} \quad (4.29)$$

A titre d'exemple, considérons un laser InAs/GaAs constitué de trois plans de boîtes quantiques. La structure est monomode transverse de longueur 1,950 mm [191]. La figure [4.4(a)] montre la caractéristique courant-puissance mesurée à température ambiante. Le courant de seuil  $I_{th}$  et le rendement externe  $\eta_{|GS\rangle}$  correspondant à l'émission sur l'état fondamental ( $\lambda_{|GS\rangle} = 1290$  nm) sont respectivement 13 mA et 0,02 W/A. Pour un courant de pompe de 220 mA, l'émission laser bascule sur l'état excité ( $\lambda_{|ES\rangle} = 1210$  nm).

L'évolution du carré de la fréquence de relaxation en fonction de la puissance de sortie est utilisée pour déterminer la puissance de saturation et *in fine* le facteur de compression du matériau semi-conducteurs [44]. La figure [4.4(b)] montre cette évolution pour le laser à boîtes quantiques InAs/GaAs. La courbe d'ajustement fondée sur l'équation  $f_r^2 = AP/(1 + P/P_{sat})$  conduit à  $P_{sat}=3,3$  mW et  $\epsilon_P=0,3$  mW<sup>-1</sup>. La variation du facteur  $\alpha_H$  du niveau fondamental en fonction de la puissance de pompe est calculée à partir de l'équation (4.28) et reportées sur

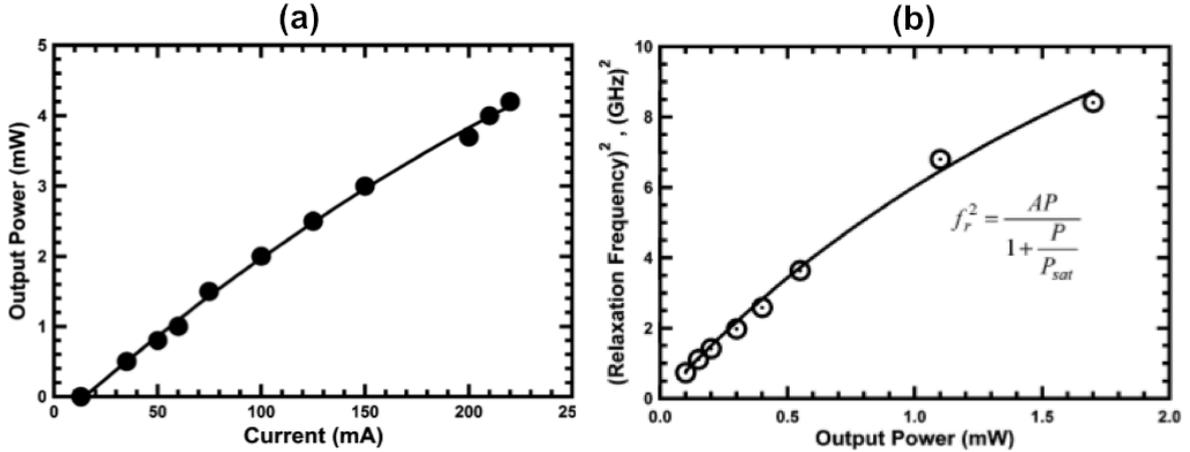


FIGURE 4.4 – (a) Caractéristique courant-puissance d'un laser à boîtes quantiques InAs/GaAs; (b) Evolution du carré de la fréquence de relaxation du laser en fonction de la puissance de sortie.

la figure [4.5]. Les valeurs mesurées (issues de [191]) sont symbolisées par les étoiles rouges. Afin de reproduire les résultats expérimentaux, les variations de  $\alpha_H$  sont reportées non pas en fonction de la puissance de sortie mais en fonction du courant de pompe (la figure [4.4(a)] permettant une correspondance immédiate entre ces deux grandeurs). Bien que l'équation (4.28) donne une description quasi-statique du facteur de couplage phase-amplitude, un bon accord avec les résultats expérimentaux est obtenu. A bas courant ( $I < 150$  mA soit  $P < P_{sat}$ ), le laser est verrouillé sur l'état fondamental, l'augmentation du facteur  $\alpha_H$  est linéaire et principalement dictée par le premier terme de l'équation (4.28).

Pour un courant de pompe tel que  $150 \text{ mA} < I < 220 \text{ mA}$  ( $P > P_{sat}$ ), le deuxième terme de l'équation (4.28) devient prédominant et la croissance du facteur de couplage phase-amplitude devient non-linéaire. L'augmentation s'explique alors non seulement par les effets de compression sur le niveau fondamental mais surtout par le remplissage des porteurs sur les niveaux d'énergies supérieures lasants (niveaux excités) et non-lasants (couche de mouillage). La figure [4.5] montre que la croissance du facteur  $\alpha_H$  atteint une valeur gigantesque ( $\approx 60$ ) pour un courant de pompe proche de 220 mA ( $P \approx 4$  mW). Enfin, pour  $I > 220$  mA, le facteur de couplage phase-amplitude s'effondre vers des valeurs négatives ( $\approx -30$ ). Cette transition abrupte est corrélée avec la commutation du laser sur l'état excité. En effet, lorsque la densité de porteurs injectée devient trop importante, l'émission laser ne peut se maintenir que si il y a commutation sur l'état excité par faute de gain sur le niveau fondamental (cf. chapitre 3). Bien que l'origine physique liée au changement de signe du facteur de couplage phase-amplitude reste sujet à de nombreuses discussions, cet effet serait cependant corrélé avec une valeur négative du gain différentiel associé au niveau fondamental. Ainsi, lorsque le laser est pompé au-dessus du seuil du premier niveau excité, la valeur négative du gain différentiel devrait engendrer non seulement une diminution de la puissance de la transition fondamentale mais aussi une "modulation inversée" pour cette même transition. Des expériences dynamiques ont montré que la valeur négative du gain différentiel serait induite par photo-excitation des

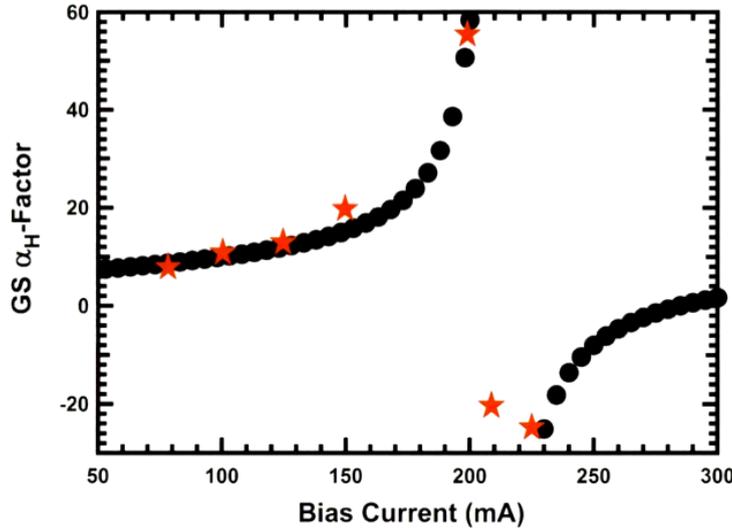


FIGURE 4.5 – Facteur de couplage phase-amplitude  $\alpha_H$  du niveau fondamental pour un laser à boîtes quantiques InAs/GaAs en fonction du courant. Les étoiles rouges correspondent aux valeurs mesurées issues de [191].

porteurs des états liés vers le *continuum* d'énergie *via* absorption de photons (mécanismes intra-bandes) [192]. En effet, contrairement aux diodes lasers à matériau massif pour lesquelles la non-conservation de l'impulsion rend difficile ces transitions, l'hyper-localisation des états liés dans les nanostructures quantiques fait que ces-dernières sont beaucoup plus probables. Ainsi, les travaux menés dans la référence [192] révèlent explicitement que pour des lasers nanostructurés et présentant l'occurrence des deux transitions  $|GS\rangle$  et  $|ES\rangle$ , la photo-excitation des porteurs affecte la section efficace d'absorption et *in fine* le gain différentiel du laser soit, par une augmentation du niveau des pertes optiques, soit par une réduction du gain dans la structure. En sus, il convient de noter qu'une étude théorique a démontré que la prise en compte des corrélations entre porteurs et de l'élargissement inhomogène montre l'occurrence de propriétés optiques "anormales" [?]. Par exemple, les simulations montrent que l'incorporation des effets microscopiques et *in fine* de la structure hyper-fine d'un milieu nanostructuré révèle une décroissance du gain avec l'excitation et ce pour certaines valeurs de la densité de porteurs. Cette dernière conclusion qui conduit dans certain cas à un gain différentiel négatif confirme la véracité des hypothèses avancées dans la référence [192] (en particulier dans les structures fortement confinées).

Cette étude démontre qu'une diode laser à nanostructures quantiques opérant en modulation directe, peut exhiber pour certaines conditions de polarisation un régime de modulation de fréquence pure. Ce phénomène peut par exemple, présenter un intérêt certain pour optimiser la portée d'une transmission par fibre optique dispersive (modulation duale) [194] [195]. Notons enfin que cette valeur exacerbée du facteur de couplage phase-amplitude n'est pas isolée puisque d'autres études ont confirmé des tendances similaires. Par exemple, l'étude expérimentale conduite dans [196] rapporte des valeurs élevées ( $\approx 40$ ) sur un amplificateur à boîtes quantiques InAs/GaAs. L'étude théorique publiée dans [197] montre que lorsque la probabilité d'occupation de la boîte sature, le nombre de porteurs dans la couche de mouillage

continu à augmenter avec la pompe induisant alors une exaltation du facteur de couplage phase-amplitude proche de la transition fondamental/excité.

Notons enfin que l'équation (4.28) a permis la validation d'autres résultats sur d'autres types de structures (InAs/InP(100) et InAs/InP(311B)) [13] [57]. Par exemple, la figure [4.6(a)] montre les caractéristiques courant-puissance en fonction de la température pour un laser InAs/InP(311B). La figure en inséré représente la variation de la densité de courant de seuil en fonction de la température. L'ajustement du carré de la fréquence de relaxation en fonction de la puissance de sortie conduit à un très facteur de compression du gain de 0,016 mW soit une puissance de saturation de 61 mW. A température ambiante, les expériences ont montré que, pour des variations importantes du courant de pompe, le spectre optique ne présentait pas d'émission autre que la transition fondamentale. Le corollaire de cette propriété révèle des variations du facteur de couplage phase-amplitude quasi-linéaires avec le courant de pompe. La figure [4.6(b)] illustre un tel résultat pour lequel les valeurs mesurées (carrés rouges) issues de la référence [57] sont trouvées en accord avec la droite d'ajustement (ligne pointillée) obtenue à partir de l'équation (4.28). Ainsi, pour une variation de la pompe de 50 mA à 140 mA, l'expérience révèle un facteur de couplage phase-amplitude oscillant entre 6 et 7. Bien que cette valeur reste supérieure aux valeurs typiques mesurées sur des structures à puits quantiques, ce résultat démontre néanmoins l'obtention d'un facteur de couplage phase-amplitude quasi-constant sur une structure à boîtes quantiques modulée directement et n'ayant pas subit d'artifice technologique (dopage p [198], injection tunnel [199]). Cette signature particulière alliant un très faible facteur de compression, un facteur de couplage phase-amplitude "quasi-uniforme" et l'absence d'état excité (sur la plage de courant étudié) est attribuée à une dynamique des porteurs différente dans ce système de matériau (cf. chapitre 3).

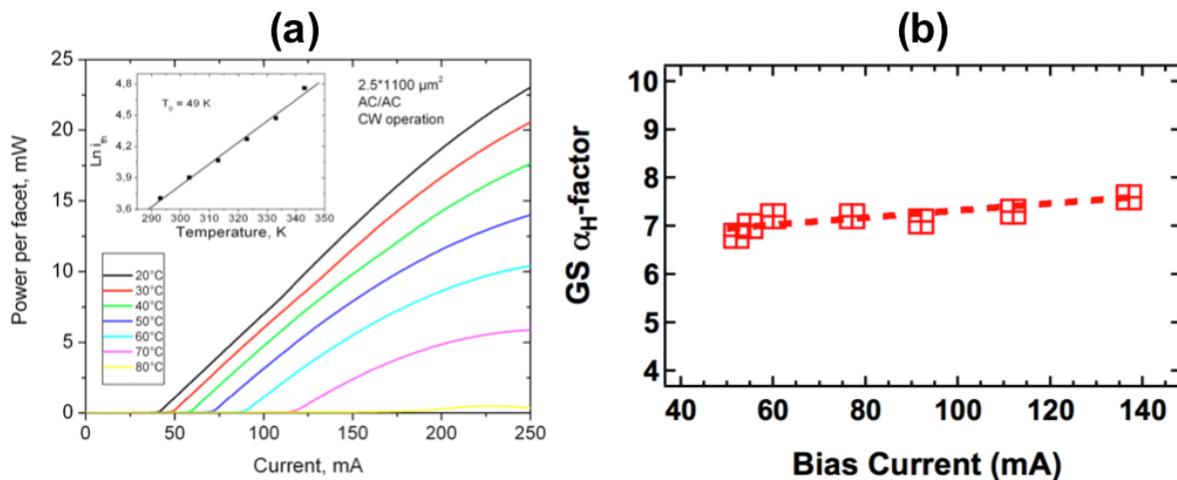


FIGURE 4.6 – Laser InAs/InP(311B) à boîtes quantiques : (a) Caractéristiques courant-puissance en fonction de la température. La figure en inséré montre la variation de la densité de courant de seuil en fonction de la température ; (b) Facteur de couplage phase-amplitude  $\alpha_H$  du niveau fondamental en fonction du courant. Les carrés rouges correspondent aux valeurs mesurées issues de [57].

Pour conclure, la compression du gain couplée au remplissage des porteurs sur l'état excité font que le facteur de couplage phase-amplitude d'un laser à nanostructures quantiques peut exhiber une variation fortement non-linéaire associée à une amplitude exaltée (valeurs positives et négatives). Cette propriété singulière aux nanostructures quantiques peut être exploitée pour de nombreuses applications. Par exemple, la compensation de la dérive de fréquence ou la compression d'impulsion serait possible *via* l'utilisation d'une section laser ayant un facteur de couplage phase-amplitude négatif. En effet, dans les cas des lasers modulés directement, l'interaction du facteur de couplage phase-amplitude avec la dispersion chromatique des fibres monomodes conventionnelles (SMF) limite la distance de transmission (pour un débit donné). Un laser avec un facteur  $\alpha_H$  négatif peut contrecarrer la dérive de fréquence positive des fibres optiques, permettant ainsi aux signaux de se propager plus rapidement sans se dégrader. Ce dernier point est fondamental dans les applications aux télécommunications optiques puisque les impulsions lasers s'élargissent en raison de la dispersion du matériau (des longueurs d'ondes se propagent plus vite que d'autres). A l'opposé, de fortes valeurs du facteur de couplage phase-amplitude peuvent s'avérer utile pour le traitement tout-optique de l'information [200]. Par exemple, la réalisation d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs avec un couplage phase-amplitude exalté permettrait de générer du mélange à quatre ondes exacerbé, d'augmenter la susceptibilité optique non-linéaire voire d'améliorer la dynamique et le temps de vie des porteurs [201]. L'exploitation des propriétés non-linéaires des boîtes quantiques peut donc conduire à la réalisation d'un dispositif intégré avec un facteur de couplage phase-amplitude fortement variable sur puce. Une accordabilité efficiente de ce paramètre peut être obtenue par une optimisation rigoureuse du dispositif couplée par exemple à une technique de contrôle externe *ad hoc* (cf. chapitre 5). Un article identifiant les principaux axes d'optimisation a été publié dans la référence [147]. La manipulation de ce paramètre remarquable reste un champ d'investigation important pour de nombreuses applications et en particulier pour la réalisation de diodes lasers à grande pureté spectrale avec des qualités de faisceau améliorées et une forte puissance de sortie.

# Chapitre 5

## Contrôle optique externe dans les lasers à nanostructures quantiques

L'analyse des diodes lasers injectées ou auto-injectées optiquement conduit à des études attractives et originales motivées par le besoin de comprendre les limitations et les instabilités physiques dans ces dispositifs [202]. Les résultats présentés dans ce chapitre montrent que l'utilisation judicieuse d'un contrôle externe couplé aux propriétés physiques des nanostructures quantiques peut être utilisée à bon escient pour régénérer les performances des diodes lasers. Ces travaux de recherches ont été réalisés dans le cadre d'une collaboration soutenue avec l'Université du Nouveau-Mexique, les laboratoires de l'US Air Force et Sandia. Au cours de cette période, j'ai participé au co-encadrement de trois thèses en collaboration directe avec ces laboratoires Américains.

### 5.1 Injection optique dans les diodes lasers à nanostructures quantiques

#### 5.1.1 Introduction

Le premier verrouillage d'un oscillateur par un autre a été observé pour la première fois en 1665 par C. Huygens, qui mit en évidence la synchronisation de deux pendules accrochés à un même mur : les deux pendules *a priori* indépendants oscillaient à l'unisson grâce aux faibles vibrations transmises par le mur [203]. A partir du vingtième siècle, des expériences de synchronisation sont menées avec des oscillateurs électriques [204] [205] ou micro-ondes [206]. Les premières expériences de synchronisation avec des lasers apparaissent dès 1965 avec R. H. Pantell [207] puis H. L. Stover [208] en 1966. En particulier, ce dernier réalise une expérience d'injection optique en utilisant des lasers à gaz. Il faut cependant attendre 1980 et S. Kobayashi pour voir les premières études d'injection optique sur des lasers à semi-conducteurs [209] [210]. L'injection optique a pour propriété de transmettre les caractéristiques spectrales d'un laser maître à un laser esclave, notamment en terme de fréquence, de largeur de raie ou de bruit. Lorsque cette transmission est totale, l'esclave est dans un régime dit d'accrochage total, pour lequel sa seule contribution est la puissance, les caractéristiques spectrales étant celles du maître. De ce fait, une étude fine des différents régimes d'injection est nécessaire pour la compréhension des nombreux phénomènes observés. Par exemple, S. Kobayashi [209] [210] [211], mais aussi L. Goldberg [212] et [213] étudient les formes de la

courbe d'accrochage et des régimes instables, en fonction de la puissance maître injectée dans l'esclave et du désaccord en fréquence entre les lasers maître et esclave. En particulier, leurs études révèlent d'une part une asymétrie de la plage d'accrochage due au facteur de couplage phase-amplitude [9] et d'autre part une largeur bistable de la plage d'accrochage. Quelques années plus tard, F. Mogensen [214] cartographie les différents régimes d'injection en fonction de la puissance injectée et du désaccord en fréquence. Parmi ces différents régimes, on relève l'accrochage, mais aussi des instabilités dynamiques de type mélange multi-ondes simple. En 1988, I. Petitbon [215] précise les positions et les largeurs de cette plage d'accrochage, décrit les variations de la puissance du laser injecté, et met en évidence la présence d'oscillations de relaxations prononcées excitées par l'injection. Par la suite, H. L. T. Lee [216] complète ces cartes en y ajoutant les régimes de chaos et de mélange multi-ondes double. On notera enfin les travaux de V. Kovanis [217] et de M. Bondiou [218] qui dressent une carte très complète de l'injection.

De nombreuses applications découlent de l'injection optique. Citons de manière non-exhaustive la bistabilité optique [219], la réduction de la largeur de raie du laser [220] [221], la réduction du bruit [222] [223] [224] [225], la récupération et la re-synchronisation d'horloge [226] [227], la génération et la synchronisation de chaos [228], la réduction des oscillations de relaxation en régime de modulation directe [229] [230] et la diminution de la dérive temporelle de la fréquence instantanée [231] [232]. Récemment, l'injection optique a également été proposée pour la génération d'oscillateurs photoniques accordables et de fréquences micro-ondes [233] [234] [235] [236] [237] ainsi que pour le traitement du signal tout optique [238], la radio sur fibre (RoF) [239] [240], et la transmission de signaux câblés (TV, Internet) [241]. L'injection optique est également utilisée pour améliorer les performances des systèmes fondés sur le multiplexage fréquentiel orthogonal (*Orthogonal Frequency Division Multiplexing*) [242] [243] [244]. Des études récentes révèlent également que la double injection optique (ou encore injection optique duale) permet de catalyser l'efficacité des signaux micro-ondes en *boostant* notamment la fréquence générée ainsi que la plage d'accordabilité associée [245] [246]. Enfin, il a été montré, et ce à de nombreuses reprises, que l'injection d'un faisceau maître conduit à une augmentation significative de la bande passante de modulation [247] [248] [249] des diodes lasers à semi-conducteurs. Plus spécifiquement, le régime de forte injection étudié théoriquement par T. Erneux [250] a révélé de nombreux résultats expérimentaux spectaculaires [251] [252] [253] [254] [255] [256] [257] [258]. Le travail présenté dans ce chapitre vise à étendre ces investigations aux cas des diodes lasers à nanostructures quantiques. A cet effet, il sera montré, qu'en régime de forte injection, un facteur de couplage phase-amplitude nul couplé à une bande passante de modulation complètement régénérée peuvent être obtenus.

## 5.1.2 Théorie de l'oscillateur couplé

### Equations d'évolutions

Les équations différentielles décrivant un système injecté s'obtiennent en rajoutant aux équations d'évolutions standards du laser solitaire les termes liés à l'injection [259] [260] [261]. Dans ces conditions, l'équation différentielle décrivant l'amplitude complexe du champ injecté peut se mettre sous la forme :

$$\frac{d\tilde{E}}{dt} = g\Delta N(1 + j\alpha)\frac{\tilde{E}}{2} - j\Delta\omega_{inj}\tilde{E} + k_c A_{inj} \quad (5.1)$$

avec  $\tilde{E}$  l'amplitude complexe du champ du laser esclave,  $g$  le gain dynamique (incorporant implicitement la vitesse de groupe  $v_g$  c'est-à-dire  $g = v_g a$ ),  $N$  la densité de porteurs et  $\Delta N = N - N_{th}$  la déviation correspondante par rapport à la densité de porteurs au seuil  $N_{th}$ . Le facteur de couplage phase-amplitude du laser esclave est noté  $\alpha$ . On note  $k_c$  le coefficient de couplage,  $A_{inj}$  l'amplitude du champ injecté,  $\Delta\omega_{inj} = \omega_{master} - \omega_{slave}$ , le désaccord en fréquence entre le laser maître et le laser esclave et  $\phi = \phi_{slave} - \phi_{master}$  la différence de phase correspondante.

En supposant que l'amplitude complexe du champ est de la forme  $\tilde{E}(t) = A(t) \exp(j\phi(t))$ , les variations temporelles décrivant l'amplitude  $A(t)$  et la différence de phase  $\phi(t)$  s'écrivent comme :

$$\frac{dA}{dt} = \frac{g}{2} \Delta N A + (k_c \cos \phi) A_{inj} \quad (5.2)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \alpha \frac{g}{2} \Delta N - \Delta\omega_{inj} - (k_c \sin \phi) \frac{A_{inj}}{A} \quad (5.3)$$

L'évolution dynamique de la densité de porteurs est quant à elle dictée par l'équation d'évolution standard :

$$\frac{dN}{dt} = J_{bias} - \gamma_N N - (\gamma_P + g \Delta N) A^2 \quad (5.4)$$

où  $A^2$  est proportionnel à la densité de photon. On note  $J_{bias}$ ,  $\gamma_N$  et  $\gamma_P$  respectivement la densité de courant de pompe appliquée au laser esclave, l'inverse des temps de vie des porteurs et des photons dans la cavité. On note que l'équation différentielle décrivant l'évolution de la phase est fonction du désaccord en fréquence  $\Delta\omega_{inj}$ . Le facteur de couplage phase-amplitude  $\alpha$ , le niveau d'injection  $A_{inj}/A$ , la différence de phase  $\phi$  et le désaccord en fréquence  $\Delta\omega_{inj}$  sont des paramètres clés ayant un impact considérable sur la dynamique du système couplé.

### Solutions stationnaires

En appliquant les conditions stationnaires aux équations (5.2), (5.3) et (5.4), on montre que [259] [260] [261] (cf. annexe J) :

$$\Delta\omega_{inj} = -k_c \sqrt{1 + \alpha^2} \frac{A_{inj}}{A_0} \sin(\phi_0 + \arctan(\alpha)) \quad (5.5)$$

$$-\frac{\pi}{2} \leq \phi_0 \leq \arctan\left(\frac{1}{\alpha}\right) \quad (5.6)$$

avec  $\phi_0$  et  $A_0$ , les paramètres du système injecté définis dans les conditions stationnaires. L'équation (5.6) montre que la différence de phase est nécessairement comprise entre  $-\frac{\pi}{2}$  et  $\arctan\left(\frac{1}{\alpha}\right)$  (pour un désaccord en fréquence variant entre les extrémités négative et positive de la zone de verrouillage).

En appliquant la condition (5.6) à l'équation (5.5), on montre que les valeurs  $\Delta\omega_{inj}$  délimitant les frontières de la zone de verrouillage sont définies par l'inégalité :

$$-k_c \sqrt{1 + \alpha^2} \frac{A_{inj}}{A_0} \leq \Delta\omega_{inj} \leq k_c \frac{A_{inj}}{A_0} \quad (5.7)$$

L'équation (5.7) permet de cartographier la zone de verrouillage. Une représentation schématique de cette zone est illustrée à la figure [5.1] en fonction du taux d'injection et du désaccord maître-esclave. La zone de verrouillage (ou *langue d'Arnold*) très étroite à faible

injection devient dominante à forte d'injection. On observe en revanche que cette zone présente une asymétrie en fonction du signe du désaccord. Cette propriété singulière au lasers à semi-conducteurs est due à la valeur non-nulle du facteur de couplage phase-amplitude. En d'autres termes, l'asymétrie est d'autant plus prononcée que la valeur du facteur de couplage phase-amplitude est grande. L'étude des variations couplées du désaccord en fréquence et du taux d'injection révèle l'occurrence d'autres variétés dynamiques complexes (oscillations de période une, de période double, mélange à quatre ondes, chaos optique) [250] [262] [263] [264] (ces régimes ne sont pas représentés sur la figure [5.1]).

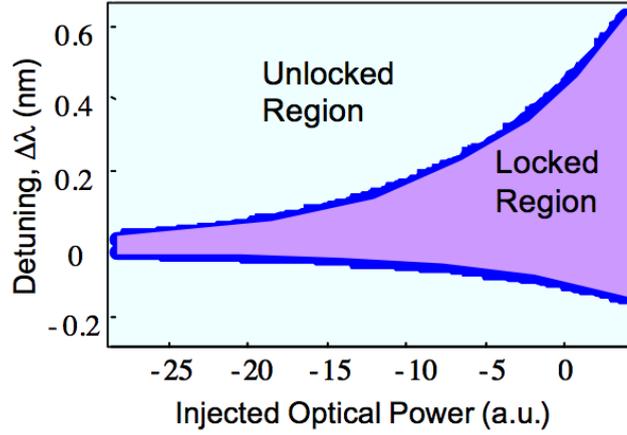


FIGURE 5.1 – Représentation de zone de verrouillage (*langue d'Arnold*) en fonction du taux d'injection et du désaccord (à noter que sur cette figure la déviation maître-esclave est exprimée en longueur d'onde et non en fréquence).

### Réponse petit-signal du système injecté

La réponse en amplitude du système injecté s'obtient en appliquant une analyse petit-signal (ps) aux équations d'évolutions (5.2), (5.3) et (5.4) [260] [261]. Le calcul conduit à la fonction de transfert normalisée suivante (cf. annexe K) :

$$|H_R|^2 = \left| \frac{H(\omega)}{H(0)} \right|^2 = \frac{\left(\frac{C}{Z}\right)^2 (\omega^2 + Z^2)}{(C - A\omega^2)^2 + (B\omega - \omega^3)^2} \times \left( \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega}{\gamma_c}\right)^2} \right) \quad (5.8)$$

Les termes paramétriques  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $Z$  et  $M$  s'expriment par les expressions suivantes [265] :

$$A = (\gamma_{fr} - \gamma_N) R_{FE}^2 + \gamma_N + \gamma_{th} \quad (5.9)$$

$$B = (\omega_r^2 + 2\gamma_N \gamma_{th}) + \left( \frac{\eta_0}{R_{FE}} \right)^2 + \gamma_{th} (\gamma_{fr} - \gamma_N) R_{FE}^2 \quad (5.10)$$

$$C = \left( \frac{\eta_0}{R_{FE}} \right)^2 [\gamma_N + (\gamma_{fr} - \gamma_N) R_{FE}^2] - (\omega_r^2 + \gamma_N \gamma_{th}) Z \quad (5.11)$$

$$Z = \frac{\eta_0}{R_{FE}} (\alpha \sin \phi_0 - \cos \phi_0) \quad (5.12)$$

avec  $\gamma_{fr}$  le taux d'amortissement du laser esclave et  $\gamma_{th}$  la variation du gain au seuil laquelle s'exprime comme :

$$\gamma_{th} = 2\eta \cos \phi_0 \quad (5.13)$$

Le paramètre  $Z$  quantifie la relation entre la différence de phase et le facteur de couplage phase amplitude. Le paramètre  $B$  intervenant dans le dénominateur de la fonction de transfert équivaut à la fréquence de résonance totale du système couplé. L'analyse de l'équation (5.8) fait apparaître un pôle d'ordre 3 dans le dénominateur. Suivant la valeur du désaccord en fréquence, les pôles  $B$ ,  $C$  ou  $A$  peuvent s'avérer plus ou moins dominants et donc impacter plus ou moins fortement la forme de la réponse du système injecté.

Le taux d'injection est quant à lui directement proportionnel au coefficient de couplage et au rapport des amplitudes des champs :

$$\eta = k_c \frac{A_{inj}}{A_0} = \frac{\eta_0}{R_{FE}} \quad (5.14)$$

On note  $\eta_0$  le taux d'injection *maximum* et  $R_{FE} = \frac{A_0}{A_{fr}}$  le facteur d'augmentation du champ du laser esclave. Ce facteur traduit la déviation de l'amplitude du champ (pour un désaccord en fréquence et un taux d'injection donné) par rapport à la valeur en absence d'injection.

Le coefficient  $\eta_0$  s'exprime suivant la relation :

$$\eta_0 = \frac{c}{2n_g L} \left( \frac{1-r^2}{r} \right) \sqrt{\eta_c R_{ext}} \quad (5.15)$$

avec  $\eta_c$  l'efficacité de couplage entre le laser et la fibre,  $R_{ext}$  le rapport de la puissance du laser maître à la puissance du laser esclave,  $L$  la longueur de la cavité du laser esclave,  $c$  la célérité de la lumière dans le vide,  $n_g$  l'indice de groupe et  $r$  la réflectivité en amplitude de la facette de sortie du laser esclave.

La réponse (ps) exprimée par l'équation (5.8) est utilisée pour simuler les propriétés de modulation du système injecté. Le dénombrement fait apparaître 8 paramètres d'ajustement ; ce nombre peut être réduit en considérant d'une part les caractéristiques micro-onde du laser esclave non-injecté [265] et d'autre part en utilisant les équations (5.5) et (5.6). Le dernier terme intervenant dans la fonction de transfert normalisée prend en compte les effets parasites liés à l'embase ou au transport à travers la jonction. Ce terme additionnel est modélisé par une fonction passe-bas dont la fréquence de coupure  $\gamma_c$  est mesurée à partir de la réponse (ps) du laser solitaire.

Les figures [5.2(a)] et [5.2(b)] représentent respectivement les réponses (ps) simulées et mesurées d'un laser à nanostructures quantiques injecté pour différentes conditions du désaccord en fréquence  $\Delta\omega_{inj}$  (le taux d'injection restant constant). La ligne en pointillée donnant la valeur de la réponse à -3 dB est utilisée pour la détermination de la bande passante de modulation. La réponse (ps) du laser non-injecté (*free running*) est également représentée. Outre le bon accord qualitatif théorie/expérience, on observe selon la valeur du désaccord une non-uniformité des réponses. Notons que l'observation spectrale est absolument indispensable à ce stade et ce afin de s'assurer que le régime de verrouillage stable est préservé pour toutes les conditions étudiées. Ainsi, lorsque le désaccord est nul, l'expérience révèle une bande passante de modulation égale à 11,7 GHz. Cette valeur représente une amélioration d'un facteur trois par rapport au cas du laser solitaire. Pour des valeurs positives du désaccord, la réponse exhibe une large dépression associée à un pic de relaxation très prononcé. Enfin, pour un

désaccord négatif, il n'y a pas régénération de la réponse (ps) en raison du fort amortissement observé dans le laser.

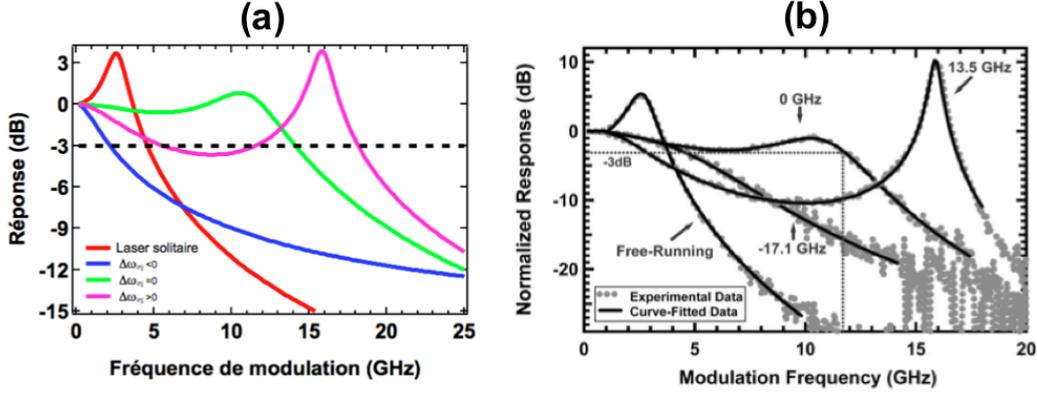


FIGURE 5.2 – Réponses (ps) du système injecté pour différents désaccords en fréquence  $\Delta\omega_{inj}$  : (a) simulations ; (b) mesures. Le taux d'injection  $\eta_0$  est constant.

De manière plus précise, lorsque  $\Delta\omega_{inj} < 0$ , le système couplé opère sur les bords de la zone de verrouillage pour laquelle la différence de phase est directement reliée au facteur de couplage phase-amplitude du laser esclave ( $\phi_0 = \arctan(\frac{1}{\alpha})$ ). Dans ces conditions, on remarque que la réponse (ps) est très amortie sans pic de relaxation conduisant *de facto* à une bande passante de modulation extrêmement faible. *A contrario*, dans le cas où  $\Delta\omega_{inj} > 0$ , on observe l'occurrence d'un pic de relaxation très prononcé par rapport au cas du laser solitaire. Le *maximum* du pic de résonance est obtenu sur les bords de la zone de verrouillage c'est-à-dire lorsque la différence de phase est égale à  $-\pi/2$ . L'amplitude et la position du pic de résonance étant proportionnelles au taux d'injection, la configuration où le désaccord en fréquence est positif peut constituer une configuration intéressante pour des applications. Malheureusement, cette amélioration du pic de relaxation ne se traduit pas systématiquement par une augmentation de la bande passante de modulation.

Afin d'illustrer le phénomène, la figure [5.3(a)] montre les réponses (ps) simulées dans la configuration  $\Delta\omega_{inj} > 0$  et pour des niveaux d'injection croissants. Les simulations révèlent que lorsque le niveau d'injection augmente, le pic de relaxation s'exalte en amplitude et se décale vers les fréquences supérieures. Cet effet *a priori* positif est en fait corrélé avec l'occurrence d'une dépression localisée avant le pic de relaxation électrons/photons qui altère considérablement la bande passante de modulation voire en rend impossible toute estimation. L'analyse des pôles de la fonction de transfert permet cependant de comprendre l'origine de cette dépression et de montrer que son amplitude est intrinsèquement liée au facteur de couplage phase-amplitude du laser esclave [261] [265]. En vue d'applications nécessitant des bandes passantes importantes, cette dépression doit être contrôlée car elle constitue *de facto* une limitation intrinsèque du système couplé. Un scénario très intéressant est celui présenté sur la figure [5.3(b)]. Dans le cas où les lasers maître et l'esclave sont parfaitement synchronisés en fréquence ( $\Delta\omega_{inj} = 0$ ) et pour un taux d'injection croissant, les calculs montrent non seulement un effet similaire au cas  $\Delta\omega_{inj} > 0$  mais aussi une augmentation de l'amortissement. A

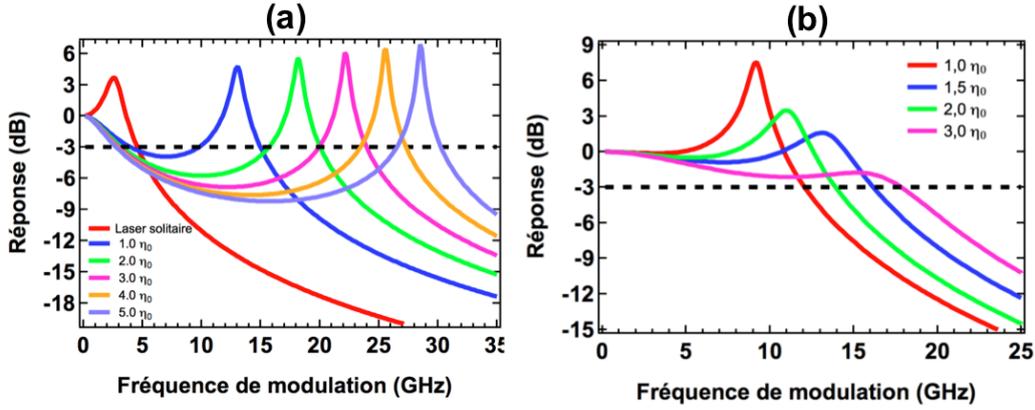


FIGURE 5.3 – Réponses (ps) simulées du système injecté pour différents niveaux d'injection  $\eta_0$  : (a)  $\Delta\omega_{inj} > 0$ ; (b)  $\Delta\omega_{inj} = 0$ .

*contrario* des cas illustrés sur la figure [5.3(a)], cette configuration conduit à une platitude remarquable de la réponse (ps) et donc à des bandes passantes de modulations exacerbées. Dans la suite de ce chapitre, il sera montré expérimentalement que cette quasi-platitude est corrélée avec une valeur nulle du facteur de couplage phase-amplitude de l'oscillateur couplé.

### 5.1.3 Manipulation du facteur de couplage phase-amplitude

#### Description et caractérisation du laser à nanostructures quantiques

La figure [5.4(a)] montre une représentation schématique de la structure épitaxiée du laser à nanostructures quantiques InAs/InP. La croissance est réalisée par épitaxie à jet moléculaire (EJM) sur substrat InP(100). La forme des nanostructures assimilée à des bâtonnets allongés est confirmée par microscopie à force atomique (cf. figure [5.4(b)]).

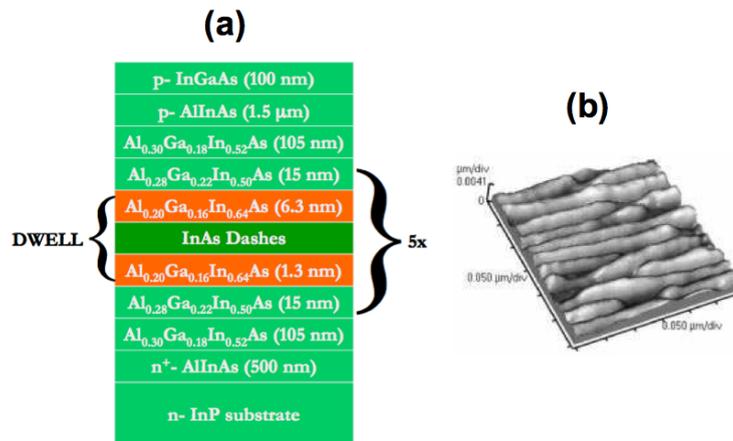


FIGURE 5.4 – (a) Epi-structure du laser à nanostructure quantique InAs/InP(100); (b) Image (AFM) d'un plan de bâtonnets quantiques InAs.

La région active réalisée à partir de la technologie (DWELL) (*Dots in the Well* ou *Dashes in the Well*) contient cinq plans de bâtonnets quantiques [25]. La longueur de la cavité Fabry-Perot est  $500 \mu\text{m}$ . La figure [5.5(a)] montre la caractéristique courant-puissance. A température ambiante, le courant de seuil et le rendement externe sont respectivement de  $54 \text{ mA}$  et de  $0,2 \text{ W/A}$ . On note (GS) et (ES) les seuils d'émission des états fondamental et excité. Le spectre optique représenté sur la figure [5.5(b)] confirme une émission nominale sur le niveau quantique fondamental à  $\lambda_{GS}=1567 \text{ nm}$  (pic de gain). La mesure de l'absorption en fonction de la longueur d'onde par la méthode des contacts segmentés révèle un coefficient de pertes internes de  $14 \text{ cm}^{-1}$  [266]. L'espacement entre les modes Fabry-Perot conduit à un intervalle spectral libre moyen de  $0,71 \text{ nm}$  ( $85,7 \text{ GHz}$ ). L'ajustement de la réponse (ps) à partir de la relation (5.8) conduit, en absence d'injection et pour un courant de pompe de  $60 \text{ mA}$ , à une fréquence de relaxation de  $2,7 \text{ GHz}$  et à un taux d'amortissement de  $7,4 \text{ GHz}$ . Comme mentionné au chapitre précédent, l'évolution du carré de la fréquence de relaxation en fonction de la puissance de sortie peut être utilisée pour déterminer la puissance de saturation et *in fine* le facteur de compression du gain.

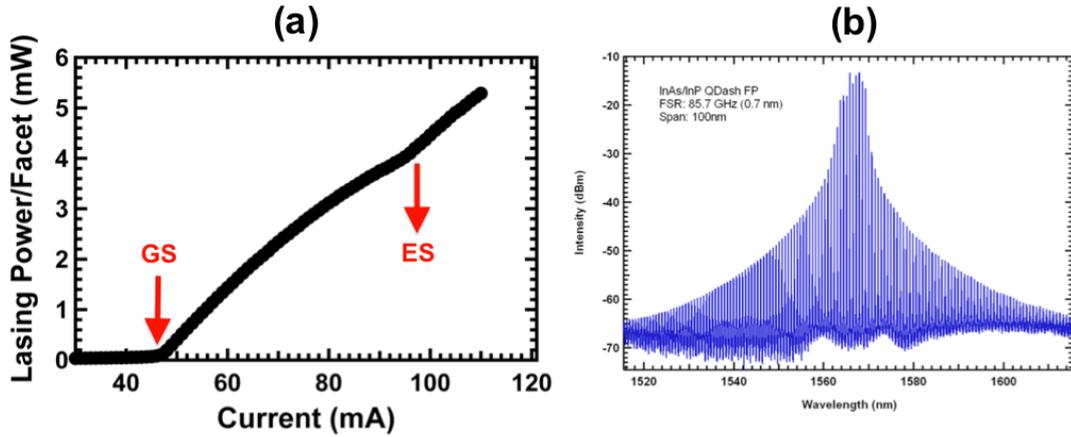


FIGURE 5.5 – (a) Caractéristique courant-puissance; (b) Spectre optique mesuré (mesures à température ambiante). On note (GS) et (ES) les seuils d'émission des états fondamental et excité.

La figure [5.6(a)] montre cette évolution pour le laser à bâtonnets quantiques InAs/InP. La courbe d'ajustement fondée sur l'équation  $f_r^2 = AP/(1 + P/P_{sat})$  fournit une puissance de saturation  $P_{sat} = 17 \text{ mW}$  soit un facteur de compression  $\epsilon_P = 0,06 \text{ mW}^{-1}$ . La fréquence maximale de modulation donnée par la relation  $f_{r,max} = \sqrt{AP_{sat}}$  est estimée à  $7,6 \text{ GHz}$ . Enfin, le tracé du taux d'amortissement en fonction du carré de la fréquence de relaxation permet de remonter à l'inverse du temps de vie moyen des porteurs  $\gamma_N$  *via* la relation [10] [13] :

$$\gamma_{fr} = K f_r^2 + \gamma_N \quad (5.16)$$

avec  $K$  un paramètre fondamental traduisant la capacité de modulation d'un laser à semi-conducteurs [267]. La figure [5.6(b)] montre que l'ajustement des résultats expérimentaux conduit à  $\gamma_N = 6 \text{ GHz}$  et  $K = 0,45 \text{ ns}$  [13]. Les résultats des figures [5.6(a)] et [5.6(b)] indiquent également que les effets non-linéaires liés à la saturation du gain sont implicitement

incorporés dans le calcul de la fonction de transfert du laser injecté *via* le facteur de compression. Les principaux paramètres d'injection et du laser solitaire et d'injection sont recensés dans le tableau [5.1].

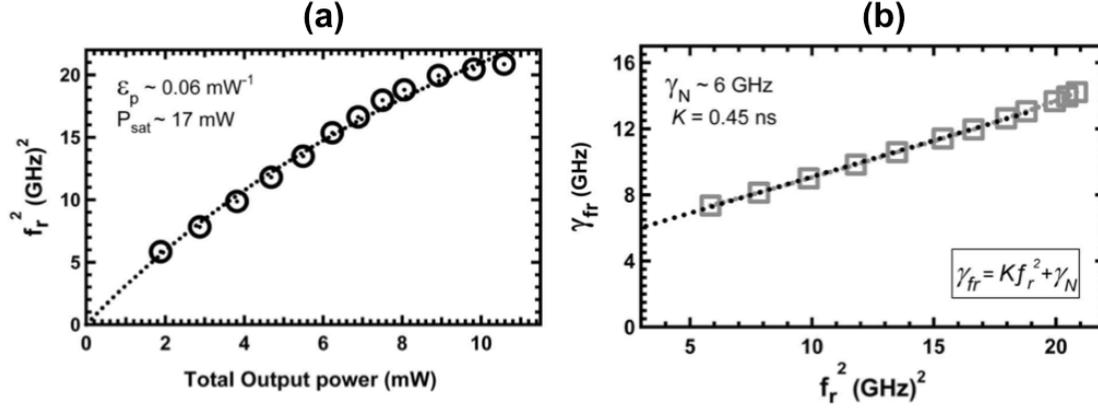


FIGURE 5.6 – (a) Evolution du carré de la fréquence de relaxation du laser solitaire en fonction de la puissance de sortie ; (b) Evolution de l'amortissement en fonction du carré de la fréquence de relaxation du laser solitaire.

PARAMETRES LASER SOLITAIRE et D'INJECTION	
Longueur de la cavité ( $\mu\text{m}$ ) $L = 500$	Gain au seuil ( $\text{cm}^{-1}$ ) $g_{th} = \alpha_i + \alpha_m = 36,8$
Réfectivités des facettes clivées $R_1 = R_2 = r^2 = 0,32$	Temps de vie des photons (ps) $\tau_p = \frac{n_g}{c g_{th}} = 3,2$
Pertes internes ( $\text{cm}^{-1}$ ) $\alpha_i = 14$	Efficacité de couplage $\eta_c = 0,6$
Intervalle Spectral Libre moyen (nm) $\Delta\lambda = 0,71 \text{ nm}$	Rapport des puissance maître/esclave $R_{ext} = 1,5$
Indice de groupe moyen $n_g = c/2L\Delta\nu = 3,5$	Taux d'injection maximum (GHz) $\eta_0 = 0,98$
Fréquence de relaxation @60mA (GHz) $f_r = 2,7$	Effet parasite (GHz) $\gamma_c = 67$
Taux d'amortissement @60mA (GHz) $\gamma_r = 7,4$	Facteur de compression du gain ( $\text{mW}^{-1}$ ) $\epsilon_P = 0,06$
Fréquence maximale de modulation (GHz) $f_{r,max} = 7,6$	Puissance de saturation (mW) $P_{sat} = 17$
Facteur $K$ (ns) $K = 0,45$	Inv. temps de vie moyen des porteurs (GHz) $\gamma_N = 6$

TABLE 5.1 – Principaux paramètres d'injection et du laser solitaire à nanostructures quantiques InAs/InP(100).

## Description du dispositif d'injection

La figure [5.7] montre le dispositif expérimental utilisé pour l'injection optique et pour la mesure *in-situ* du facteur de couplage phase-amplitude. Le montage est principalement constitué d'une source accordable (laser maître), d'un analyseur de réseau (pour la modulation du laser esclave et l'extraction des propriétés dynamiques), d'un circulateur à 3 branches, d'un analyseur de spectre optique (résolution 1 MHz) et d'un analyseur de spectre électrique (bande passante 50 GHz). Le couplage dans la fibre monomode lentillée est optimisé à l'aide d'une platine de translation piézoélectrique 3-axes (précision submicronique). Le taux d'injection est maximisé par le biais d'un amplificateur optique (EDFA) couplé à un filtre optique afin de lisser le bruit parasite généré par l'amplification. La puissance injectée est également optimisée *via* un contrôleur de polarisation. L'utilisation d'amplificateurs optiques bande C ou bande L permet de varier le taux d'injection  $R_{ext}$  de -3,8 dB à 9,3 dB. Le dispositif expérimental permet également la mesure *in-situ* du facteur de couplage phase-amplitude par la méthode (FM/AM) [163]. L'ensemble du montage expérimental est à maintien de polarisation.

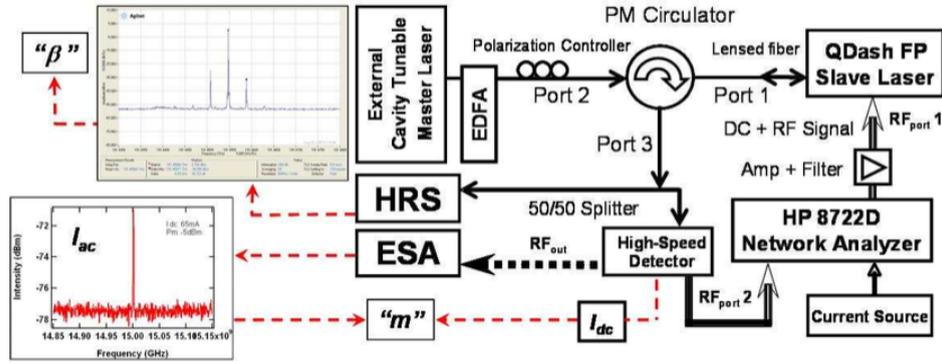


FIGURE 5.7 – Dispositif expérimental utilisé pour la caractérisation du laser injecté et la mesure *in-situ* du facteur de couplage phase-amplitude.

## Manipulation du facteur couplage phase-amplitude en régime de forte injection

Cette étude a pour objectif de montrer que le régime de forte injection peut conduire à une exaltation de la bande passante de modulation ainsi qu'à des valeurs quasi-nulles du facteur de couplage phase-amplitude. Les expériences sont réalisées en supposant un désaccord en fréquence nul. Le laser esclave est pompé à 60 mA ( $1,1 \times I_{th,GS}$ ). Le choix d'un désaccord en fréquence nul est fondé sur trois raisons :

- La synchronisation des fréquences maître-esclave permet d'obtenir une platitude remarquable de la réponse petit-signal (cf. figures [5.2(a)], [5.2(b)] et [5.3(b)]).
- La synchronisation des fréquences maître-esclave permet de simplifier les équations du système injecté lesquelles s'écrivent dans les conditions stationnaires :

$$\phi_0 = -\arctan(\alpha) \quad (5.17)$$

$$Z = -\frac{\eta_0}{R_{FE}} \left( \sqrt{1 + \alpha^2} \right)^{-1/2} \quad (5.18)$$

$$\gamma_{th} = 2 \frac{\eta_0}{R_{FE}} \left( \sqrt{1 + \alpha^2} \right)^{-1/2} \quad (5.19)$$

Ces équations sont utilisées pour ajuster la réponse (ps) du laser injecté.

La manipulation des équations de l'oscillateur couplé (cf. annexes J et K) conduisent également à :

$$R_{FE}^4 - \left[ \left( \frac{1}{\gamma_P} \right) \left( \frac{2\eta_0}{\sqrt{1 + \alpha^2}} \right) + 1 \right] R_{FE}^2 - \left( \frac{\gamma_N}{\omega_r^2} \right) \left( \frac{2\eta_0}{\sqrt{1 + \alpha^2}} \right) = 0 \quad (5.20)$$

La résolution de l'équation bi-carrée (5.20) révèle le facteur d'augmentation du champ  $R_{FE}$ .

• La synchronisation des fréquences maître-esclave présente également un fort potentiel technologique pouvant conduire à la réalisation d'un module intégré comprenant les deux sources optiques référencées par rapport à la même longueur d'onde.

La figure [5.8(a)] montre les spectres optiques du laser à nanostructures quantiques sans et avec injection optique. Les expériences sont conduites en injectant à quatre longueurs d'ondes différentes 1534,6 nm, 1550,1 nm, 1565,2 nm (proche du pic de gain) et 1579,9 nm. La figure [5.8(a)] montre que l'accrochage de l'esclave sur le maître est atteint et ce indépendamment la longueur d'onde.

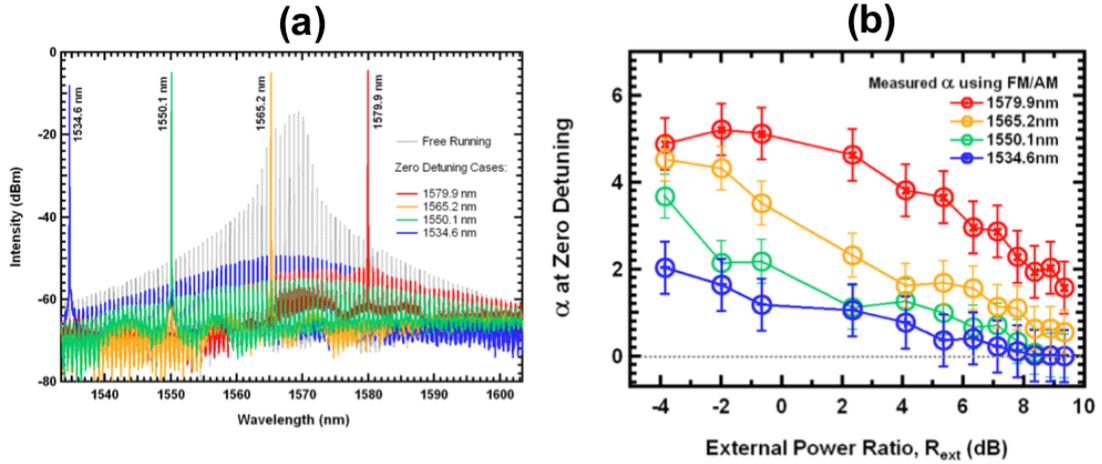


FIGURE 5.8 – (a) Spectres optiques sans et avec injection optique pour quatre longueurs d'ondes différentes; (b) Facteurs de couplage phase-amplitude mesurés par la technique (FM/AM) pour quatre longueurs d'ondes différentes et pour un désaccord en fréquence maître-esclave nul.

La figure [5.8(b)] montre les valeurs extraites du facteur de couplage phase-amplitude du laser esclave (pour les quatre longueurs d'ondes) en fonction du taux d'injection. Comme mentionné au chapitre 4, le paramètre  $2\beta/m$  équivalent au rapport des modulations de fréquence (FM) et d'amplitude (AM) tend vers une valeur asymptotique correspondant au facteur de couplage phase-amplitude du laser [164]. Le champ électrique issu d'un laser modulé directement peut se mettre sous l'expression suivante :

$$e(t) = \sqrt{P_0} (1 + m \cos(2\pi f_m t))^{1/2} e^{j(2\pi f_0 t + \beta \sin(2\pi f_m t + \varphi))} \quad (5.21)$$

avec  $P_0$  la puissance moyenne,  $m$  le taux de modulation d'amplitude ( $m = \Delta P/P_0$ ),  $f_m$  la fréquence de modulation du signal électrique issue de l'analyseur de réseau,  $f_0$  la fréquence optique centrale,  $\beta$  l'indice de modulation de fréquence défini comme  $\beta = \Delta F/f_m$  ( $\Delta F$  étant l'excursion de la fréquence de modulation autour de la porteuse de fréquence  $f_0$ ) et  $\varphi$  la différence de phase entre la modulation de fréquence et la modulation d'amplitude. L'indice de modulation (FM) est déterminé à partir de la mesure à l'analyseur de spectre optique des grandeurs  $I_1$  et  $I_0$  [268] :

$$I_0 \approx \left[ J_0^2(\beta) + \frac{m^2}{4} J_1^2(\beta) \right] \quad (5.22)$$

et,

$$I_1 \approx \left[ J_1^2(\beta) + \frac{m^2}{4} \{J_0(\beta) - J_2(\beta)\}^2 \right] \quad (5.23)$$

avec  $I_0$  l'amplitude du pic central en  $f_0$ ,  $I_1$  l'amplitude des premières bandes latérales localisées aux fréquences  $f_0 \pm f_m$  et  $J_n(\beta)$  les fonctions de Bessel de premières espèces correspondantes ( $n=0,1,2$ ). L'indice de modulation (AM) est quant à lui mesuré à l'analyseur de spectre électrique en détectant la composante alternative du signal modulé à la sortie de la photodiode. Ainsi, indépendamment de la longueur d'onde, la figure [5.8(b)] révèle une décroissance significative du facteur  $\alpha$  avec le taux d'injection. En particulier, aux courtes longueurs d'ondes, l'injection optique conduit à des valeurs quasi-nulles de ce paramètre remarquable (aux incertitudes expérimentales près).

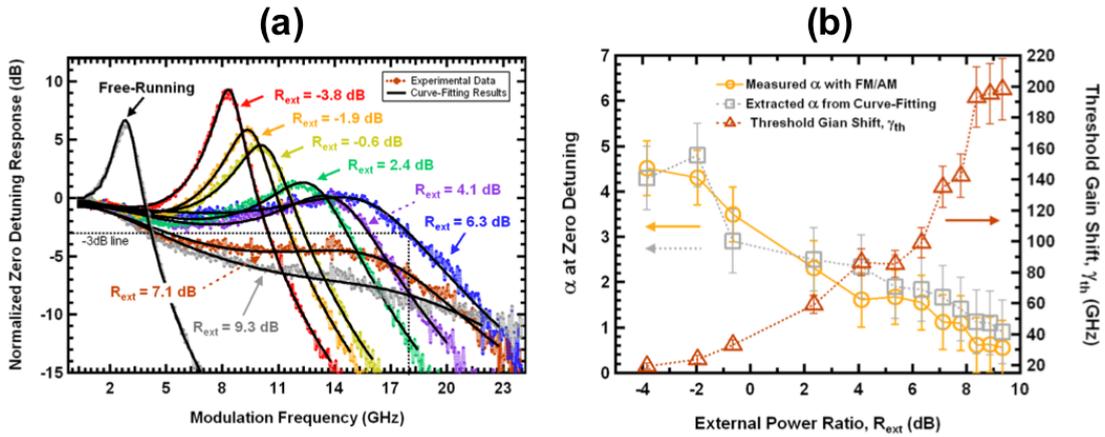


FIGURE 5.9 – (a) Réponses (ps) du laser solitaire et pour plusieurs valeurs du taux d'injection  $R_{ext}$ ; (b) Valeurs mesurées et extraites du facteur de couplage phase-amplitude et de la déviation du gain au seuil en fonction du taux d'injection  $R_{ext}$ . L'injection du laser esclave est effectuée à 1565,2 nm.

Sachant que l'amplitude du facteur de couplage phase-amplitude diminue avec l'énergie du photon (en raison d'un gain dynamique plus élevé), l'injection optique à une longueur d'onde plus courte que celle du pic de gain s'avère efficace. Afin de confirmer ces résultats, l'extraction du facteur de couplage phase-amplitude du système injecté a également été réalisée par

ajustement de la réponse (ps). La figure [5.9(a)] montre les réponses (ps) normalisées pour différents taux d'injection. Les traits pleins correspondent aux courbes d'ajustement. L'injection du laser esclave est dans ce cas effectuée au pic de gain (1565,2 nm). Conformément aux prédictions théoriques (cf. figure [5.3(b)]), l'augmentation du taux d'injection conduit à une régénération de la bande passante de modulation. Cet effet, induit par l'exaltation de la fréquence de résonance, est prédominant tant que  $R_{ext} < 7,1$  dB. La valeur maximale de la bande passante de modulation de 18 GHz ( $R_{ext} = 6,3$  dB) équivaut à une augmentation d'un facteur quatre par rapport au cas sans injection. La figure [5.9(b)] montre maintenant une comparaison des valeurs mesurées (méthode (FM/AM)) et extraites (ajustements de la réponse (ps)) du facteur de couplage phase-amplitude en fonction de  $R_{ext}$ . La variation du gain au seuil (calculée à partir de la relation (5.19)) est également représentée. Les résultats expérimentaux démontrent que les valeurs extraites du facteur de couplage phase-amplitude sont en bon accord avec celles mesurées. Sachant que la déviation maximale du gain au seuil ne peut pas excéder l'inverse du temps de vie des photons dans la cavité  $\gamma_P$  (312 GHz dans le cas étudié), la figure [5.9(b)] révèle une valeur maximale pour  $\gamma_P$  égale à 198 GHz soit 63% de la valeur maximale. Les figures [5.10(a)] et [5.10(b)] montrent maintenant les résultats expérimentaux obtenus pour une longueur d'onde d'injection plus courte que celle du pic de gain (1534,6 nm). Lorsque  $R_{ext} = 9,3$  dB, la bande passante de modulation atteint 16,3 GHz. La déviation du gain au seuil est maintenant égale à 220 GHz soit 70% de la valeur maximale.

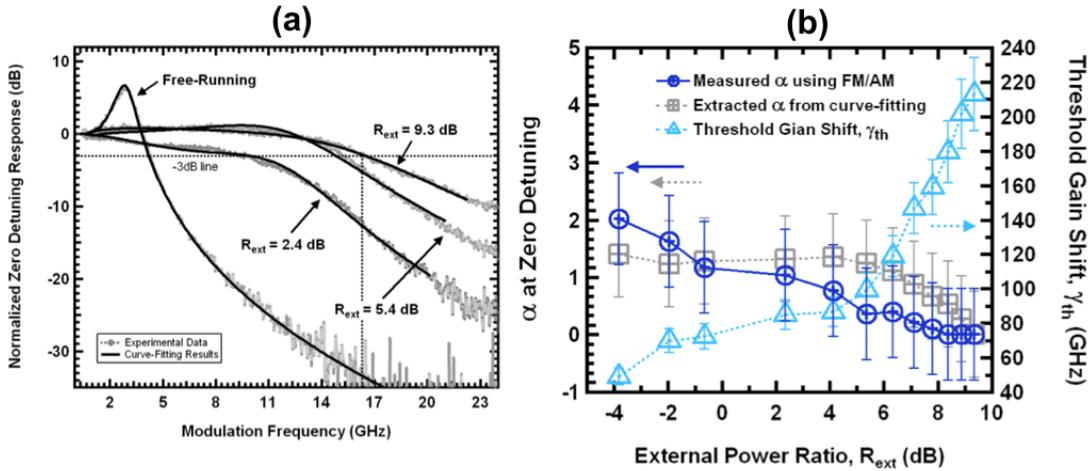


FIGURE 5.10 – (a) Réponses (ps) du laser solitaire et pour plusieurs valeurs du taux d'injection  $R_{ext}$ ; (b) Valeurs mesurées et extraites du facteur de couplage phase-amplitude et de la déviation du gain au seuil en fonction du taux d'injection  $R_{ext}$ . L'injection du laser esclave est effectuée à 1534,6 nm.

Le régime de forte injection aux courtes longueurs d'ondes constitue donc une configuration très favorable pour la réalisation d'un transmetteur optique ayant à la fois un facteur de couplage phase-amplitude quasi-nul et une bande passante de modulation importante. En vue d'une comparaison plus rigoureuse, la déviation du gain au seuil normalisé  $\gamma_{th}/v_g$  est reportée sur la figure [5.11] pour les quatre longueurs d'ondes. Les résultats confirment que l'amplitude de cette déviation augmente aux courtes longueurs d'ondes. A 1534,6 nm et pour

le taux d'injection *maximum*, on obtient  $\gamma_{th}/v_g=24,6 \text{ cm}^{-1}$  (cette valeur est associée à une réduction de la densité de courant de seuil d'environ  $1458 \text{ A/cm}^2$ ).

En conclusion, ces résultats démontrent la possibilité d'obtenir un facteur de couplage phase-amplitude quasi-nul et une bande passante de modulation exaltée. La combinaison entre le régime de forte injection optique et les propriétés non-linéaires des boîtes quantiques révèle la possibilité de réaliser un dispositif ayant un facteur de couplage phase-amplitude "accordable sur puce". La déviation du gain au seuil n'ayant pas atteint sa valeur maximum, un taux d'injection plus important pourrait peut être conduire à des valeurs négatives de ce paramètre remarquable. La compensation de la dérive de fréquence ou la compression d'impulsion serait alors possible *via* l'utilisation d'une section laser ayant un facteur de couplage phase-amplitude négatif. Ce dernier point est fondamental dans les communications optiques puisque les impulsions lasers s'élargissent en raison de la dispersion du matériau. La configuration reposant sur l'utilisation d'un désaccord en fréquence nul offre donc une solution technologique intéressante et compatible avec la fabrication d'un module compact dans lequel les lasers maître et esclave peuvent être intégrés et référencés à la même longueur d'onde. Ces résultats expérimentaux ont récemment été confirmé théoriquement par une approche semi-classique reposant sur l'exploitation des équations de Maxwell et de Bloch [269]. L'inclusion de la polarisation du milieu actif permet de simuler les effets microscopiques non-linéaires *via* la prise en compte des effets à  $N$  corps (effets Coulomb). Ainsi, il est montré que les interactions porteurs-porteurs et porteurs-phonons altèrent la dynamique de la structure nécessitant l'introduction d'un temps de relaxation effectif. Les résultats révèlent explicitement que pour des lasers nanostructurés, l'hypothèse d'un facteur de couplage amplitude constant devient caduque dès lors que le régime de forte injection est sollicité [270] [271]. A cette fin, il convient de mentionner que des études antérieures ont également confirmé la possibilité de manipuler la dérive de fréquence en régime de forte injection mais sans pour autant corrélérer une telle variation avec le facteur de couplage phase-amplitude [272] [273]. En effet, une diminution du facteur de couplage phase-amplitude provoque assurément un abaissement de la dérive de fréquence du laser. En revanche, la réciproque n'est pas systématiquement vérifiée puisqu'une diminution de la dérive de fréquence ne correspond pas nécessairement à un facteur de couplage-phase-amplitude plus faible. Notons enfin qu'une étude connexe a pu mettre en évidence une variation du couplage phase-amplitude dans un laser nanostructuré à réaction distribuée opérant en régime de forte injection [274].

### Etude non-linéaire du système injecté

Afin de quantifier les effets non-linéaires du système injecté, les équations (5.2), (5.3) et (5.4) peuvent se réécrire de manière plus sophistiquée en incluant explicitement les effets non-linéaires liés à la compression du matériau semi-conducteurs [250] [264] [275].

Ainsi, en considérant les changements de variables :

$$\tau = \frac{t}{\gamma_P} \quad (5.24)$$

$$\Delta N = N - N_{th} \quad (5.25)$$

$$N_{th} = \frac{J_{th}}{\gamma_N} \quad (5.26)$$

$$Z = \frac{1}{2} \frac{\Gamma g}{\gamma_P} \Delta N \quad (5.27)$$

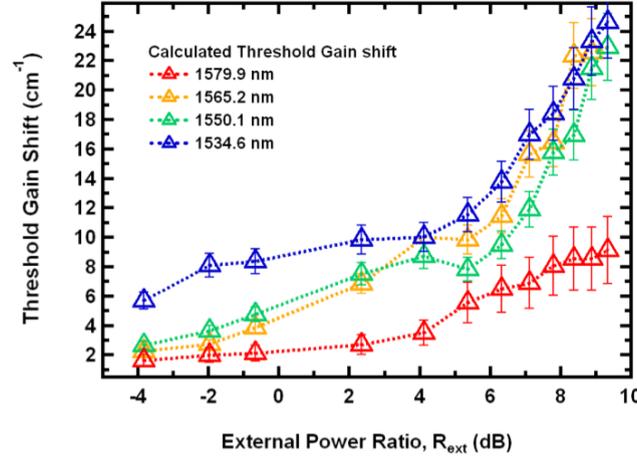


FIGURE 5.11 – Déviation du gain au seuil normalisée en fonction du taux d'injection pour quatre longueurs d'ondes différentes.

$$Y^2 = \frac{g}{2\gamma_N} A^2 \quad (5.28)$$

on obtient le système d'équations normalisées suivant :

$$\frac{dY}{d\tau} = ZY - \epsilon Y(Y^2 - P) + \eta_n \cos \phi \quad (5.29)$$

$$\frac{d\phi}{d\tau} = \alpha Z - \alpha \epsilon(Y^2 - P) - \frac{\eta_n}{Y} \sin \phi - \Delta\Omega \quad (5.30)$$

$$T \frac{dZ}{d\tau} = P - Z - Y^2(1 + 2Z - 2\epsilon Y^2 + 2\epsilon P) \quad (5.31)$$

Dans les équations normalisées (5.29), (5.30) et (5.31), les quantités  $Y$ ,  $\phi$  et  $Z$  représentent respectivement l'amplitude et la phase du champ ainsi que la densité de porteurs du laser injecté. Les paramètres  $P$ ,  $T$ ,  $\epsilon$  et  $\alpha$  (facteur de couplage phase-amplitude) sont des grandeurs décrivant le laser esclave non-injecté pour un niveau de pompage ( $J$ ) donné.

- Le terme  $T = \gamma_P/\gamma_N$  est défini comme le rapport de l'inverse du temps de vie des photons dans la cavité ( $\gamma_P$ ) à l'inverse du temps de vie des porteurs ( $\gamma_N$ ).
- Le terme  $P = 1/2(\gamma_S/\gamma_N)\alpha(J - J_{th})/J_{th}$  est proportionnel à la densité de courant injecté ( $J_{th}$  étant la densité de courant de seuil et  $\gamma_S$  le taux de relaxation spontanée des porteurs).
- Le facteur  $\epsilon = \gamma_{NL}\gamma_N/\gamma_P\gamma_S$  incorpore explicitement le taux de relaxation non-linéaire des porteurs ( $\gamma_{NL}$ ).
- Pour un niveau de pompage donné, les quantités  $P$ ,  $T$  et  $\epsilon$  sont calculées à partir des données du laser solitaire. On note  $\Delta\Omega = \Delta\omega_{inj}/\gamma_P$  le désaccord en fréquence normalisé. L'analyse mathématique montre que la fréquence de relaxation et le taux d'amortissement (normalisées par rapport à  $\gamma_P$ ) sont données par les expressions :

$$\Omega_{fr}^2 = \frac{2P(1 + \epsilon)}{T} = \frac{\gamma_S\gamma_P + \gamma_{NL}\gamma_N}{\gamma_P^2} \quad (5.32)$$

$$\gamma_{fr} = \left[ \left( \frac{1 + 2P}{T} \right) + 2P\epsilon \right] = \frac{\gamma_N + \gamma_{NL} + \gamma_S}{\gamma_P} \quad (5.33)$$

Enfin, le taux d'injection est redéfini à partir de la relation :

$$\eta_N = \frac{k_c}{\gamma_P} Y_{inj} = \sqrt{P} \frac{k_c}{\gamma_c} \frac{A_{inj}}{A_{fr}} = \sqrt{P} \frac{\eta_0}{\gamma_P} \quad (5.34)$$

avec  $\eta_0$  le taux d'injection optique *maximum*. L'application des conditions stationnaires à l'équation (5.29) révèle que le champ  $Y_{fr}$  est égal à  $P^{1/2}$ . La résolution du système d'équations différentielles couplées permet d'obtenir l'évolution temporelle du champ normalisé  $Y$  par rapport à sa valeur sans injection  $Y_{fr}$ . La stabilité de la solution stationnaire est examinée numériquement en introduisant une petite perturbation dans l'amplitude du champ (la phase et la densité de porteurs restant non-perturbées). En utilisant cette nouvelle amplitude comme condition initiale, les équations d'évolutions sont résolues afin de déterminer le nouvel état d'équilibre. La stabilité du système est décrite par le nombre d'*extrema* lié à ce nouvel état d'équilibre. Par exemple, un seul *extremum* décrit un état d'injection optique stable (régime de verrouillage). En revanche, plusieurs *extrema* traduisent l'existence d'une réponse non-stabilisée voire chaotique (cf. annexe L).

Bien que ce modèle ait déjà été utilisé à de nombreuses reprises [263] [276] [277] [278], il est intéressant de l'appliquer au cas du laser à nanostructures quantiques décrit à la figure [5.4(a)]. Par exemple, les figures [5.12(a)] et [5.12(b)] montrent les diagrammes de bifurcation pour la condition  $\Delta\Omega = 0$  en fonction du taux d'injection *maximum*  $\eta_0$  et pour différentes valeurs du facteur de couplage phase-amplitude [279]. Les transitions entre les différentes variétés dynamiques sont parfaitement identifiables lorsque le taux d'injection augmente progressivement depuis zéro. Sur la figure [5.12(a)], la simulation prédit un régime stable (*stable locking* ou (SL)) quelque soit le taux d'injection alors que sur la [5.12(b)] on observe l'occurrence de deux bifurcations de Hopf conduisant à une branche de solutions périodiques (P1).

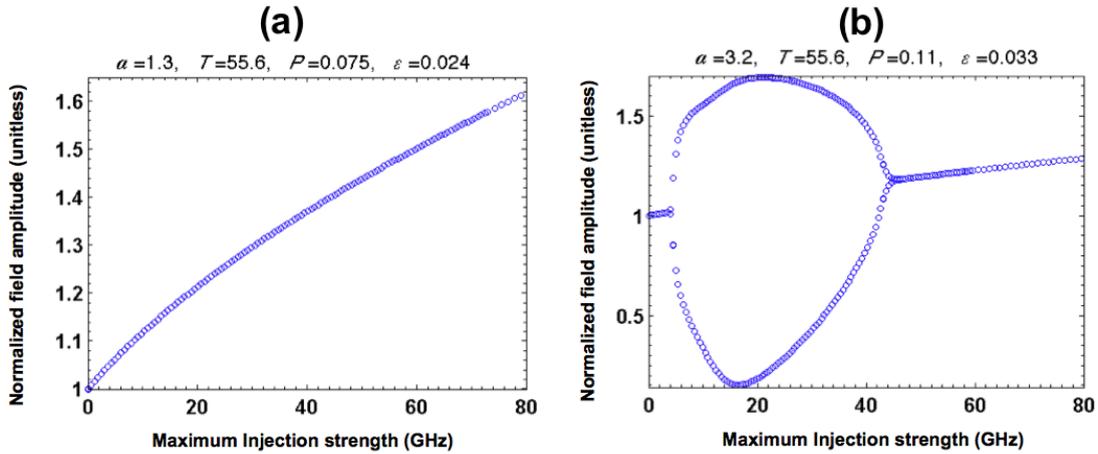


FIGURE 5.12 – Diagrammes de bifurcation du laser à nanostructures quantiques injecté pour un désaccord en fréquence nul (a)  $\alpha=1,5$ ; (b)  $\alpha=3,2$ .

Les études théoriques montrent que la direction de la bifurcation de Hopf détermine la stabilité des solutions périodiques au voisinage du point de bifurcation. Lorsque la bifurcation de

Hopf est super-critique (sous-critique), la branche de solution coexiste avec un état stationnaire instable (stable), les solutions périodiques sont stables (instables) [280]. A ce propos, le lecteur pourra se référer à la très complète étude théorique traitant de la dynamique non-linéaire des lasers injectés optiquement [281]. Ainsi, pour un désaccord de fréquence nul, le point de bifurcation (SL)  $\rightarrow$  (P1) est donné par la relation [264] :

$$\eta_{(SL)\rightarrow(P1)} = \sqrt{\frac{(1+2P)^2 \sqrt{\alpha^2+1}}{T^2 (\alpha^2-1)}} = \frac{\sqrt{\alpha^2+1}}{\alpha^2-1} \gamma_{fr} \quad (5.35)$$

L'équation (5.35) montre que l'amorçage des instabilités est directement fonction du taux d'amortissement du laser non-injecté ( $\gamma_{fr}$ ) et du facteur de couplage phase-amplitude. Par ailleurs, le taux d'injection correspondant au point de bifurcation (P1)  $\rightarrow$  (SL) s'exprime par la relation [264] :

$$\eta_{(P1)\rightarrow(SL)} = \sqrt{\frac{P}{T} (\alpha^2-1)} = \frac{\Omega_{fr}}{\sqrt{2}} \sqrt{(\alpha^2-1)} \quad (5.36)$$

L'équation (5.36) montre que la zone d'injection optique stable est fortement conditionnée par les valeurs du facteur de couplage phase-amplitude et de la fréquence de relaxation ( $\Omega_{fr}/2\pi$ ). Le diagramme de bifurcation de la figure [5.12(a)] montre que pour  $\alpha=1,5$  (courant de pompe de 60 mA), on observe un état stable unique et ce quelque soit le taux d'injection. *A contrario*, la figure [5.12(b)] révèle que pour  $\alpha=3,2$  (courant de pompe de 70 mA), un régime périodique apparaît. A faible injection, sachant que  $\gamma_{fr} \approx 11$  GHz on observe le régime (SL) jusqu'à  $\eta_{(SL)\rightarrow(P1)} \approx 4$  GHz. Aux fortes injections, le laser transite à nouveau vers un régime (SL). Sachant que pour ce courant de pompe  $f_r = \Omega_{fr}/2\pi \approx 3,4$  GHz, l'application de la relation (5.36) montre que le système atteint le point de la bifurcation de Hopf super-critique pour  $\eta_{(P1)\rightarrow(SL)} \approx 46$  GHz, valeur en accord avec la simulation de la figure [5.12(b)]. La figure [5.13(a)] montre maintenant le diagramme de bifurcation en fonction du taux d'injection pour  $\alpha=11$  (courant de pompe 95 mA) et pour  $\Delta\Omega = 0$  [282]. En raison de la valeur relativement importante du facteur de couplage phase-amplitude sur ce laser (la figure en inséré montre les valeurs expérimentales en fonction du courant de pompe), la simulation révèle la présence d'un régime chaotique à faible injection suivi d'une cascade de régimes périodiques (Pn)  $\rightarrow$  (P1) lesquels transitent progressivement vers un régime (SL) à forte injection. Sachant que pour ce courant de pompe  $f_r = \Omega_{fr}/2\pi \approx 4$  GHz, l'application de la relation (5.36) montre que le système atteint le point de la bifurcation de Hopf super-critique pour  $\eta_{(P1)\rightarrow(SL)} \approx 200$  GHz, valeur en accord avec la simulation de la figure [5.13(a)]. Considérant la configuration de forte injection, la figure [5.13(b)] montre les réponses (ps) calculées ( $\alpha=11$ ) à partir de la relation (5.8) pour une longueur de cavité variable de 500  $\mu\text{m}$  ( $L_1$ ) à 80  $\mu\text{m}$  ( $L_7$ ). Les simulations révèlent la possibilité d'augmenter substantiellement la bande passante de modulation par exemple jusqu'à 85 GHz (135 GHz) avec  $L_5 = 150 \mu\text{m}$  ( $L_7 = 80 \mu\text{m}$ ) contre 10 GHz pour le laser solitaire. Ces résultats préliminaires prouvent que la forte injection dans un laser à cavité courte peut être utilisée pour *booster* les propriétés dynamiques des diodes lasers [282].

**Remarque :** Les expressions analytiques (5.36) et (5.35) montrent que pour  $\alpha > 1$ , la dynamique du laser est associée à l'occurrence de bifurcations de Hopf. Cependant, ces relations sont issues d'un calcul ignorant le taux de relaxation non-linéaire et supposant une valeur de  $T$  suffisamment grande (typiquement entre 100 et 1000). Dans le cas du laser étudié, la valeur

de ce paramètre étant inférieure à 100, les conditions d'applicabilité de ces équations constituent donc une approximation (ce qui peut, par exemple, expliquer l'absence de bifurcation de Hopf sur la figure [5.12(a)]).

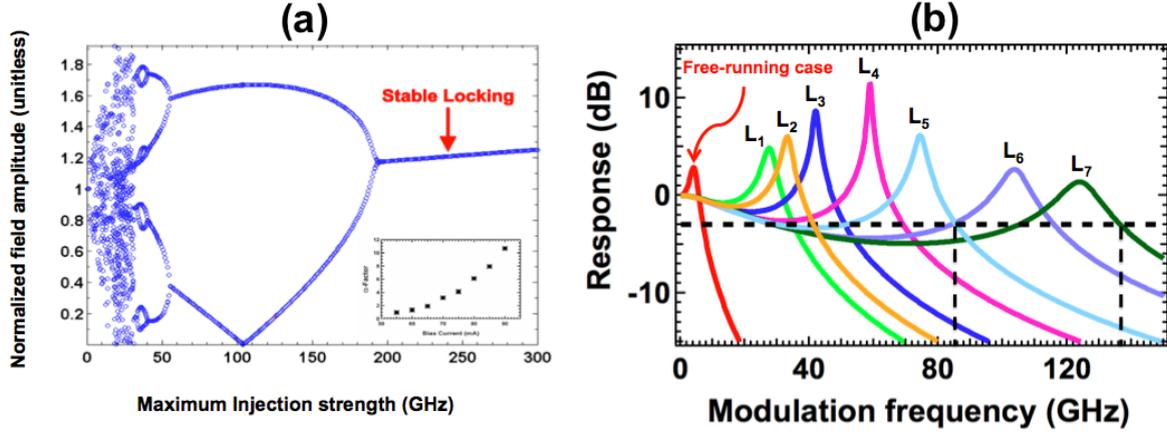


FIGURE 5.13 – (a) Diagramme de bifurcation du laser à nanostructures quantiques injecté pour un désaccord en fréquence nul ( $\alpha=11$ ,  $\epsilon=0,05$ ,  $T=55,6$ ,  $P=0,17$ ). La figure en insérée montre les valeurs mesurées du facteur de couplage phase-amplitude du laser en fonction du courant de pompe; (b) Réponses (ps) calculées ( $\alpha=11$ ) du système injecté pour plusieurs longueurs de cavités ( $L_7 < L_6 < \dots < L_2 < L_1$ ).

## 5.2 Diodes lasers à nanostructures quantiques soumises à une force de rappel optique

### 5.2.1 Introduction

L'étude de la sensibilité des diodes lasers à l'auto-injection (rétroaction optique) a été essentiellement stimulée par leurs applications au marché des télécommunications optiques [283]. En effet, de très faibles réflexions (même de l'ordre de quelques pour cent) sont suffisantes pour dégrader considérablement les caractéristiques de modulation et augmenter le bruit d'intensité de ces dispositifs [284] [285] [286]. Afin de s'affranchir des réflexions parasites, l'utilisation d'un isolateur optique dans les modules de transmission est requis. Lorsqu'une diode laser est soumise à une rétroaction optique externe, cinq régimes de fonctionnement peuvent être observés [287]. L'existence de ces régimes a suscité de nombreuses études théoriques et expérimentales au cours des dernières années [288] [289] [290] [291]. Outre le régime d'effondrement de la cohérence (*coherence collapse* ou *chaos optique*), d'autres variétés dynamiques coexistent comme par exemple la multistabilité associée aux sauts de modes [292] ou les phénomènes de fluctuations basse-fréquence (*Low Frequency Fluctuations*) [293]. Dans ce dernier cas où le laser est rétroactionné proche du seuil, on observe un phénomène périodique (d'amplitude graduelle) dans la puissance de sortie [294]. Notons enfin que de nombreuses études expérimentales et théoriques ont permis de quantifier rigoureusement la sensibilité à la rétroaction optique des diodes lasers à nanostructures quantiques [283] [295] [297] [298]. Dans

la plus part des études, des comportements dynamiques très différents ont été observés par rapport aux structures conventionnelles à puits quantiques comme notamment la suppression des oscillations de relaxation [296].

Aussi surprenant que cela puisse paraître, la rétroaction optique peut présenter de nombreux atouts pour la stabilisation et l'amélioration des performances. Les nombreuses avancées en dynamique non-linéaire ont permis de comprendre comment la rétroaction optique et les instabilités associées pouvaient être utilisées à bon escient pour de nombreuses applications [299] [300] [301]. Par exemple, certaines investigations ont révélé la possibilité de réduire ou d'augmenter la largeur de raie d'un laser suivant les conditions d'amplitude et de phase du champ retardé [302] [303] [304]. Pour les systèmes de communications cohérents, la rétroaction optique fut aussi utilisée pour régénérer efficacement les oscillations de relaxations et réduire la distorsion en régime de modulation [305] [306]. Citons également la synchronisation par chaos pour sécuriser les systèmes de communications [307] ou la découverte du capteur fondé sur l'interférométrie à rétroaction optique [308]. L'application du contrôle externe trouve aussi un intérêt pour la stabilisation des lasers à blocages de modes. Bien que le contrôle du bruit de phase ait déjà été étudié sur des structures impulsionnelles à puits quantiques [309] [310], l'originalité du travail présenté dans ce paragraphe repose sur son extension aux cas des lasers à nanostructures quantiques. A cet effet, il sera montré que la gigue temporelle et le bruit de phase peuvent être efficacement stabilisés.

### 5.2.2 Lasers à blocage de modes passif auto-injectés optiquement

Les dispositifs à blocage de modes se sont imposés comme une solution compacte, simple et fiable pour la génération de sources optiques ultra-rapides. Ces dispositifs peuvent s'appliquer à de nombreux domaines comme les communications optiques, la métrologie, et plus récemment la distribution d'horloge optique dans les futurs processeurs des microordinateurs [311] [312]. Pour répondre aux besoins de telles applications, des critères bien précis doivent être satisfaits comme des durées d'impulsions très courtes (quelques picosecondes ou moins), des taux de répétitions élevés (plusieurs dizaines de gigahertz) et une faible gigue temporelle (*timing jitter*) afin de prévenir toutes erreurs pouvant apparaître entre deux impulsions voisines. En effet, la moindre erreur temporelle qui se répercute dans le signal échantillonné réduit la plage dynamique de fonctionnement. En vue d'applications à la réalisation de signaux d'horloges, de générateurs de peigne de fréquence ou d'oscillateurs photoniques à faible bruit, la mise en place de solutions compactes, robustes et peu onéreuses est nécessaire. Parmi toutes les configurations possibles permettant la génération du blocage de modes [313], les dispositifs à blocage de modes passif à semi-conducteurs offrent de nombreux avantages tels que des faibles dimensions, un procédé de fabrication éprouvé, un fonctionnement en régime continu (sous pompage électrique), des faibles puissances de consommation et la possibilité de réaliser une hybridation en vue de les intégrer sur substrat silicium [314] [315]. Les structures à blocage de modes passif sur substrat GaAs sont très intéressantes car la longueur d'onde de fonctionnement est localisée autour de 1240 nm et donc compatible avec les applications liées à la photonique sur silicium. Cette gamme de longueur d'onde étant plus grande que l'énergie de bande interdite du silicium, une très bonne intégration avec les dispositifs silicium (guides d'ondes, détecteurs Ge et SiGe) peut être envisagée. Par ailleurs, on retiendra que les structures à blocage de modes passifs qui ne nécessitent pas de modulateur externe pour enclencher le verrouillage entre les modes sont en

général largement préférées aux dispositifs à blocage de modes actifs pour lesquels la gigue temporelle est en général plus élevée (en raison du bruit d'émission spontanée amplifiée plus important).

Enfin, l'inclusion des boîtes quantiques dans la zone active des dispositifs à blocage de modes passif a conduit, de par leurs propriétés uniques (dynamique des porteurs efficace, meilleure saturation du gain et de l'absorption), à la réalisation de composants innovants et performants [47] [48] [266] [316]. Comme le montre la figure [5.14], ces dispositifs peuvent être utilisés avec brio pour le multiplexage optique temporel (*Optical Time Division Multiplexing*) pour les communications intra- et inter-puces [317].

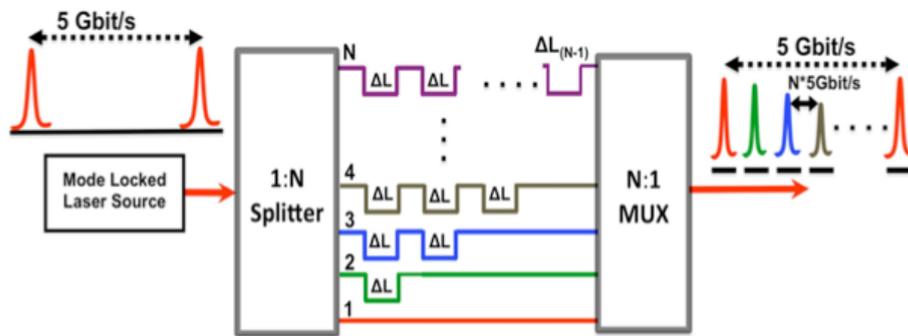


FIGURE 5.14 – Principe du multiplexage optique temporel : en entrée, un laser délivre un train d'impulsions à 5 Gbps ; en sortie on obtient un signal multiplexé à  $5 \times N$  Gbps. Cette opération nécessite la séparation de l'impulsion de départ en  $N$  canaux distincts et l'application d'un délai  $\Delta L$  en fonction du débit désiré.

La structure élémentaire d'un laser à blocage de modes passif à deux sections est représentée sur la figure [5.15]. La région active contient plusieurs plans de boîtes quantiques InAs/GaAs (technologie (DWELL)) dont la croissance est réalisée par (EJM) [25]. Afin de maximiser la puissance de sortie, un traitement hautement réfléchissant est apposé sur la facette juxtaposant la section absorbante (l'autre restant clivée ou traitée anti-reflet). Les longueurs de cavités égales à 1 mm ou 5 mm correspondent à des fréquences de répétition  $f_{rep} = c/2nL$  de 5 GHz (laser (A)) ou 10 GHz (laser (B)). Afin d'atteindre des taux de répétition importants ( $> 50$  GHz), des dispositifs plus sophistiqués multi-sections [266] ou auto-pulsants (reposant sur du mélange à quatre ondes) [318] [319] voire pour certains couplés avec une fibre à réseau de Bragg [320] ont été proposés dans la littérature. L'analyse des effets de la rétroaction optique n'étant pas triviale, l'étude présentée dans ce paragraphe a été restreinte aux cas des structures élémentaires à deux sections.

L'élément non-linéaire est un absorbant saturable, qui en polarisation inverse joue le rôle d'une porte optique afin d'enclencher le blocage de modes. Ce processus de sélection naturelle conduit à la génération d'impulsions ayant les mêmes propriétés de phase. Le train d'impulsions obtenu présente alors un taux de répétition inversement proportionnel à la longueur de cavité. Les impulsions sont d'autant plus courtes et intenses que le nombre de modes

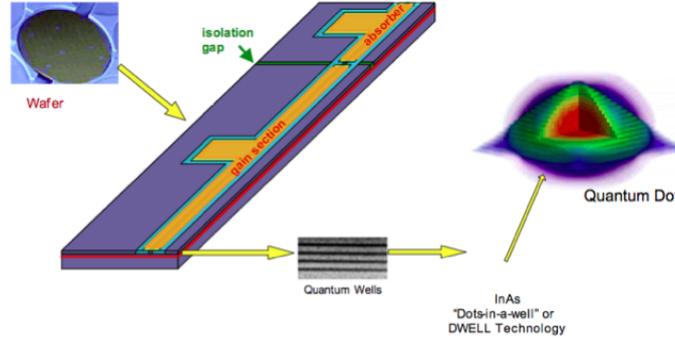


FIGURE 5.15 – Laser à blocage de modes passif à deux sections. La zone active contient cinq plans de boîtes quantiques InAs/GaAs.

contenus dans le spectre de gain est élevé s'ils sont en phase. Le critère de base régissant l'occurrence du train d'impulsions repose sur le fait que l'énergie de saturation de l'absorbant saturable doit être plus faible que celle de la zone active c'est-à-dire [321] :

$$\frac{E_{sat,g}}{E_{sat,a}} = \frac{h\nu A/G_g}{h\nu A/G_a} = \frac{G_a}{G_g} > 1 \quad (5.37)$$

avec  $h$  la constante de Planck,  $\nu$  la fréquence d'oscillation du champ électrique,  $A$  l'aire de la section optique du mode,  $E_{sat,g}$  ( $E_{sat,a}$ ) l'énergie de saturation de la section active (absorbante) et  $G_g$  ( $G_a$ ) le gain différentiel (l'absorption différentielle). Ce critère est bien illustré sur la figure [5.16(a)] qui présente de façon schématique l'évolution du gain, de l'absorption et de l'intensité du champ électrique en fonction du temps. Lorsque la saturation de l'absorbant est plus rapide que celle du gain, on peut remarquer qu'il existe une fenêtre temporelle très courte pendant laquelle le gain net est supérieur aux pertes, condition permettant la génération d'un train d'impulsions. L'équation (5.37) montre également que les lasers à nanostructures quantiques sont de bons candidats pour la réalisation de dispositifs à blocage de modes. En effet, la densité de porteurs injectés saturant rapidement le gain du niveau fondamental, l'amplitude du gain différentiel chute rapidement d'où  $\frac{G_a}{G_g} \gg 1$ . Cependant, il convient de noter que ce critère n'est pas suffisamment rigoureux car la valeur du gain absolu au seuil n'est pas prise en compte. En effet, si cette dernière est trop élevée, le verrouillage de mode peut ne jamais être initié.

Les travaux de K. Y. Lau prennent bien en compte la condition de seuil de l'émission laser couplée aux modulations du gain et de l'absorption [322] [323]. En particulier, la figure [5.16(b)] montre que le vecteur représentant la modulation du gain net doit se trouver dans le demi-plan des réels positifs ( $\Re(g_{net}) > 0$ ). Ceci signifie que la modulation de gain net doit être en phase à  $\pm\pi/2$  près avec la modulation optique (de la forme  $s \times \exp(j2\pi ft)$  avec  $f$  la fréquence des impulsions) de façon à ce que l'amplitude de l'oscillation  $s$  soit d'avantage prononcée. Ce modèle ne prend pas en compte les pertes internes et ne s'applique que sur des structures dont le gain et l'absorption sont répartis de façon uniforme dans la cavité. Afin de pouvoir appliquer ce critère au cas des lasers à deux sections, l'intégration des modulations de gain et d'absorption couplée à la prise en compte des pertes internes a conduit au critère

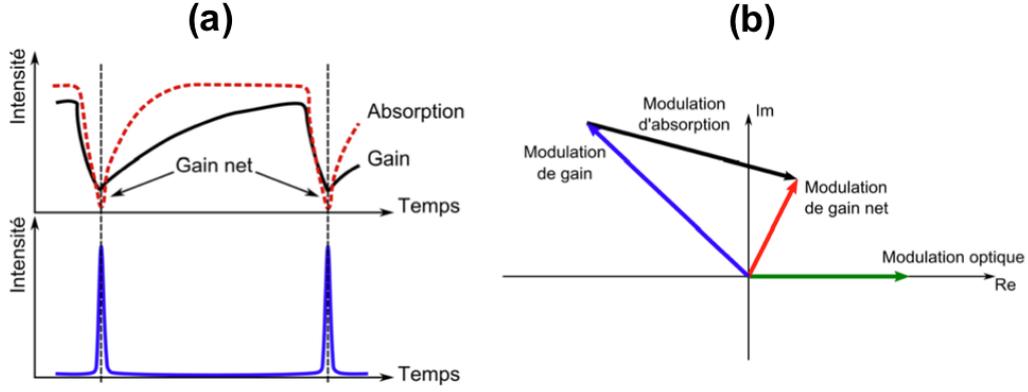


FIGURE 5.16 – (a) Evolution du gain, de l’absorption et de l’intensité du champ électrique en fonction du temps; (b) Diagramme du phaseur, d’après [322] [323].

suivant [324] :

$$\frac{aL_a}{gL_g} > 10 \left( \frac{G_g}{G_a} \right)^2 = \left[ \frac{(dg/dJ)}{(dg/dJ)_{g=0}} \right]^2 \quad (5.38)$$

avec  $L_g$ ,  $L_a$ ,  $a$ ,  $g$  et  $J$  respectivement la longueur de la section de gain, la longueur de la section absorbante, le gain, l’absorption et la densité de courant d’injection. L’application de ce critère à été utilisé avec brio pour l’optimisation de sources à blocage de modes InAs/InP(311B) et InAs/InP(100) [48] [266] [324] [325].

### 5.2.3 Stabilisation des lasers à blocage de modes passif

Les lasers à blocage de modes passif peuvent être soumis à des réflexions parasites externes. Ces perturbations peuvent être induites par des discontinuités au niveau du guide d’onde optique ou bien aux interfaces reliant le composant en boîtier avec les autres dispositifs placés le long d’une fibre optique. Les premières études de rétroaction optique dans les lasers à blocage de modes passif à puits quantiques ont montré que des réflexions parasites, même de faible amplitude, peuvent affecter positivement ou négativement le blocage de modes [309] [310]. Récemment, des études numériques ont révélé que la stabilité est quantifiée par le rapport de la longueur de la cavité externe à la longueur de la cavité laser  $L_{ext}/L_{cav}$  [326]. Suivant la valeur de ce rapport, la dynamique du laser est différente.

#### Description du dispositif expérimental d’auto-injection optique

La figure [5.17] représente la boucle de rétroaction optique utilisée pour les expériences. La puissance optique du laser est injectée dans un coupleur optique 50/50 à l’aide d’une fibre optique. De manière à favoriser un bon couplage optique et à éviter les réflexions proches ( $< 10 \mu\text{m}$ ), on utilise une fibre lentillée et traitée anti-reflet. La rétroaction optique est créée par la fine couche d’or déposée à l’extrémité de la fibre optique (branche 3). L’amplitude du taux de retour optique est contrôlée par un atténuateur variable (VOA) et déterminée en mesurant la puissance optique à la sortie de la branche 2. De manière à modifier la longueur

de la cavité, on insère entre le réflecteur et le (VOA) une ligne à retard (ODL) de résolution 0,1 mm. Le contrôleur de polarisation (PC) est ajusté de sorte que la polarisation de l'onde retour soit identique à celle de l'onde émise et ce afin de maximiser l'effet de la rétroaction sur le laser. L'analyse des données s'effectue en connectant la branche 4 du coupleur, soit à un analyseur de spectre optique (OSA), soit à un analyseur de spectre électrique (ESA) ou encore à un auto-correlateur. Afin d'éviter les réflexions parasites revenant de l'analyseur dans la cavité optique, on insère également un isolateur optique à la sortie de la branche 4. La distance entre la facette de sortie du laser et le réflecteur externe étant de plusieurs mètres (soit un temps aller-retour des photons dans la cavité externe typiquement de 10 à 30 ns), les conditions expérimentales correspondent au cas d'une rétroaction optique en cavité longue pour laquelle plusieurs modes de cavités externe interagissent avec le mode lasant. On note  $\Gamma$  la quantité de rétroaction optique définie comme le rapport de la puissance réfléchie à la puissance émise. Les pertes de couplage laser-fibre de l'ordre de 4 dB sont maintenues constantes pendant toute la durée de l'expérience.

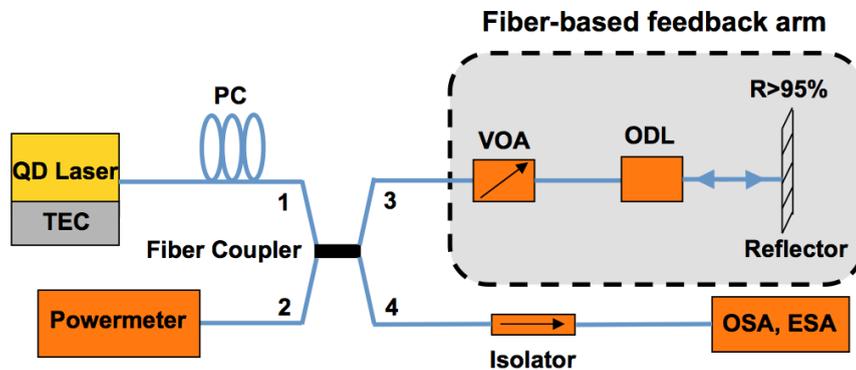


FIGURE 5.17 – Schéma de la boucle de rétroaction optique externe.

### Rétroaction optique résonante *versus* non-résonante

Le régime non-résonant est une situation arbitraire pour laquelle  $L_{ext}/L_{cav} \notin N$  [326]. Dans ces conditions, les études théoriques montrent que de sévères instabilités apparaissent dans la cavité, la forte augmentation du bruit étant induite par la compétition entre au moins deux trains d'impulsions sur une échelle de temps très courte. L'impact d'une rétroaction optique non-résonante sur l'évolution de la zone de verrouillage de mode est illustré sur les figures [5.18(a)] et [5.18(b)] pour le laser à boîtes quantiques (B). Sans rétroaction optique, la figure [5.18(a)] montre que la zone de blocage de modes (surface hachurée) est naturellement définie par les conditions de polarisation appliquées c'est-à-dire par la tension inverse (section absorbante) et par le courant de pompe (section de gain). En présence de rétroaction optique ( $\Gamma = 4 \times 10^{-3}$  (-24 dB)), la figure [5.18(b)] montre une réduction significative de la zone hachurée révélant que le blocage de modes n'est plus systématiquement garanti (pour des conditions de polarisations identiques). Ce régime de rétroaction arbitraire provoque une forte augmentation du bruit de phase voire une perte de cohérence dans la structure [327] (cf. spectre électrique inséré sur la figure [5.18(b)]). La rétroaction optique non-résonante ne peut donc pas être exploitée pour la stabilisation du bruit de phase et de la gigue temporelle.

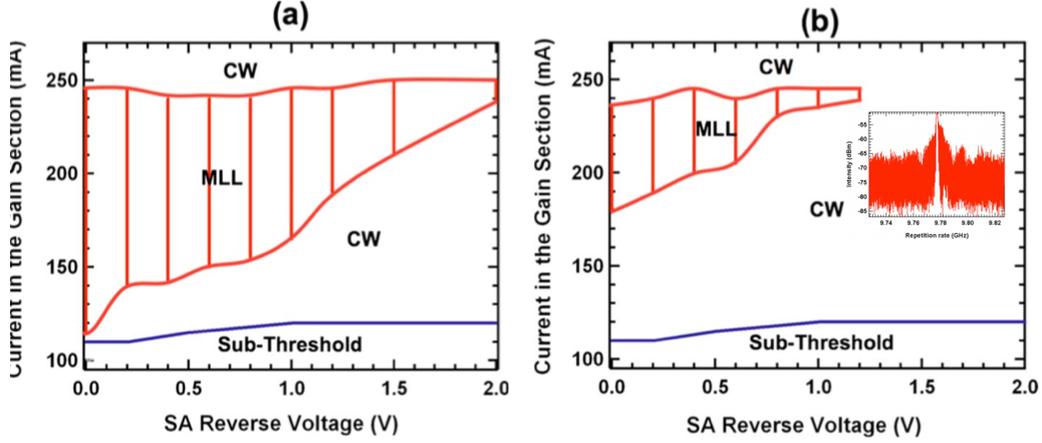


FIGURE 5.18 – Cartographie de la zone de verrouillage : (a) cas du laser solitaire ; (b) cas d’une rétroaction optique non-résonante ( $\Gamma = 4 \times 10^{-3}$  (-24 dB)).

*A contrario*, l’utilisation de la ligne à retard permet de verrouiller le laser sur la condition de rétroaction optique résonante obtenue lorsque  $L_{ext}/L_{cav} \approx n=1,2,3,\dots$ . La figure [5.19] montre, pour le laser à boîtes quantiques (A), les variations de la largeur de raie électrique et de la fréquence centrale (pic fondamental) en fonction du délai appliqué. Le taux de retour optique est fixé à  $\Gamma=10^{-3}$  (-30 dB). Les résultats montrent l’occurrence de *maxima* et *minima* suivant les valeurs du délai. La période de 1,5 mm équivaut à un aller-retour de 200 ps dans la ligne à retard, valeur en correspondance exacte avec la fréquence de répétition du laser. On observe également qu’à l’accroissement de la largeur de raie électrique est associé une déviation positive de la fréquence centrale. Cet effet est attribué à la décroissance de l’indice de réfraction induit par l’effet plasma.

La figure [5.20(a)] constitue une bonne illustration du processus de stabilisation. A température ambiante, l’application d’une rétroaction optique contrôlée révèle une réduction de la largeur de raie électrique de 8 kHz (laser solitaire) à 350 Hz ( $\Gamma=2,5 \times 10^{-4}$  (-36 dB)) [328]. En abaissant légèrement la température de quelques degrés en dessous de l’ambiante, une largeur de raie électrique égale à 170 Hz a été démontrée sur une structure similaire [329].

Afin de vérifier que cette stabilisation est pérenne y compris pour des niveaux de retours plus importants, fixons le délai à 0,8 mm afin de se verrouiller sur l’état de plus faible largeur de raie électrique (cf. figure [5.19]). La figure [5.20(b)] représente les variations de la largeur de raie électrique associée à ce point de fonctionnement en fonction du taux de retour optique. Les résultats montrent que toute augmentation du taux de retour ne provoque aucune dégradation : la largeur de raie électrique reste à peu près constante. Ce résultat confirme donc les prédictions théoriques [326] quant à la stabilisation de la largeur de raie électrique sous rétroaction optique résonante. Comme nous le verrons plus tard, cette condition est fondamentale pour le contrôle du bruit de phase et de la gigue temporelle. Notons que des études similaires effectuées sur des structures à blocages de modes passifs à bâtonnets quantiques InAs/InP ont conduit à des résultats similaires mais avec des taux de retour plus importants [330]. Cette différence est attribuée au fait que la technologie GaAs, plus mature, conduit à des

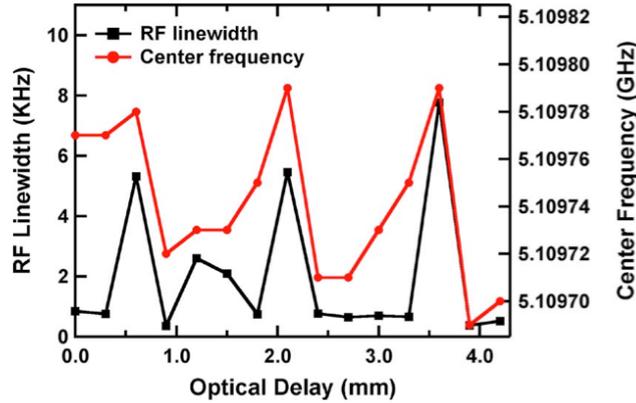


FIGURE 5.19 – Cas d’une rétroaction optique résonante : variation de la largeur électrique et de la fréquence centrale en fonction du délai dans la ligne à retard ( $\Gamma=10^{-3}$  (-30 dB)).

densités de courant de seuil et à des largeurs de raies électriques beaucoup plus faibles.

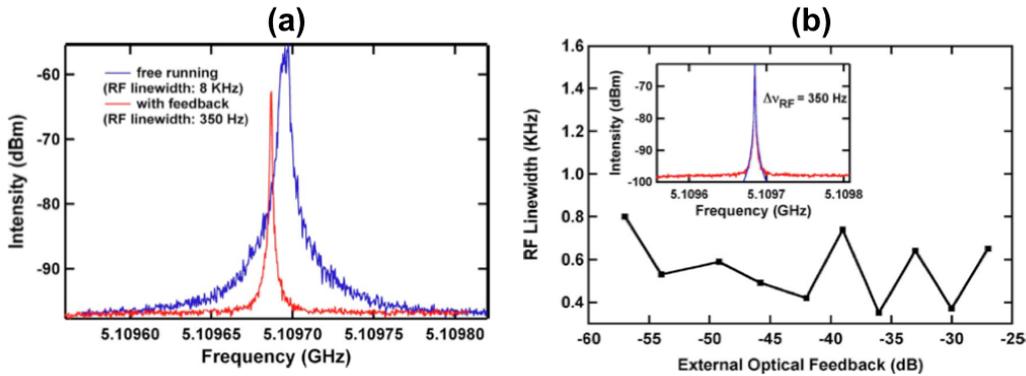


FIGURE 5.20 – Illustration du cas  $L_{ext} \approx NL_{cav}$  : (a) Comparaison des largeurs de raies électriques sans et avec rétroaction optique contrôlée ( $\Gamma=2,5 \times 10^{-4}$  (-36 dB)) ; (b) Evolution de la largeur de raie électrique en fonction du taux de retour optique (en dB).

**Remarque :** Les études numériques montrent que si  $L_{ext} \equiv nL_{cav}$ , la dynamique du laser est instable et la stabilisation est impossible. Cette situation correspond aux différents *maxima* de la figure [5.19] pour lesquels une forte augmentation du bruit de phase est observée (y compris pour des taux de rétroaction optique très faibles). Afin d’illustrer ce phénomène, la figure [5.21(a)] représente, pour un autre laser à boîtes quantiques (type A), les variations de la largeur de raie électrique en fonction du délai dans la ligne à retard ( $\Gamma=4 \times 10^{-5}$  (-44 dB)). Fixons le délai à 0,5 mm afin de se verrouiller sur l’état de plus forte largeur de raie électrique (10 kHz). La figure [5.21(b)] montre les variations de la largeur de raie électrique (associées à ce point de fonctionnement) en fonction du taux de rétroaction optique. Dans ce cas, l’augmentation du taux de retour optique provoque une détérioration drastique de la largeur de raie électrique pouvant même aller jusqu’à la perte de cohérence du laser. Ce

résultat est à nouveau en phase avec les prédictions numériques récemment publiées [326].

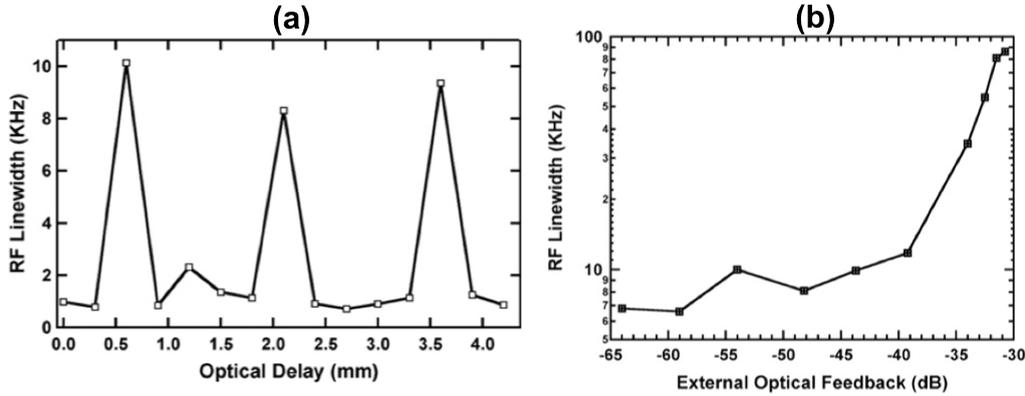


FIGURE 5.21 – Illustration du cas  $L_{ext} \equiv nL_{cav}$  représentant l'évolution de la largeur de raie électrique en fonction : (a) du délai ( $\Gamma=4 \times 10^{-5}$  (-44 dB)); (b) du taux de retour optique (en dB).

### 5.2.4 Stabilisation de la gigue temporelle

Afin de réduire la dépendance au bruit environnant et d'augmenter la stabilité mécanique, les expériences de stabilisation de la gigue temporelle ont été conduites sur un laser intégré dans un boîtier (*14-pin butterfly package*). Le module dépourvu d'isolateur optique contient un régulateur de température et divers optiques de couplage (cf. figure [5.22(a)]). La structure épitaxiée du dispositif est représentée sur la figure [5.22(b)]. Comme précédemment, la réalisation technologique repose sur la technologie (DWELL) [25]. La zone active contient six plans de boîtes quantiques InAs/GaAs. La fréquence de répétition du laser est 5 GHz (type A). La figure [5.23(a)] montre la caractéristique courant-puissance mesurée à tempé-

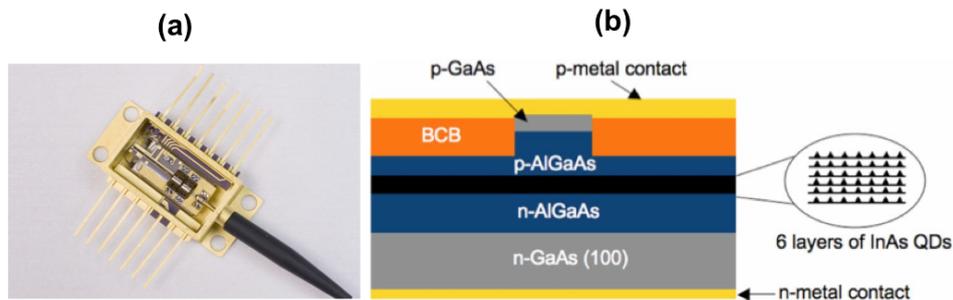


FIGURE 5.22 – (a) Photographie du module optique; (b) Représentation schématique de l'épi-structure du laser à blocage de modes passif à boîtes quantiques.

rature ambiante pour différentes valeurs de la tension inverse  $V_r$  (le courant de pompe étant fixé à  $I=100$  mA). Le spectre optique en inséré confirme l'émission sur le niveau quantique

fondamental à  $\lambda_{GS}=1313$  nm. Les puissances moyennes délivrées par le laser en régime de verrouillage de mode sont de l'ordre de 1 à 2,5 mW. La figure [5.23(b)] obtenue avec un oscilloscope rapide montre le train d'impulsions (la durée de chaque impulsion mesurée à l'autocorrelateur est de 10 ps). La figure [5.23(c)] exhibe le spectre électrique (*span* large) dans lequel on observe jusqu'à neuf harmoniques. Enfin, l'ajustement du pic fondamental par une fonction Lorentzienne conduit à une largeur de raie électrique de 46,2 kHz (cf. figure [5.23(d)]).

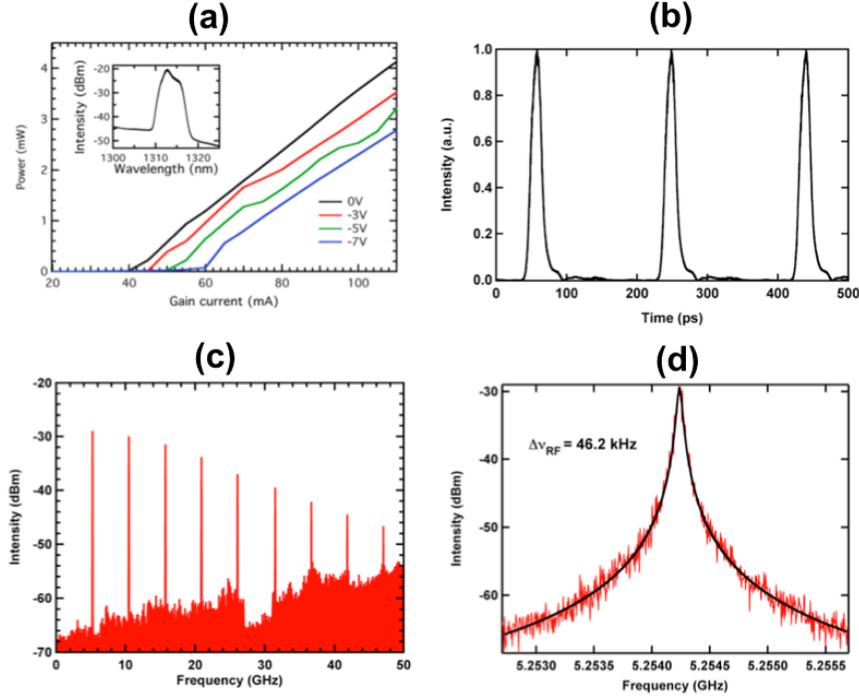


FIGURE 5.23 – (a) Courbes courant-puissance pour différentes valeurs de  $V_r$ . La figure insérée représente le spectre optique ; (b) Train d'impulsions ; (c) Spectre électrique (*span* large) ; (d) Spectre électrique resserré autour du pic fondamental ( $V_r=-7$  V et  $I=100$  mA).

De manière conventionnelle, la caractérisation du bruit de phase dans les lasers à blocages de modes repose sur la méthode de Von der Linde [331]. La valeur efficace de la gigue temporelle est calculée en intégrant la densité spectrale de bruit de phase en bande latérale unique  $L(f)$  selon la relation :

$$\sigma_{rms} = \frac{1}{2\pi n f_r} \sqrt{2 \int_{f_{min}}^{f_{max}} df L(f)} \quad (5.39)$$

avec  $n$  le numéro de l'harmonique pour lequel le bruit de phase est mesuré,  $f_r$  la fréquence de répétition et  $f_{min}$  et  $f_{max}$  les bornes d'intégration. Nonobstant, l'utilisation d'un domaine d'intégration différent conduit à une certaine confusion dans l'évaluation de la gigue temporelle. Par exemple, dans la référence [332], l'intégration du bruit de phase est réalisée entre 16 et 320 MHz alors que dans la référence [333] cette dernière est effectuée entre 1 et 20 MHz. La figure [5.24(a)] montre la densité spectrale de bruit de phase du laser solitaire mesurée pour différents harmoniques. Le faible taux de répétition du laser couplé à la bande passante

de l'analyseur de spectre électrique (50 GHz) permet l'exploration du bruit de phase sur plusieurs harmoniques. Les résultats montrent l'apparition d'un plateau aux basses-fréquences et d'une fréquence de coupure. Au-delà de la fréquence de coupure, le bruit de phase décroît avec une pente de 20 dBc/Hz par décade. Bien que la méthode de Von der Linde ait montré une efficacité certaine pour les lasers à blocage de modes actif, son application au cas des structures à blocage de modes passif n'est pas si évidente. En effet, pour ces dernières, les fluctuations de la gigue temporelle obéissent à des processus non-stationnaires. Autrement dit, cette méthode ne peut s'appliquer que pour des fréquences localisées au-delà de la fréquence de coupure. La figure [5.24(b)] montre l'évolution du bruit de phase normalisé  $L(f)/n^2$  : les résultats confirment que pour des fréquence inférieures à la fréquence de coupure, il y a une contradiction entre le bruit de phase mesuré pour chaque valeur de  $n$  et la relation (5.39). Pour ce laser, la borne inférieure du domaine d'intégration  $f_{min}$  varie de 1 à 2 MHz suivant la valeur de  $n$ .

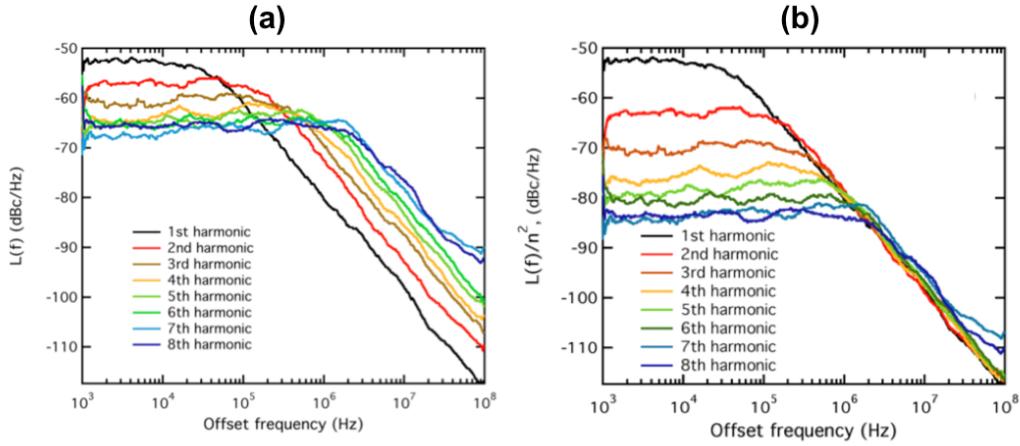


FIGURE 5.24 – (a) Densité spectrale de bruit de phase mesurée pour 8 harmoniques : (a)  $L(f)$ ; (b)  $L(f)/n^2$  ( $V_r = -7$  V et  $I = 100$  mA).

Afin de s'affranchir de la contrainte liée au domaine d'intégration, il semble plus aisé de raisonner non pas sur la valeur efficace de la gigue temporelle mais sur les déviations occasionnées entre impulsions voisines (*pulse-to-pulse timing jitter*). En effet, le blocage de modes passif ne nécessitant pas de modulation externe, la gigue temporelle d'une impulsion (influencée par ces voisines) peut être vue comme la somme de plusieurs processus indépendants. En appliquant la théorie de la diffusion, D. Eliyahu montre que pour un laser à blocage de modes passif, le spectre de puissance s'exprime selon la relation [334] :

$$P_I(\omega) = |F(\omega)|^2 \frac{\sinh(\omega^2 DT/2)}{\cosh(\omega^2 DT/2) - \cos(\omega T)} \quad (5.40)$$

avec  $F(\omega)$  un terme lié à l'amplitude de l'impulsion,  $\omega$  la fréquence,  $T$  la période de répétition et  $D$  la constante de diffusion dont l'expression est donnée par :

$$D = \frac{\langle (\delta T_n - \delta T_{\pm n+1})^2 \rangle}{T} \quad (5.41)$$

L'équation (5.41) représente les fluctuations de la gigue temporelle entre deux impulsions voisines laquelle peut se mettre sous une forme plus aboutie :

$$\sigma_{pp} = \sqrt{DT} \quad (5.42)$$

Le modèle décrit par les équations (5.40), (5.41) et (5.42) fournit une méthode alternative à la caractérisation du bruit de phase dans les lasers à blocage de modes passif. Le tableau [5.2] recense les valeurs calculées de la gigue temporelle pour chaque valeur de  $n$ . Ces valeurs sont obtenues en ajustant chaque courbe de la figure [5.24(a)] à partir de la relation (5.40). Pour le laser solitaire, les calculs conduisent aux valeurs moyennes suivantes :  $\langle D \rangle = 4,59 \times 10^{-16}$  s et  $\langle \sigma_{pp} \rangle = 295$  fs/cycle (en considérant  $T = 190$  ps).

En considérant la condition de rétroaction optique résonante, la figure [5.25(a)] confirme une largeur de raie électrique stabilisée à 1,1 kHz ( $\Gamma = 5 \times 10^{-3}$  (-33 dB)) contre 42 kHz pour le laser solitaire. La figure [5.2(b)] représente la densité spectrale de bruit de phase mesurée pour différents harmoniques dans les mêmes conditions de rétroaction optique (en raison des pertes dans la boucle de rétroaction, seulement cinq harmoniques ont pu être exploités). Le tableau [5.2] recense les valeurs calculées de  $\sigma_{pp}$  pour chaque valeurs de  $n$ . Ces valeurs sont à nouveau obtenues en ajustant chaque courbe de la figure [5.25(b)] à partir de la relation (5.40). Les calculs conduisent aux valeurs moyennes suivantes :  $\langle D \rangle = 5,53 \times 10^{-18}$  s et  $\langle \sigma_{pp} \rangle = 32$  fs/cycle. Ces résultats démontrent donc la possibilité de réduire substantiellement la gigue temporelle d'un laser à blocage de modes passif par application d'une rétroaction optique externe judicieusement contrôlée. Dans ce cas précis, on observe une réduction d'un facteur 9 par rapport au cas du laser solitaire.

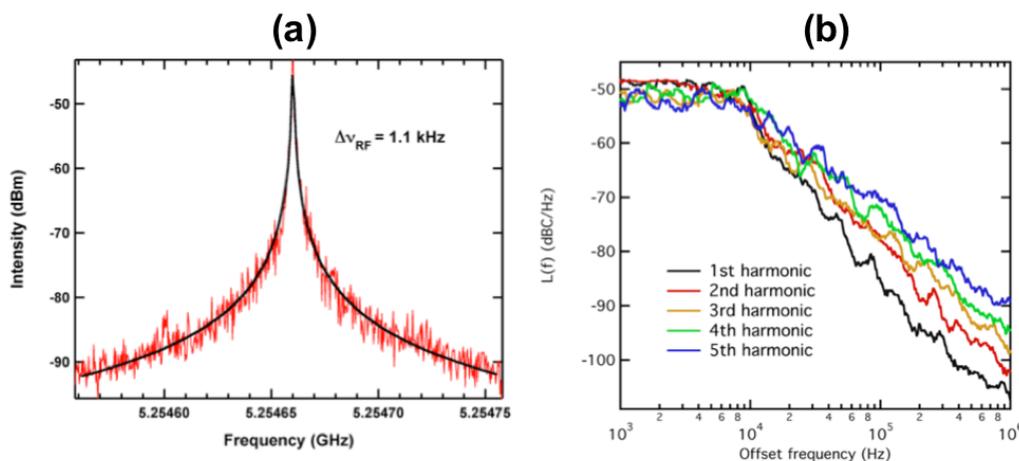


FIGURE 5.25 – (a) Largeur de raie électrique ( $\Delta\nu_{RF}=1,1$  kHz) dans les conditions de rétroaction optique résonante ( $\Gamma=5 \times 10^{-3}$  (-33dB)); (b) Densité spectrale de bruit de phase mesurée  $L(f)$  pour cinq harmoniques ( $V_r=-7$  V et  $I=100$  mA).

**Remarque :** A titre de comparaison, la gigue temporelle  $\sigma_{pp}$  peut aussi être évaluée dans

l'hypothèse du premier harmonique en intégrant la densité de bruit de phase [335] :

$$\sigma_{pp} = \frac{T}{\pi} \sqrt{\int_0^{+\infty} df \sin^2(\pi f NT) L(f)} \quad (5.43)$$

laquelle aboutit à la relation [336] :

$$\sigma_{pp} = T \sqrt{\frac{\Delta\nu_{RF} NT}{2\pi}} \quad (5.44)$$

avec  $\Delta\nu_{RF}$  la largeur de raie électrique et  $N$  le nombre de périodes entre les deux impulsions considérées. Sachant que, pour le laser solitaire, la largeur de raie électrique  $\Delta\nu_{RF}$  du pic fondamental est égale à 46,2 kHz, l'application de la relation (5.44) conduit à  $\sigma_{pp} = 225$  fs/cycle. Pour le laser rétroactionné, l'application de la relation (5.44) avec  $\Delta\nu_{RF} = 1,1$  kHz conduit à  $\sigma_{pp} = 35$  fs/cycle. Ces valeurs sont en bon accord avec celles déterminées par la théorie de la diffusion. L'inconvénient majeur de cette méthode réside dans le fait que l'exploration du bruit de phase pour  $n > 1$  n'est pas permise.

HARMONIQUE $1 < n < 8$	LASER SOLITAIRE		LASER RETROACTIONNE	
	$D$ (s)	$\sigma_{pp}$ (fs/cycle)	$D$ (s)	$\sigma_{pp}$ (fs/cycle)
1	$4,01 \times 10^{-16}$	276	$4,97 \times 10^{-18}$	30,8
2	$4,01 \times 10^{-16}$	276	$6,83 \times 10^{-18}$	36,1
3	$4,50 \times 10^{-16}$	292	$6,52 \times 10^{-18}$	35,2
4	$4,98 \times 10^{-16}$	307	$4,35 \times 10^{-18}$	28,8
5	$5,14 \times 10^{-16}$	312	$4,97 \times 10^{-18}$	30,8
6	$4,87 \times 10^{-16}$	304	DND	DND
7	$4,56 \times 10^{-16}$	294	DND	DND
8	$4,67 \times 10^{-16}$	298	DND	DND
$< X >$	$4,59 \times 10^{-16}$	295	$5,53 \times 10^{-18}$	32

TABLE 5.2 – Valeurs des constantes de diffusion  $D$  et de la gigue temporelle  $\sigma_{pp}$  extraites pour chaque harmonique sans et avec rétroaction optique (DND : *Donnée Non Disponible*).

Les résultats présentés dans ce paragraphe constituent la première démonstration expérimentale de réduction significative de la gigue temporelle par application d'une force de rappel optique contrôlée (rétroaction ou auto-injection optique) dans un laser à blocage de modes passif à nanostructures quantiques. Même si des résultats connexes ont en effet été rapportés dans la référence [337], l'amplitude de réduction de la gigue temporelle y est beaucoup plus faible et seulement limitée à 1,5 soit une diminution de 1,4 ps à 0,9 ps. La théorie de la diffusion a donc montré toute son efficacité pour l'extraction de la gigue temporelle de plusieurs harmoniques. Le contrôle du bruit et de la gigue temporelle dans ces dispositifs étant étroitement relié aux propriétés de la structure (longueurs des sections, niveau de courant pompe, tension inverse, facteurs de couplage phase-amplitude), des études complémentaires sont en cours afin de tendre vers une optimisation rigoureuse de ces dispositifs. En conclusion, la réduction de la gigue temporelle par rétroaction optique résonante offre une solution attractive,

fibrée, bas-coût et intégrable pour la réalisation d'oscillateurs photoniques à très faible bruit ou pour les communications optiques (distribution d'horloge optique dans les futurs processeurs de micro-ordinateurs). A cette fin, rappelons également que la gigue temporelle peut se mesurer en utilisant des techniques de génération de second harmonique dans un cristal non-linéaire [338] [339]. En revanche, les contraintes liées à l'utilisation d'une telle méthode sont plus nombreuses (cristal non-linéaire *ad hoc*, grande stabilité opto-mécanique, contrôle précis de la température). Notons également que des études théoriques [340] et expérimentales [341] ont récemment montré que l'injection optique dans les lasers à blocages de modes passifs conduit de la même manière à une réduction substantielle de la largeur de raie et de la gigue temporelle.

### 5.2.5 Modélisation des lasers à blocage de modes passif

Le comportement des lasers mono-fréquence en présence de rétroaction optique est fortement dépendant du facteur de couplage phase-amplitude. La sensibilité à la rétroaction optique augmentant avec ce paramètre, le développement de nouveaux matériaux conduisant à des dispositifs à faible facteur de couplage phase-amplitude est toujours un des principaux *leitmotifs* de la recherche en optoélectronique. Lors d'une rétroaction optique résonante, les variations du facteur de couplage phase-amplitude modifient les propriétés dynamiques du laser et *in fine* la qualité du blocage de modes [326]. *A contrario*, dans le cas non-résonant, la dynamique du laser étant déjà fortement dégradée, le facteur de couplage phase-amplitude ne semble pas être un paramètre prédominant [326]. Le rôle des facteurs de couplage phase-amplitude des sections de gain et d'absorption peut être étudié à partir d'un modèle d'équations différentielles retardées [342] [343].

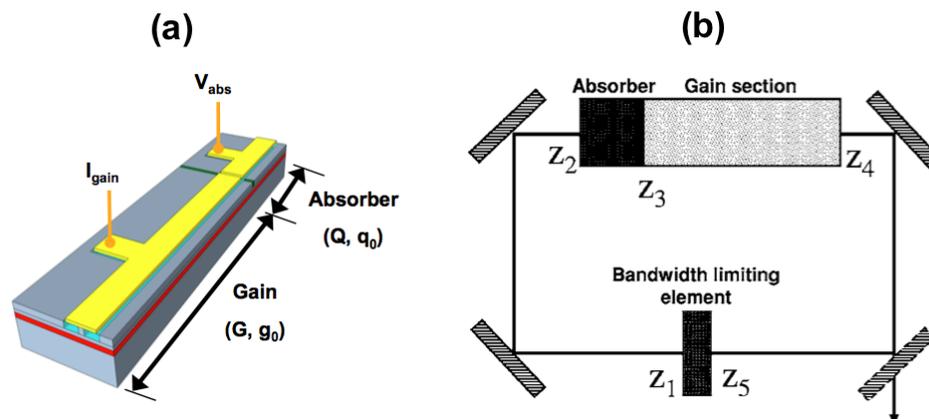


FIGURE 5.26 – (a) Laser à deux sections à blocage de modes passif; (b) Modélisation du laser à deux sections sous la forme d'une cavité en anneau.

Le laser à deux sections de la figure [5.26(a)] est modélisé en considérant une géométrie de cavité en anneau (*Ring Mode – Locked Laser*) similaire à celle de la figure [5.26(b)]. De part cette configuration, le modèle impose un mode de propagation unidirectionnel selon la direction  $z$ . L'interaction du champ intra-cavité avec le milieu laser est analysée à partir de

cinq sections indépendantes :

- La première et la quatrième sections ( $z_1 < z < z_2$  et  $z_4 < z < z_5$ ) sont purement passives,
- La seconde section ( $z_2 < z < z_3$ ) représente la section absorbante,
- La troisième section ( $z_3 < z < z_4$ ) représente la section active,
- La dernière section ( $z_5 < z < z_1 + L$ ) joue le rôle de filtre spectral qui fixe la bande passante de la radiation laser.

En appliquant l'approximation de l'enveloppe lentement variable, on peut décrire l'évolution spatio-temporelle du champ optique et de la densité de porteurs dans les sections de gain et d'absorption (cf. figure [5.26(a)]) par le système d'équations différentielles aux dérivées partielles suivant [342] [343] [344] :

$$\frac{\partial E(t, z)}{\partial z} + \frac{1}{\nu} \frac{\partial E(t, z)}{\partial t} = \frac{g_k \Gamma_k}{2} (1 - i\alpha_k) [N_k(t, z) - N_k^t] E(t, z) \quad (5.45)$$

$$\frac{\partial N_k(t, z)}{\partial t} = J_k - \frac{N_k(t, z)}{\tau_k} - \nu g_k \Gamma_k [N_k(t, z) - N_k^t] |E(t, z)|^2 \quad (5.46)$$

avec  $k = g$  pour la section de gain et  $k = q$  pour la section absorbante.

On note  $J_k$  le courant de pompe,  $\nu$  la vitesse de groupe,  $g_k$  les termes de gain et d'absorption,  $N_k(t, z)$  les densités de porteurs (avec  $N_k^t$  les valeurs à la transparence),  $\alpha_k$  les facteurs de couplage phase-amplitude,  $\Gamma_k$  les facteurs de confinements et  $\tau_k$  les durées de vie des porteurs. L'équation (5.45) décrit la propagation du champ électrique  $E(t, z)$  dans le matériau semi-conducteur (les effets non-linéaires sont négligés).

En appliquant une transformation de coordonnées  $(t, z) \rightarrow (\tau, z)$  où  $\tau = t - z/\nu$  aux équations (5.45), (5.46), l'élimination de la dépendance spatiale conduit au système d'équations retardées suivant [342] [343] :

$$\frac{dA(\tau)}{d\tau} = \gamma \sqrt{\kappa} \exp \left[ \frac{1}{2} (1 - i\alpha_g) G(t - \tau) - \frac{1}{2} (1 - i\alpha_q) Q(t - \tau) \right] A(t - T) - \gamma A(\tau) \quad (5.47)$$

$$\frac{dG(\tau)}{d\tau} = g_0 - \Gamma_t G(\tau) - e^{-Q(\tau)} (e^{G(\tau)} - 1) |A(\tau)|^2 \quad (5.48)$$

$$\frac{dQ(\tau)}{d\tau} = q_0 - Q(\tau) - s (1 - e^{-Q(\tau)}) |A(\tau)|^2 \quad (5.49)$$

La dépendance spatiale n'étant plus apparente, ce nouveau système d'équations différentielles unidimensionnel conduit à des temps de calculs raisonnables [345]. *A contrario* des autres modèles publiés dans la littérature [346] [347], l'approche présentée ici est mieux adaptée aux structures à blocage de modes passif. En effet, ce modèle permet par exemple de prendre en compte différents niveaux de gain/perte ou des vitesses de récupération lente et rapide pour l'absorbant saturable. Même si l'impulsion, au cours de sa propagation, subie de manière simultanée, les effets distribués du gain, des pertes et de la dispersion du matériau, le formalisme utilisé permet néanmoins de quantifier l'interaction des porteurs avec le champ électrique *via* sa propagation au travers de sections localisées (gain et absorption) et d'un filtre spectral (dont la bande passante est associée à une largeur de gain finie). Cependant, il convient de noter, qu'à ce stade, seule la contribution du niveau fondamental est prise en compte. Enfin, la dynamique des porteurs dans les nanostructures est décrite, dans chaque section, par une

seule équation différentielle. Cette dernière approximation permet non seulement de réduire considérablement le nombre d'équations mais aussi de conserver une dépendance linéaire du gain avec la densité de porteurs. A cette fin, il convient de noter qu'un modèle plus élaboré est explicité dans les références [348] [349]. L'approche présentée, beaucoup plus complexe, repose sur la prise en compte de la dynamique spatio-temporelle du champ électrique ainsi que de la structure fine des nanostructures, la résolution numérique étant alors effectuée par méthode des différences finies. Contrairement à une approche complètement numérique, l'avantage de la méthode proposée dans cette dissertation consiste en limitation certaine du nombre de paramètres physiques clés afin de pouvoir concevoir et mettre en place des expériences judicieusement adaptées.

Dans les équations (5.47), (5.48) et (5.49),  $\gamma$  représente le filtre spectral et  $T$  le temps aller-retour normalisé. Le filtre spectral est lié à la dispersion du matériau, sa bande passante définit donc la vitesse de réaction de l'absorbant saturable. On note  $\kappa$ ,  $s$  et  $\Gamma_t = \tau_{abs}/\tau_{gain}$  les pertes dans la cavité ( $\kappa < 1$ ), le paramètre de saturation et le rapport des temps de relaxation des porteurs dans les sections de gain et d'absorption. Enfin,  $g_0$  et  $q_0$  correspondent aux valeurs de gain et d'absorption au seuil. Ces grandeurs peuvent être évaluées très simplement en utilisant la méthode des contacts segmentés pour différentes valeurs de la densité de courant et de la tension inverse [350] [351]. L'équation (5.47) retardée de  $(t - T)$  décrit l'évolution du champ  $A(\tau)$  à travers les termes de gain  $G(\tau)$  et de pertes  $Q(\tau)$ .

La condition de seuil s'exprime selon la relation [324] :

$$(g_0(J) - \alpha_i)L_g - (\alpha_0 + \alpha_i)L_a = \alpha_m(L_a + L_g) \quad (5.50)$$

où  $\alpha_i$ ,  $\alpha_m$ ,  $L_a$  et  $L_g$  représentent respectivement les pertes miroirs, les pertes internes, la longueur de la section d'absorbante et la longueur de la section de gain.

Les pertes miroirs s'expriment comme :

$$\alpha_m = \frac{1}{L} \ln \left( \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right) \quad (5.51)$$

avec  $L = L_a + L_g$  et  $R_1$ ,  $R_2$  les coefficients de réflexion aux facettes du laser.

La condition de seuil peut également se ré-écrire à partir de  $G$ ,  $Q$  et  $\kappa$  sous la forme :

$$\kappa e^{G-Q} = 1 \quad (5.52)$$

En comparant les équations (5.50) et (5.52), il vient par identification :

$$G_t = (g_0(J) - \alpha_i)L_g \quad (5.53)$$

$$Q_t = (\alpha_0 + \alpha_i)L_a \quad (5.54)$$

$$\kappa = \sqrt{R_1 R_2} \quad (5.55)$$

Les calculs montrent également que  $G$  et  $Q$  peuvent s'exprimer directement en fonction des grandeurs non-saturées  $g_0$  et  $q_0$  selon les relations [352] :

$$g_0 = \Gamma G \quad (5.56)$$

et

$$q_0 = \frac{Q}{s} \quad (5.57)$$

avec

$$s = \frac{g_q \Gamma_q}{g_g \Gamma_g} = \frac{[\partial g_0(J)/\partial J]_{g_0=0}}{\partial g_{mod}(J)/\partial J} \quad (5.58)$$

L'analyse de stabilité dynamique conduite dans la référence [343] permet de ré-exprimer le rapport  $\Gamma_t$  sous la forme [352] :

$$\Gamma_t = \frac{Q}{2G_s} = \frac{(\alpha_0 + \alpha_i)L_a}{2[g_0(J) - \alpha_i]L_g s} \quad (5.59)$$

L'équation (5.59) révèle que le paramètre  $\Gamma_t$  qui traduit une condition de stabilité du blocage de mode peut s'exprimer simplement en fonction de paramètres ne dépendant que de la géométrie de la cavité et du gain modal. La comparaison avec l'expression originelle de  $\Gamma_t$  prouve que les mesures pompe-sonde [353] nécessaires pour l'évaluation des temps de relaxations ( $\tau_{abs}$ ) et ( $\tau_{gain}$ ) peuvent être substituées par des mesures statiques beaucoup plus simples à mettre en oeuvre. L'équation (5.59) constitue donc une nouvelle expression analytique permettant une évaluation directe de la stabilité d'un laser à blocage de modes passif. Notons que cette relation vient en complément de l'équation (5.38) dont nous avons vu qu'elle constituait un critère permettant de quantifier l'émergence du verrouillage de modes dans la structure.

$\alpha_g = \alpha_q$	T (en °C)	V (V)	$T$	$\Gamma$	$\gamma$	$s$	$\kappa$	$G(0)$	$Q(0)$
0,8	20	-5	6,667	0,0576	13,3	6,90	0,55	4,55	3,62
1,8	20	-3	5,714	0,08	13,3	4,65	0,55	4,18	3,20
2,5	20	0	3,226	0,013	13,3	2,676	0,55	3,33	2,33

TABLE 5.3 – Valeurs des paramètres principaux utilisés dans les simulations numériques.

A titre d'exemple, les figures [5.27(a)], [5.27(b)] et [5.27(c)] montrent l'impact du facteur de couplage phase-amplitude sur l'évolution du gain  $G(\tau)$ , des pertes  $Q(\tau)$ , du gain net  $G(\tau) - Q(\tau)$  et de  $|A(\tau)|^2$  à 20°C. Le tableau [5.3] recense les principaux paramètres utilisés dans les simulations numériques. La figure [5.27(a)] obtenue pour  $\alpha_g = \alpha_q = 2,5$  et une tension inverse de 0 V montre que dans ces conditions, le champ électrique appliqué sur la section absorbante n'est pas suffisamment important pour éjecter les porteurs. Le temps de retour à l'équilibre de l'absorbant étant très long, les variations du gain net sont telles que la simulation prédit des durées des impulsions relativement élevées  $\approx 23$  ps. *A contrario*, la figure [5.27(b)] obtenue pour  $\alpha_g = \alpha_q = 1,8$  et une tension inverse de -3 V révèle des variations du gain net beaucoup plus rapides. En particulier, lorsque le gain net est à son *maximum*, la fenêtre temporelle correspondante est nettement plus courte permettant ainsi l'émergence d'impulsions de durée plus faibles  $\approx 10$  ps. La figure [5.27(c)] confirme cette tendance pour  $\alpha_g = \alpha_q = 1,8$  et une tension inverse de -5 V avec des durées d'impulsions  $\approx 8,5$  ps. Les simulations mettent en exergue l'importance du facteur de couplage phase-amplitude sur la qualité des impulsions générées.

Enfin, les figures [5.28(a)] et [5.28(b)] représentent l'évolution du champ dans les conditions stationnaires à différentes températures et pour différentes valeurs du couple  $(\alpha_g, \alpha_q)$ . La valeur de la tension inverse est fixée à 0 V. Les simulations montrent que la plage de stabilité du blocage de mode est fortement dépendante de la température de fonctionnement et aussi

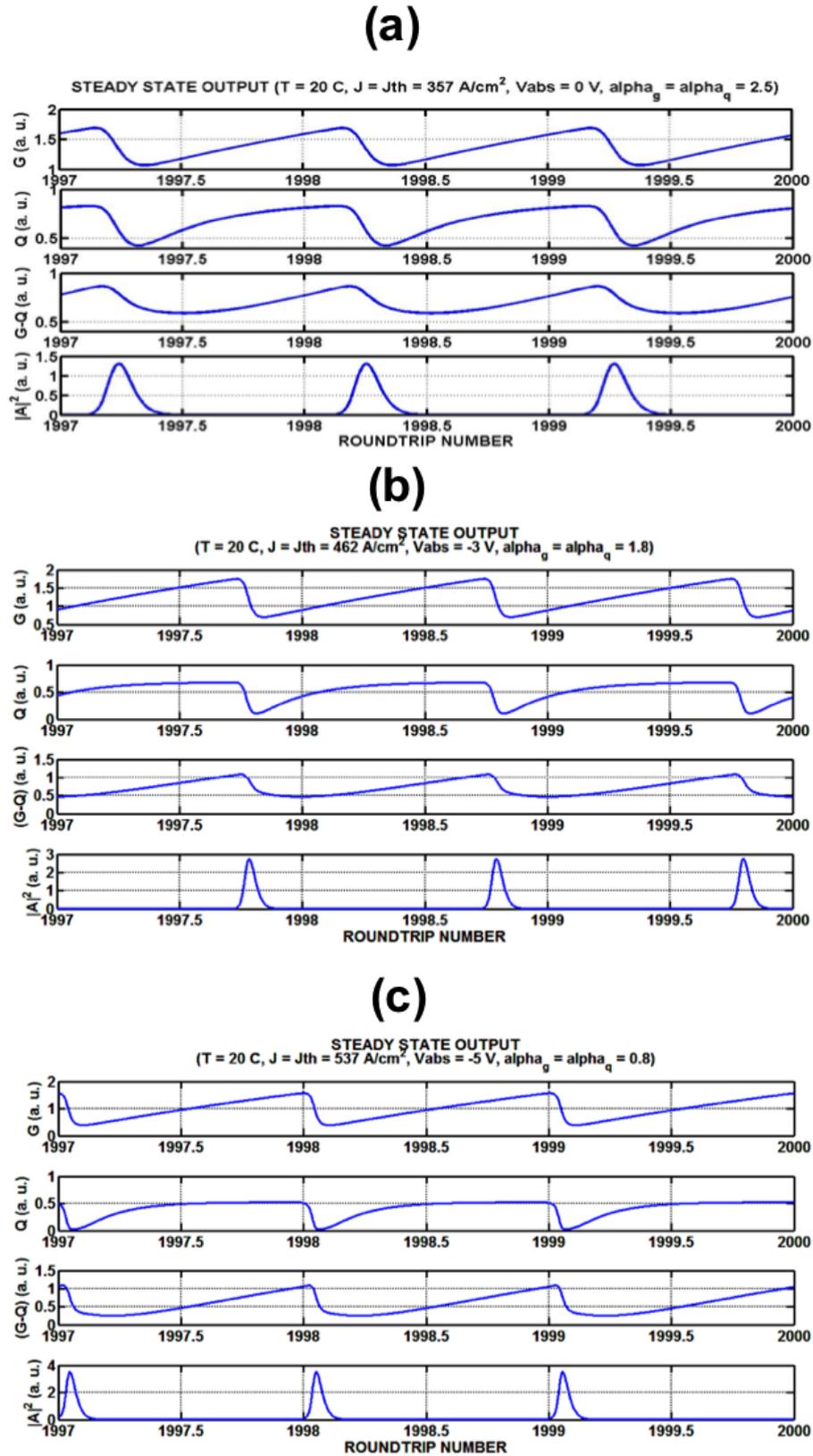


FIGURE 5.27 – Evolution de  $G(\tau)$ ,  $Q(\tau)$ ,  $G(\tau) - Q(\tau)$  et  $|A(\tau)|^2$  à 20°C : (a)  $\alpha_g = \alpha_q = 0,8$ ; (b)  $\alpha_g = \alpha_q = 1,8$ ; (c)  $\alpha_g = \alpha_q = 2,5$ .

des valeurs prises par le couple  $(\alpha_g, \alpha_q)$ . Par exemple à 20°C, le blocage de modes devient instable pour  $\alpha_g = \alpha_q = 3$  (cf. figure [5.28(a)]) alors qu'à 60°C, les instabilités apparaissent pour  $\alpha_g = \alpha_q = 4,5$  (cf. figure [5.28(b)]). La prise en compte de la force de rappel optique *via* l'implémentation d'un second retard est en cours d'élaboration. L'impact d'une dissymétrie des facteurs de couplage phase-amplitude ( $\alpha_g \neq \alpha_q$ ) sur la qualité du blocage de modes et *in fine* sur la forme des impulsions devra également être étudiée car pouvant conduire assurément à une dynamique beaucoup plus complexe. A cette fin, notons que des mesures de

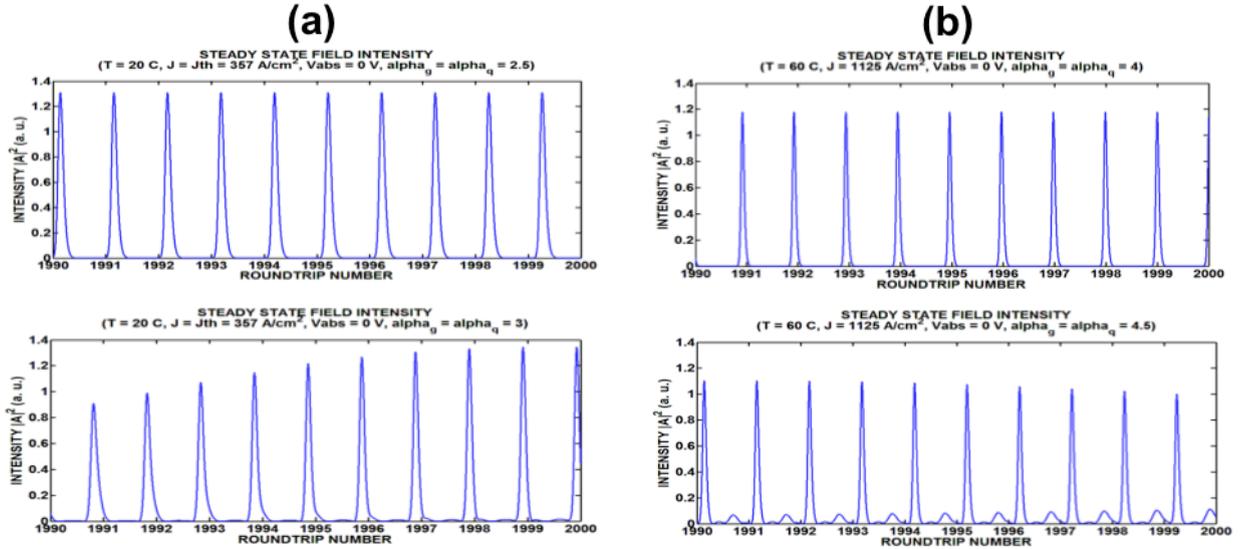


FIGURE 5.28 – Evolution du champ stationnaire : (a) 20°C et  $\alpha_g = \alpha_q = 2,5$  et  $\alpha_g = \alpha_q = 3$ ; (b) 60°C et  $\alpha_g = \alpha_q = 4$  et  $\alpha_g = \alpha_q = 4,5$ .

compression d'impulsion efficace ont été rapportées en couplant un laser nanostructuré à deux sections avec un réseau de diffraction. Des durées d'impulsions de l'ordre de la picoseconde ont été obtenues en re-injectant soit, sur le niveau fondamental soit, sur le premier niveau excité [354].

## 5.3 Laser DFB bifréquences à nanostructures quantiques pour applications au domaine térahertzien

### 5.3.1 Contexte et motivations

Compte-tenu de sa large étendue spectrale, le domaine infrarouge est subdivisé en trois régions : le proche infra-rouge ( $0,76 \mu\text{m} < \lambda < 2 \mu\text{m}$ ), le moyen infra-rouge ( $2 \mu\text{m} < \lambda < 20 \mu\text{m}$ ), et l'infra-rouge lointain ( $20 \mu\text{m} < \lambda < 1000 \mu\text{m}$ ). Même si les sources lasers dans le proche infrarouge ont principalement comme secteur d'application les télécommunications optiques, ces dernières peuvent aussi servir à des domaines très variés tels que la chirurgie, la métrologie, l'enregistrement et la lecture optique de données ou la découpe de matériaux [420] [356] [357] [358]. L'intérêt de sources cohérentes émettant dans le moyen et lointain infra-rouge est lui aussi multiple. Citons de manière non-exhaustive la spectroscopie

des gaz (contrôle de la pollution, étude de la couche d'ozone, détection précoce d'éruptions volcaniques ou d'incendies), la sécurité (détection des substances nocives comme des explosifs [359] ou des armes biologiques et des armes dissimulées [360] [361]), la médecine (diagnostic rapide de certaines maladies infectieuses ou des dysfonctionnements de l'organisme en détectant dans l'air expiré des traces de molécules spécifiques [356] [362]), l'imagerie médicale non destructive sur les tissus [360] et pour les télécommunications en espace libre. Dans le dernier cas, le trafic de données a connu une croissance exponentielle ces dernières années *via* le développement du réseau Internet. A cause de cette augmentation croissante des transferts d'informations, la bande passante des télécommunications devient de plus en plus encombrée laissant entrevoir une saturation du réseau mondial de transmission. Parmi les sources de lumière cohérentes fonctionnant dans le moyen infra-rouge, on peut citer :

- **Les lasers interbandes** réalisés à partir de matériaux à faible énergie de bande interdite. Des sources ont été réalisées sur substrat InP et GaSb, ainsi que dans des alliages II-VI avec des sels de plomb. Cependant, en dépit des progrès notoires réalisés par les lasers interbandes III-V, la réalisation de sources performantes à des longueurs d'ondes supérieures à  $6 \mu\text{m}$  reste difficile compte-tenu des recombinaisons Auger qui deviennent de plus en plus importantes. Les lasers aux sels de plomb, moins sensibles aux effets Auger grâce à une structure de bande différente [363], couvrent la totalité du spectre entre 3 et  $20 \mu\text{m}$ . Notons également dans cette catégorie les lasers à cascade interbande (LCI) appelés également lasers à cascade quantique (LCQ) de type II proposés pour la première fois en 1994 [364]. En général, si certains de ces dispositifs ont montré de bonnes performances à température cryogénique, celles-ci se dégradent dramatiquement avec la température.
- **Les lasers intersousbandes** sont des dispositifs unipolaires dans lesquels un seul type de porteur entre en jeu pour assurer la transition radiative entre deux sousbandes d'un système de puits quantiques couplés. Dans cette catégorie, le principal candidat est le laser à cascade quantique (LCQ) dont la première réalisation date de 1994 [365] [366]. Dans les (LCQ), l'émission de lumière est issue d'une transition intersousbande et la zone émissive est pompée électriquement. Plusieurs zones émissives sont alors juxtaposées et sous polarisation, un porteur est utilisé plusieurs fois pour émettre en cascade des photons.
- La génération THz peut aussi être réalisée par **photomélangé**. En effet, dans ce type de dispositif, deux sources optiques émettant à deux fréquences optiques différentes  $\omega_1$  et  $\omega_2$  sont focalisées sur un photoconducteur ultra-rapide dont la longueur d'onde d'absorption est compatible avec celle des sources optiques (cf. figure [5.29]) [367] [368]. On génère ainsi des porteurs dans le photoconducteur (électrons et trous) responsables de l'apparition d'un photocourant en raison de la présence d'un champ électrique de polarisation. La non-linéarité de la réponse du photodétecteur (détection quadratique de l'amplitude du champ optique incident) induit une modulation de ce photocourant dont la fréquence  $\Omega$  est égale à la différence de fréquence entre les deux sources [369]. Ce photocourant modulé est alors utilisé pour alimenter une antenne adaptée conduisant à l'émission, en espace libre, d'un signal à la fréquence  $\Omega$  [370].
- Une alternative au photomélangé consiste à utiliser **un laser à deux couleurs** émettant

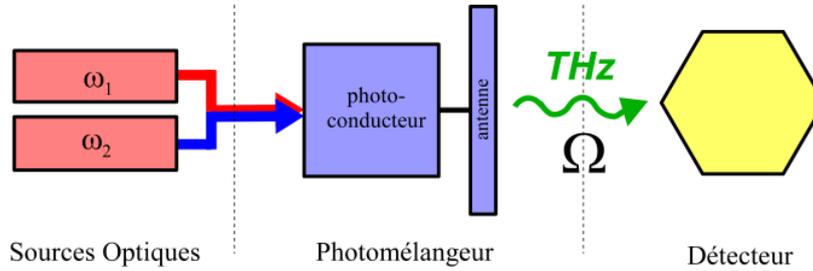


FIGURE 5.29 – Schéma d'une source térahertz par photomélangement. La fréquence de l'onde générée est égale à la différence de fréquence entre les deux sources optiques.

simultanément sur deux modes longitudinaux. La génération de cette double émission peut être obtenue, soit à partir d'une cavité monosection, soit en utilisant des cavités multisections ou encore des cavités externes [371]. Le principal avantage de l'utilisation d'un laser à deux couleurs réside dans le fait qu'il n'y a plus d'alignement optique des faisceaux à effectuer ce qui est un point critique affectant le rendement du photomélangeur. Par ailleurs, les deux modes générés partageant la même cavité optique fait que la corrélation de phase associée est présumée bien meilleure que celle obtenue en prenant deux lasers mono-fréquence distincts (deux cavités différentes). De nombreuses études se sont focalisées sur la réalisation d'une source laser à deux fréquences en vue d'une intégration monolithique sur substrat semi-conducteurs [372] [373] [374] [375] [376]. Bien que de nombreuses investigations ont montré la possibilité d'obtenir un laser à deux couleurs à partir de matériaux massifs et à puits quantiques [373] [374] [375] [376] [377], peu d'études se sont en revanche focalisées sur l'utilisation des nanostructures quantiques [378]. Notons enfin qu'une limitation certaine du laser bi-fréquence réside dans le fait que la différence de fréquence entre les deux modes longitudinaux est fixe et *in fine* très difficilement accordable.

### 5.3.2 Principe du laser DFB à deux couleurs à nanostructures quantiques

Comme mentionné précédemment, le développement des sources térahertz est un secteur en pleine expansion offrant moult possibilités d'application au domaine de l'ingénierie [379]. L'objectif de ce paragraphe est de montrer que les propriétés physiques des boîtes quantiques peuvent être exploitées pour la réalisation d'une source accordable à deux couleurs [380] [381]. Bien que la double émission laser (cf. chapitre 3) ait déjà été prédite théoriquement [382], les seules observations expérimentales ont été conduites sur des structures multimodes transverses [115] [117] [383]. *A contrario*, dans cette étude est présentée, pour la première fois la réalisation d'un laser à contre réaction distribuée (DFB) à deux sections à base de nanostructures quantiques. La génération térahertz est enclenchée, soit par pompage asymétrique entre les sections, soit par application d'une force de rappel contrôlée. Au-delà du caractère original des résultats, cette étude confirme l'absence de verrouillage de la densité de porteurs dans les dispositifs à boîtes quantiques, caractère singulier ayant déjà été mis en avant dans la littérature [28] [113] et fondamentalement différent de ce qui est observé dans les structures à puits quantiques.

### Description du dispositif et propriétés statiques

La figure [5.30(a)] montre une représentation en perspective du laser (DFB) à deux sections. La croissance de la structure est réalisée par (EJM) sur un substrat GaAs. La zone active réalisée à partir de la technologie (DWELL) contient six plans de boîtes quantiques InAs [25]. Les informations concernant le procédé de réalisation technologique sont disponibles dans la référence [380]. La figure [5.30(b)] montre une image prise au microscope électronique

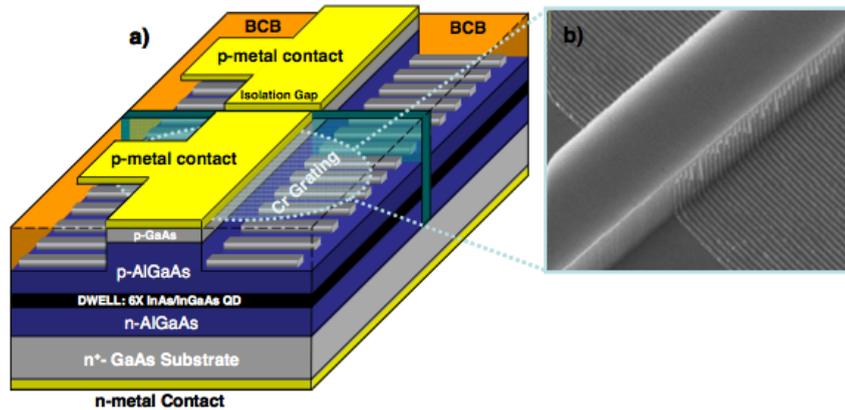


FIGURE 5.30 – (a) Représentation schématique du laser (DFB) à deux sections à nanostructures quantiques ; (b) Image prise au microscope électronique à balayage du réseau de diffraction localisé de part et d'autre du guide d'onde ( $\Lambda = 190$  nm).

à balayage du réseau de diffraction (chrome) réalisé par lithographie électronique et localisé de part et d'autre du guide d'onde. Le pas du réseau ( $\Lambda = 190$  nm) conduit à une longueur d'émission  $2n\Lambda = \lambda_{ES} = 1193$  nm centrée sur le premier niveau excité des boîtes quantiques (en supposant un indice effectif  $n = 3,1$ ). Dans la suite de la discussion, nous justifierons pourquoi un laser (DFB) n'émettant pas sur le niveau quantique fondamental présente de nombreux avantages pour ce type d'applications. L'isolation entre les deux sections assurée par implantation ionique de protons permet de garantir une résistance d'isolation supérieure à  $10$  M $\Omega$ . La longueur de la cavité est  $1$  mm ; les facettes du laser sont clivées.

### Propriétés Statiques

La figure [5.31(a)] montre la caractéristique courant-puissance obtenue à température ambiante. Le pompage est supposé uniforme c'est-à-dire que la quantité de porteurs injectée dans chaque section est identique. Dans ces conditions, on observe pour un courant de pompe égal à  $90$  mA, l'occurrence de l'émission stimulée dans la structure. La pente de la caractéristique courant-puissance conduit à un rendement externe de  $0,12$  W/A. La figure [5.31(b)] montre le spectre optique mesuré au-dessus du seuil : les résultats confirment une émission strictement monomode à  $\lambda_{ES} = 1193$  nm localisée sur le premier niveau excité. Le taux de suppression des modes secondaires (SMSR) est supérieur à  $40$  dB. Bien qu'il n'y ait pas une signature nette de la bande interdite (*stop-band*) si caractéristique d'un laser (DFB), on notera cependant la présence de modes latéraux (localisés à environ  $1$  nm du pic (DFB)). Ces modes latéraux sont

attribués au couplage résiduel avec le réseau métallique. La figure [5.31(b)] montre également l'occurrence de nombreux modes longitudinaux Fabry-Perot localisés à environ 40 nm du pic (DFB) et attribués aux nanostructures émettant sur le niveau quantique fondamental.

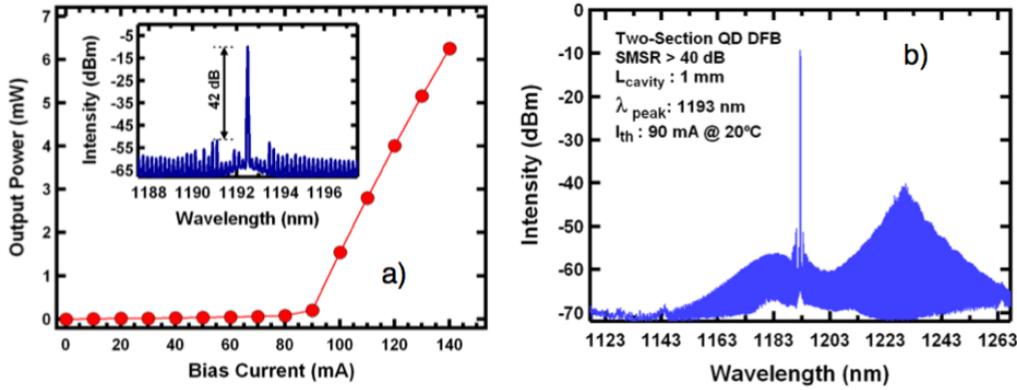


FIGURE 5.31 – (a) Caractéristique courant-tension à 20°C ( $I_{th}=90$  mA ;  $\eta=0,12$  W/A) ; (b) Spectre optique à 20°C (pompage uniforme),  $\lambda_{ES}=1193$  nm.

## Excitabilité des modes longitudinaux dans l'élargissement inhomogène de l'état fondamental

### • Laser solitaire avec pompage asymétrique

La figure [5.32] montre les spectres optiques mesurés dans les conditions de pompage uniforme (en noir) et asymétrique (en rouge). Lorsque les deux sections sont pompées respectivement à 40 mA et 60 mA, l'expérience révèle l'occurrence d'un mode longitudinal Fabry-Perot ( $\lambda_{FP} \approx 1240$  nm). Ce mode localisé dans l'élargissement inhomogène de l'état fondamental montre que l'application du pompage asymétrique permet de générer une émission à deux couleurs. A température ambiante, la différence de fréquence entre le pic (DFB) principal (état excité) et le mode longitudinal (état fondamental) est de 8 THz. Le taux de suppression entre les modes est proche de 0 dB. Ce résultat est attribué à une conjonction de plusieurs effets :

- la non-uniformité de la densité de porteurs (et de l'indice de réfraction) induite par le pompage asymétrique,
- l'excellente stabilité du pic (DFB) due au bon coefficient de couplage de l'onde au réseau de diffraction,
- une dynamique des porteurs efficace dans les nanostructures quantiques.

Par ailleurs, *a contrario* des systèmes de matériaux à puits quantiques qui présentent un quasi-élargissement homogène du gain, un milieu à boîtes quantiques de par la dispersion en taille des nanostructures conduit à un élargissement inhomogène du gain (cf. chapitre 3). Le pompage asymétrique permet dans ce cas précis d'exciter les nanostructures de plus grandes tailles localisées dans l'élargissement inhomogène de l'état fondamental. Notons enfin que cette différence de fréquence peut être ajustée en considérant des systèmes matériaux différents. Par exemple, l'élargissement inhomogène dans les lasers InAs/GaAs est typiquement

de 30 meV à 50 meV pour 60 meV à 70 meV dans le système InAs/InP. En conséquence, l'énergie de séparation  $E_{GS} - E_{ES}$  entre les niveaux fondamental et excité étant de l'ordre de 30 meV dans le système InAs/InP et de 70 meV pour le système InAs/GaAs, le choix du système de matériau est à prendre en considération en fonction de la différence de fréquence souhaitée.

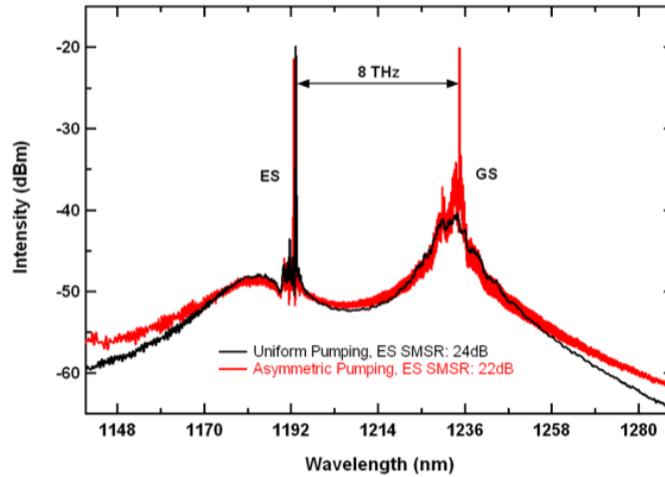


FIGURE 5.32 – Spectres optiques mesurés à 20°C pour un pompage uniforme (en noir) et pour un pompage asymétrique (en rouge).

#### • Laser rétroactionné optiquement avec pompage uniforme

L'objectif de ce paragraphe est de montrer que l'excitabilité des modes Fabry-Perot peut aussi être impulsée par application d'une rétroaction optique externe. Le dispositif expérimental repose sur l'utilisation de la boucle de rétroaction décrite à la figure [5.17] (dans laquelle la ligne à retard a été retirée). La figure [5.33] montre les spectres optiques mesurés pour un courant de pompe uniforme pour le laser solitaire (en bleu) et pour différents niveaux de rétroaction optique ( $1 \times 10^{-5}$  (-50 dB) en noir et  $3,1 \times 10^{-3}$  (-25 dB) en rouge). L'expérience montre que lorsque le taux de rétroaction optique augmente, on observe l'émission d'un mode longitudinal d'amplitude croissante. *A l'instar* du pompage asymétrique, l'émission à deux couleurs est toujours conditionnée par la dynamique des porteurs dans les nanostructures couplée à l'élargissement inhomogène du gain. Lorsque l'amplitude de la rétroaction optique est correctement ajustée, le mode longitudinal excité est localisé dans l'élargissement inhomogène du niveau fondamental. En raison des pertes optiques induites par la boucle de rétroaction, le taux de suppression entre les modes reste faible mais non nul. L'expérience révèle par ailleurs un résultat inhabituel : le champ retardé n'affecte pas le pic (DFB). Aucun effet d'effondrement de la cohérence (chaos optique) n'est observé dans la structure, le laser reste extrêmement stable quelque soit le niveau de rétroaction [13] [384]. Cet effet original peut s'expliquer qualitativement par une densité de photons intra-cavité plus importante sur l'état excité mais aussi par une valeur plus faible du facteur de couplage phase-amplitude, paramètre fondamental quantifiant la sensibilité des diodes lasers à la rétroaction optique [385] [386]. Ce résultat justifie notre objectif initial visant à la réalisation d'un dispositif émettant sur

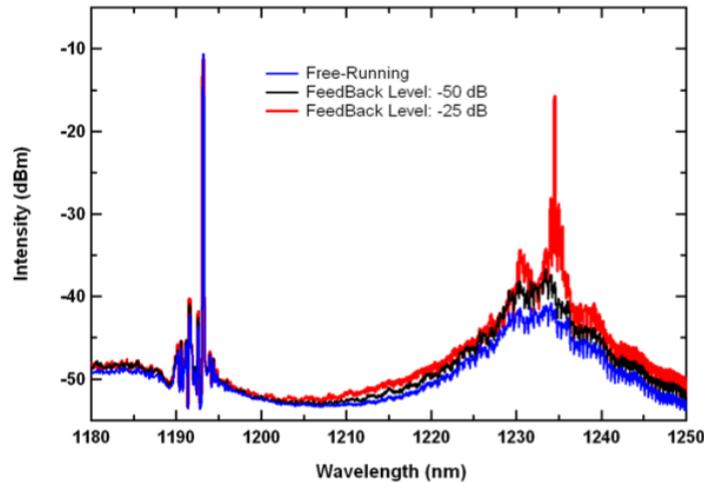


FIGURE 5.33 – Spectres optiques mesurés à 20°C sous pompage uniforme dans le cas du laser solitaire (en bleu) et en présence de rétroaction optique ( $1 \times 10^{-5}$  (-50 dB) en noir et pour  $3,1 \times 10^{-3}$  (-25 dB) en rouge).

l'état excité. Une émission (DFB) sur l'état fondamental aurait conduit à une dynamique différente en présence de rétroaction optique externe avec plus d'instabilités. Un travail de modélisation reste cependant à entreprendre afin de comprendre quantitativement comment le champ retardé interagit dans la dynamique de ce laser.

### Excitabilité des modes longitudinaux dans l'élargissement inhomogène de l'état excité

Dans le cadre de cette collaboration internationale, un deuxième procédé technologique à conduit à la réalisation d'un dispositif *a priori* similaire mais conduisant nonobstant à une physique différente. La figure [5.34(a)] montre les spectres optiques mesurés sous pompage asymétrique pour une température de 5°C. Le rapport des courants dans chaque section est maintenu constant pendant toute la durée de l'expérience. Le spectre rouge correspond au cas du laser solitaire tandis que le bleu est obtenu pour un taux de rétroaction optique *optimum* de  $2 \times 10^{-3}$  (-27 dB). Contrairement au cas précédant, le spectre du laser solitaire ne présente plus de zone de surintensité (modes longitudinaux) localisée dans l'élargissement inhomogène de l'état fondamental. Ainsi, lorsque les deux sections sont pompées de manière asymétrique, les résultats montrent l'occurrence d'un mode Fabry-Perot ( $\lambda_{FP} \approx 1208,1$  nm) localisé cette fois-ci dans l'élargissement inhomogène de l'état excité. La différence de fréquence mesurée est de 3,6 THz. Le taux de suppression des modes est d'environ 20 dB. *A l'instar* des expériences précédentes, le mode (DFB) est toujours stable et robuste et ce indépendamment de l'amplitude du retour optique. La figure [5.34(b)] montre maintenant la situation obtenue pour une température de 40°C et un taux de rétroaction optique *optimum* de  $1 \times 10^{-3}$  (-30 dB). Afin de compenser les effets liés à la température, le taux de pompage dans chacune des deux sections est légèrement augmenté. L'expérience révèle à nouveau l'apparition d'un mode Fabry-Perot ( $\lambda_{FP} \approx 1200,1$  nm) dans l'élargissement inhomogène de l'état excité. La différence de fréquence mesurée est de 1,3 THz. Le taux de suppression des modes est d'en-

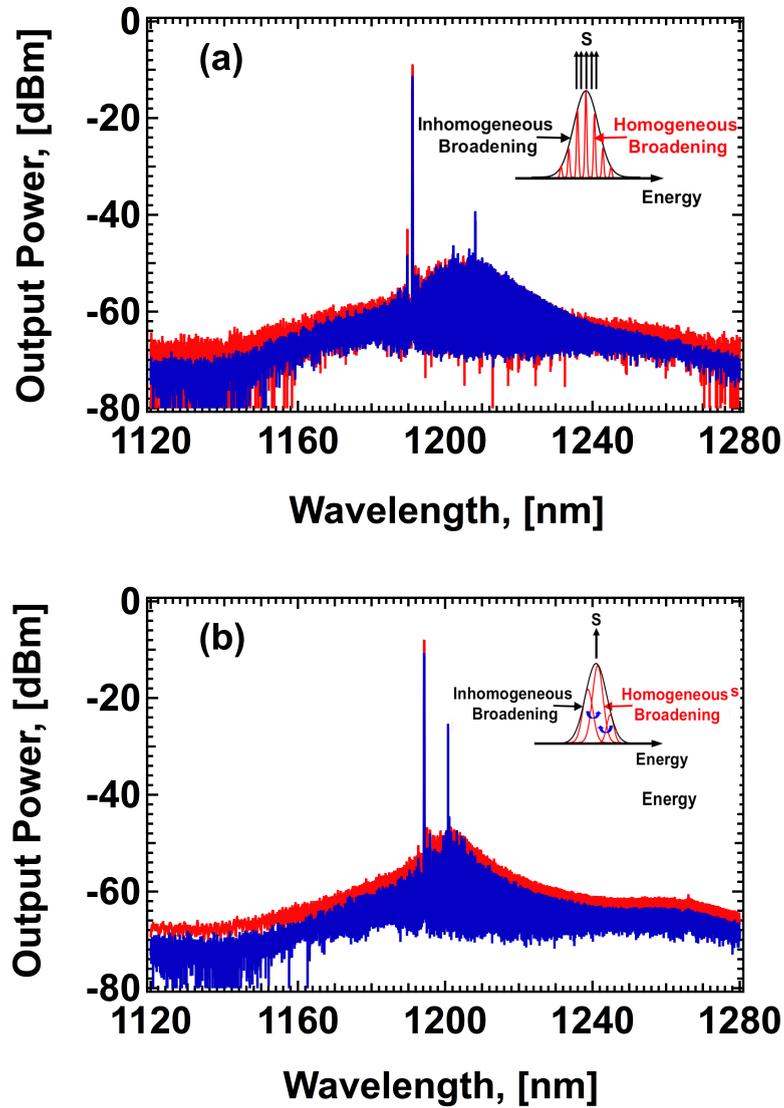


FIGURE 5.34 – Spectres optiques mesurés : (a)  $T = 5^\circ\text{C}$ ,  $\Gamma = 2 \times 10^{-3}$  (-27 dB) ; (b)  $T = 40^\circ\text{C}$ ,  $\Gamma = 1 \times 10^{-3}$  (-30 dB). Le cas correspondant au laser solitaire est représenté en rouge.

viron 10 dB. Les résultats révèlent une accordabilité du mode longitudinal en fonction de la température. Ainsi, pour une variation de 5 °C à 40 °C, la différence de fréquence augmente de 1,3 THz à 3,6 THz (tout en maintenant un (SMSR) entre 10 dB et 20 dB). Les mesures montrent un glissement progressif du mode longitudinal excité avec la température vers le pic de gain. Afin d'expliquer ce phénomène, les dérives en température des modes de cavités (DFB) et Fabry-Perot ont été évaluées. Sachant que ces dérives n'excèdent pas 0,10 nm/°C (DFB) et 0,16 nm/°C (Fabry-Perot), d'autres phénomènes physiques sont assurément en jeu. En effet, la variation de la différence de fréquence avec la température est principalement conditionnée par la structure fine des boîtes quantiques. Cette variation est donc à nouveau la résultante de plusieurs effets :

- *Primo*, l'élargissement homogène augmente de quelques meV avec le courant d'injection [387].
- *Secundo*, à faible température, les boîtes quantiques de différentes énergies sont isolées les unes des autres (cf. schéma en inséré sur la figure [5.34(a)]) alors que pour des températures plus élevées, la redistribution thermique des porteurs couplent spatialement et énergétiquement les nanostructures (cf. schéma en inséré sur la figure [5.34(b)]).
- *Tertio*, la rétroaction optique provoque des fluctuations de l'émission stimulée et de la densité de porteurs avec le champ retardé. Le battement des photons dans la cavité peut provoquer une déplétion des porteurs d'une certaine population de boîtes quantiques vers une autre. Ainsi, sur les figures [5.34(a)] et [5.34(b)], on observe une perte de puissance du pic (DFB) en présence de rétroaction optique traduisant vraisemblablement une déplétion de porteurs d'une population de boîtes quantiques résonantes vers une autre. Les études numériques ont par ailleurs montré que la sensibilité des diodes lasers à boîtes quantiques rétroactionnées optiquement est fortement dépendante de l'élargissement homogène [393].

Le décalage progressif du mode longitudinal Fabry-Perot vers le pic de gain est donc la conjonction de tous ces effets pour lesquels une variation globale de l'élargissement homogène de l'ordre de 5 à 30 meV est estimée.

En conclusion, ces résultats constituent la première réalisation expérimentale d'un laser à deux couleurs à base de nanostructures quantiques émettant sur l'état excité. La combinaison du pompage asymétrique ou d'une rétroaction optique contrôlée avec les états liés des nanostructures offre une approche originale pour la réalisation de sources térahertz compactes et bas-coût. La validation expérimentale de l'onde térahertz doit cependant être validée *via* la fabrication d'un photomélangeur sur substrat GaAs. En sus, il conviendra également de vérifier que les phases des modes sont bien corrélées (détection cohérente) et que le bruit de phase du battement est raisonnablement faible (mesure de la largeur de raie électrique). Récemment, on notera qu'une émission bi-fréquence a également été rapportée en générant, par injection optique, du mélange à quatre ondes dans un laser (DFB) nanostructuré émettant à 1310 nm [388]. En effet, la synchronisation des phases des différents modes d'un laser à semi-conducteurs peut s'obtenir à partir d'un mécanisme d'interaction non-linéaire fondé sur le mélange à quatre ondes (*Four Wave Mixing*) [389]. Autrement dit, le battement entre diffé-

rents modes d'une cavité laser peut induire dans un milieu actif à semi-conducteurs la création d'une modulation temporelle de l'indice et du gain par l'intermédiaire de différents processus non-linéaires comme la modulation de la densité de porteurs (CDM e.g. *Carrier Density Modulation*), l'échauffement des porteurs (CH e.g. *Carrier Heating*), le trou spectral (SHB e.g. *Spectral Hole Burning*), l'absorption à deux photons et l'effet Kerr [390] [391]. Notons que les effets interbandes à l'origine du (CDM) ont une fréquence de coupure typiquement de l'ordre du GHz alors que cette dernière atteint l'ordre du THz pour les processus intrabandes liés quant à eux aux mécanismes de (SHB) et de (CH). Enfin, et en guise de perspective, une récente contribution vient de montrer que les temps de vie relativement longs associés aux transitions entre les niveaux quantiques dans les nanostructures constituent un atout certain pour la réalisation de dispositifs actifs opérant dans le domaine térahertzien [392].



# Chapitre 6

## Perspectives de recherches

Les perspectives de recherches constituent une partie importante d'un manuscrit d'habilitation à diriger les recherches. Dans ce chapitre, j'ai choisi volontairement de ne pas traiter une thématique mais de proposer plusieurs orientations de recherches que je souhaiterais développer à court, moyen et long terme. Ces travaux seront réalisés dans le cadre d'encadrement de thèses et à travers de projets nationaux et internationaux.

### 6.1 Travaux de recherches à court terme

#### 6.1.1 Extension du modèle excitonique

Le modèle de paires électrons-trous présenté au chapitre 3 est actuellement en cours d'extension et ce dans le but de modéliser les propriétés dynamiques des lasers à nanostructures quantiques sur InP. Ce travail initié en octobre 2011 est réalisé dans le cadre d'une thèse. Un des objectifs consistera à quantifier la dynamique non-linéaire de ces structures en présence d'injection et/ou de rétroaction optique et ce en vue de dégager des règles de sélection pour le contrôle et l'amélioration des propriétés de modulation. L'impact des élargissements homogène et inhomogène du gain ainsi que du facteur de couplage phase-amplitude seront également étudiés. En effet, les variations de l'élargissement homogène influencent considérablement la dynamique d'un laser à boîtes quantiques y compris en présence de rétroaction optique externe [393]. Ces variations conduisent à de fortes modifications de l'indice de réfraction à la longueur d'onde d'émission et potentiellement à de fortes instabilités (chaos, auto-pulsation). Le modèle d'équations d'évolution à populations multiples sera également étendu en vue de modéliser les sources lasers à blocages de modes passifs. La prise en compte de la structure fine des nanostructures permettra d'aboutir à une meilleure compréhension globale de la physique de ces dispositifs [348] [349]; ce dernier point pouvant également servir à mieux appréhender les verrous technologiques à lever en vue de réduire la consommation énergétique dans les systèmes de télécommunications optiques [394] [395].

#### 6.1.2 Diode lasers auto-injectées optiquement en régime de cavité externe ultra-courte

Le régime de cavité courte est atteint dès lors que le produit de la fréquence de résonance du laser par le temps aller-retour dans la cavité externe est inférieur à l'unité [396] [397].

L'étude du régime de cavité courte a suscité de nombreuses investigations théoriques [398] [399] [400] [401] mettant en évidence une dynamique très différente par rapport au régime de cavité longue. Par exemple, il a été montré que les effets de battement entre les modes de cavité externe deviennent prédominants dans le régime de cavité courte illustrant également la possibilité d'obtenir des phénomènes auto-oscillants à des fréquences importantes ( $>20$  GHz). Mes activités de recherches actuelles ont pour objectif de quantifier l'impact de

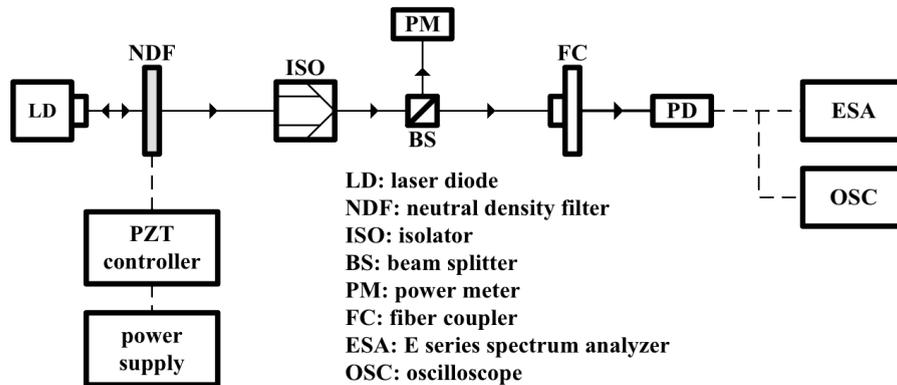


FIGURE 6.1 – Dispositif expérimental pour l'étude de la rétroaction optique en cavité ultra-courte.

ce régime sur les propriétés micro-ondes des diodes lasers à nanostructures quantiques. Ce travail initié en collaboration avec la *National Tsing Hua University* (Taiwan) nécessite un dispositif expérimental en espace libre (cf. figure [6.1]). Des expériences préliminaires sont en cours sur des diodes lasers (DFB) à puits quantiques. Le dispositif expérimental repose sur une cavité externe longue de 6 mm (soit une fréquence de cavité externe de 25 GHz). Les paramètres de contrôle sont respectivement l'amplitude et la phase de l'onde retour ainsi que le niveau de pompage électrique. Le niveau de rétroaction varie de 10% à 40 %; la phase de l'onde retour est contrôlée à  $\pm 3 \mu\text{m}$  par un système piézo-électrique. Pour exemple, la figure [6.2(a)] montre les fluctuations de la puissance en fonction de la phase de l'onde retour pour deux niveaux de rétroaction. En accord avec les prédictions théoriques, on observe l'apparition d'un phénomène périodique dont l'amplitude croît avec le taux de rétroaction. Les figures [6.2(b)] et [6.2(c)] illustrent respectivement l'occurrence des régimes d'oscillation de période une (P1) et d'oscillation de période double (P2) dans le spectre électrique. Selon les conditions de rétroaction, les expériences révèlent également d'autres variétés dynamiques comme les régimes quasi-périodiques et de chaos. D'une manière générale l'exploitation de différents régimes de cavité doit aussi permettre de comprendre l'effet induit par la force de rappel optique sur le couplage phase-amplitude. A ce titre, la figure [6.3] montre les valeurs mesurées du couplage phase-amplitude d'une part, en régime de cavité courte ( $f_r \tau_{ext} \ll 1$ ) et d'autre part, en régime de cavité longue ( $f_r \tau_{ext} \gg 1$ ). Les résultats révèlent une variation substantielle du couplage phase-amplitude suivant la valeur prise par la phase de l'onde retour. En revanche pour des cavités plus étendues, ces variations s'atténuent très clairement voire disparaissent complètement, le laser devenant *de facto* insensible à la phase. Nonobstant, ces résultats sont en à mettre en regard avec ceux récemment publiés dans [402] et pour lesquels une légère variation du couplage phase-amplitude a été rapporté dans un laser (DFB) auto-injecté en régime de cavité longue.

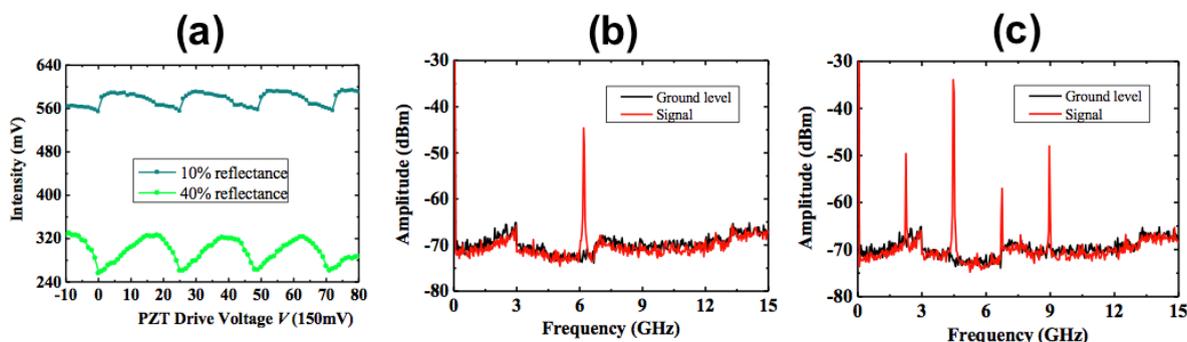


FIGURE 6.2 – (a) Fluctuations de la puissance en fonction de la phase de l’onde retour pour deux niveaux de rétroaction ; (b) Régime d’oscillation de période une (P1) ; Régime d’oscillation de période double (P2).

Une application du régime de cavité ultra-courte pourrait conduire à la réalisation tech-

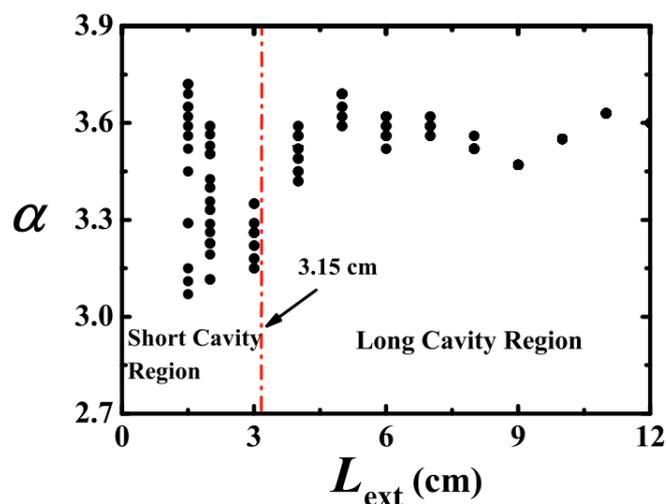


FIGURE 6.3 – Variation du facteur de couplage phase-amplitude dans un laser (DFB) auto-injecté optiquement. Suivant la valeur de la phase de l’onde retour, les différents régimes de cavités révèlent des différences notables.

nologique d’un dispositif actif couplé à une rétroaction optique passive intégrée [398] [403]. Dans sa configuration la plus simple, la structure envisagée serait un laser à deux sections, chacune d’elles pompée de manière indépendante. La première section, une cavité (DFB) avec un milieu à gain constitué de nanostructures quantiques ; la deuxième section couplée à la première générant une rétroaction optique passive. Toute variation du courant dans la partie passive engendre une modification de l’indice optique et donc de la phase de l’onde retour. Les caractéristiques de la section passive sont fondamentales ; en effet, la dynamique du laser en régime de cavité courte est fortement dépendante de la phase et de l’amplitude de l’onde retour (fixée par la valeur de la réflectivité arrière) ainsi que de la longueur de la cavité passive (dans ce cas du même ordre de grandeur que celle de la cavité (DFB)). Un

résultat récent a rapporté, sur une structure à multipuits quantiques, des bandes passantes de modulation allant de 30 à 40 GHz et des transmissions à 40 Gbps [404]. L'implémentation de nanostructures quantiques permettrait d'améliorer substantiellement les propriétés de ce type de dispositif grâce à une dynamique des porteurs plus efficace. L'objectif de ces recherches est de pouvoir exploiter ce régime de cavité ultra-courte afin de montrer que les propriétés de modulation de dispositifs innovants à nanostructures quantiques peuvent être décuplées [398] [405].

## 6.2 Travaux de recherches à moyen terme

### 6.2.1 Micro-résonateurs en anneau injectés optiquement pour applications aux communications optiques très large bande

Les lasers en anneau (*Ring Lasers* ou *Ring Resonators*) conduisent à de nombreuses applications technologiques à fortes valeurs ajoutées (gyroscopes [406], futurs circuits intégrés photoniques [407],...). Par opposition aux diodes lasers conventionnels, les structures en anneau ne possèdent pas de cavité dans le sens où il n'y a ni miroirs, ni facettes clivées ni même un réseau de diffraction. Le fonctionnement de ce type de laser est fondé sur l'occurrence d'ondes stationnaires stables, les modes optiques étant déterminés par la géométrie de l'anneau. Le premier laser à semi-conducteurs en anneau fut réalisé en 1990 [408]. Une représentation typique de la structure est montrée sur la figure [6.4(a)] : la géométrie de la cavité est constituée d'un guide d'onde en anneau (*racetrack geometry*) au sein duquel deux directions de propagation peuvent coexister, respectivement dans le sens des aiguilles d'une montre (CW) et dans le sens inverse (CCW). La lumière est couplée de manière évanescente vers le guide d'onde de sortie (section droite). Au cours des dernières années, de nombreuses réalisations technologiques ont été rapportées comme par exemple l'obtention d'un laser à semi-conducteurs en anneau à boîtes quantiques [409] ou bien une structure en anneau hybride pour l'intégration InP/Si [410]. Parmi les propriétés des plus intéressantes, on notera leur bistabilité naturelle [411] laquelle peut être exploitée pour la réalisation de commutateurs et de mémoires optiques [412] [413]. Selon les conditions de polarisation, la direction de propagation du mode lasant peut vaciller soit dans le sens (CW) soit dans le sens (CCW) modifiant ainsi les propriétés de bistabilité [414]. Dans ce cadre, des études ont montré que l'injection d'une impulsion optique dans le mode désiré [415] ou l'intégration d'une source d'émission spontanée amplifiée sur une des faces du laser [416] permettaient d'imposer une direction de propagation privilégiée.

L'injection optique des lasers à semi-conducteurs en anneau a été étudiée principalement pour la réalisation de dispositifs monomodes à faibles largeurs de raies et pour la commutation optique (*mode switching*) [414] [417]. A titre d'exemple, citons la référence [407] dans laquelle sont explicités les facteurs clés pour obtenir une bande passante de modulation importante. Dans les structures conventionnelles (à émission par la tranche), l'augmentation de la bande passante est fortement conditionnée par différents paramètres comme les réflectivités des miroirs ou par le temps aller-retour dans la cavité. Les compromis à trouver entre tous ces paramètres font que l'utilisation des diodes lasers à émission par la tranche peut devenir problématique pour les applications hautes-fréquences. Même si les lasers à émission par la surface (VCSEL) permettent d'atteindre des longueurs de cavités optiques extrêmement faibles (et donc un temps aller-retour dans la cavité très faible par rapport aux lasers

à émission par la tranche), il n'en demeure pas moins que leurs propriétés hautes-fréquences sont fortement conditionnées par la réflectivité du miroir de Bragg ce qui conduit à des taux d'injection relativement similaires à ceux obtenus sur des lasers à émission par la tranche. Ainsi, la régénération des propriétés de modulation des (VCSELs) requiert l'utilisation d'un laser maître de forte puissance. Bien qu'une bande passante de modulation de 80 GHz ait été démontrée sur des lasers (VCSELs) injectés optiquement [418], leurs cavités verticales font que ces dispositifs sont difficilement compatibles en vue d'une intégration monolithique avec un laser maître de type (DFB). Par ailleurs, l'injection optique dans ce type de structure nécessite l'utilisation de composants hybrides multiples lesquels doivent être soigneusement alignés. Afin de palier à ces limitations, l'injection optique dans les lasers à semi-conducteurs

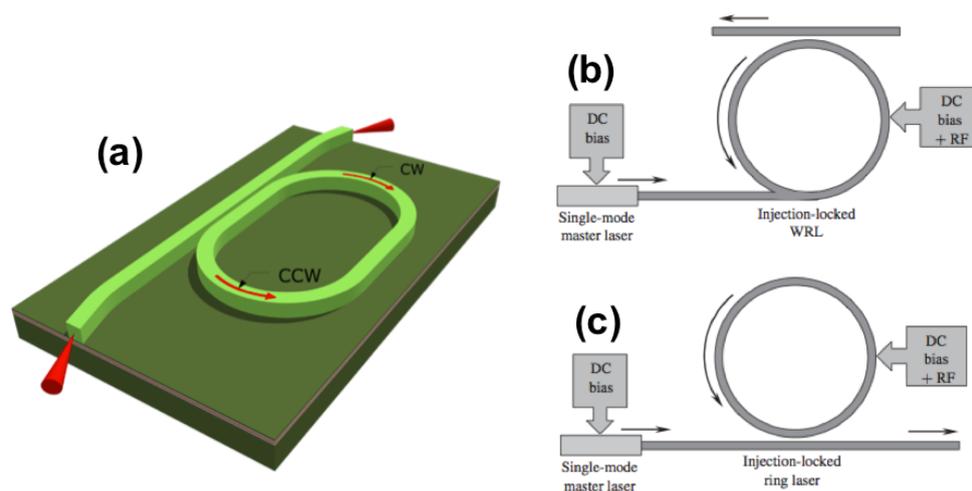


FIGURE 6.4 – (a) Illustration d'un laser à semi-conducteurs en anneau. La géométrie de la cavité consiste en un guide d'onde au sein duquel deux directions de propagation peuvent coexister, respectivement dans le sens des aiguilles d'une montre (CW) et dans le sens inverse (CCW). La lumière est couplée de manière évanescente vers un guide d'onde de sortie (section droite); (b) Laser à semi-conducteurs en anneau injecté optiquement (configuration "en sifflet" (*whistle-geometry*)) autorisant la forte injection optique); (c) Laser à semi-conducteurs en anneau injecté optiquement (configuration autorisant la faible injection optique), d'après [419].

en anneau offre une excellente alternative. Récemment, une nouvelle technique d'injection optique a été proposée [419]. Comme le montre la figure [6.4(b)], l'idée est d'utiliser un laser maître monomode monolithiquement intégré avec un laser à semi-conducteurs en anneau dans une configuration en "sifflet" (*whistle-geometry*). Cette géométrie est particulièrement attractive car elle permet de s'affranchir d'un isolateur optique et donc de minimiser les réflexions parasites réinjectées dans le laser maître. A titre de comparaison, la figure [6.4(c)] montre la configuration utilisée dans la référence [407]. Dans cette expérience, l'utilisation d'un guide optique unidirectionnel adjacent au laser en anneau ne permet pas d'atteindre le régime de forte injection limitant ainsi les bandes passantes de modulation jusqu'à 35 GHz. Par ailleurs, cette configuration repose sur l'utilisation d'un isolateur optique : en effet, suivant que les

modes (CW) et (CCW) sont présents ou pas, l'isolation doit être ajustée de sorte qu'aucun signal ne soit renvoyé par l'anneau dans le maître. *A contrario*, la configuration présentée sur la figure [6.4(b)] permet de travailler en régime de forte injection tout en privilégiant une direction de propagation stable *via* un couplage efficient du faisceau maître dans l'anneau. Cette propriété s'explique par la forte asymétrie de la structure (par comparaison avec celle de la figure [6.4(c)] laquelle conduit à une différence significative entre les temps de vie des photons des modes (CW) et (CCW). Mes perspectives de recherches visent à explorer la dynamique des lasers à semi-conducteurs en anneau sous forte injection optique. L'application principale sera de démontrer des fréquences de relaxation gigantesques ( $>150$  GHz) associées à des bandes passantes de modulation décuplées ( $>100$  GHz). Les composants seront fabriqués au sein du groupe du Professeur Marek Osinski de l'Université du Nouveau-Mexique (Etats-Unis). La structure ridge InGaAs/AlGaInAs/InP émettant à  $1,55 \mu\text{m}$  contient plusieurs puits quantiques InGaAs/AlGaInAs. La longueur de la cavité du laser maître est de  $200 \mu\text{m}$  tandis que celle du micro-résonateur n'excède pas  $60 \mu\text{m}$  (le diamètre étant de  $20 \mu\text{m}$ ). Les parties traitant respectivement de la modélisation et des mesures hautes-fréquences seront réalisées en France. A cette fin, des mesures de transmissions à 100 Gbps seront effectuées sur ces dispositifs injectés. Ce dernier volet nécessitera la mise en place d'une plate-forme de transmission haut-débit *ad hoc*. Pour conclure, l'intégration monolithique d'un laser (DFB) avec un micro-résonateur, dans une configuration "en sifflet", doit procurer des conditions d'injection efficientes pour l'exaltation des propriétés de modulation ouvrant ainsi la voie à la réalisation de dispositifs tout InP soit, pour les communications optiques à 100 Gbps soit, pour la fabrication de lasers intégrés sur silicium pour les futurs systèmes d'interconnexions optiques à 40 Gbps.

### 6.2.2 Photonique non-linéaire dans les oscillateurs à cascade quantique émettant dans le moyen infra-rouge

Contrairement aux autres lasers à semi-conducteurs dont la radiation électromagnétique provient des recombinaisons électrons-trous à travers l'énergie de bande interdite (transition inter-bandes), les lasers à cascade quantique (LCQ) sont des dispositifs unipolaires. Le premier (LCQ) émettant à  $4,3 \mu\text{m}$  (AlInAs/GaInAs) a été mis au point en 1994 par l'équipe de F. Capasso aux laboratoires Bell [365]. L'émission laser est obtenue par transition intersousbande d'une structure à puits quantiques. Le pompage de la zone active est électrique et la structure est conçue pour amener les porteurs dans la sous-bande excitée de la transition radiative. Le domaine du moyen infrarouge (MIR) entre  $3 \mu\text{m}$  et  $10 \mu\text{m}$  associé à la fenêtre de transparence de l'atmosphère est aujourd'hui fortement sollicité pour un grand nombre d'applications. En effet, outre les communications optiques directes que ce domaine permet d'établir, le MIR présente également de nombreux champs d'applications en analyse de gaz (contrôle de la pollution atmosphérique, suivi de procédés industriels), en médecine (aide au diagnostic, chirurgie reconstructrice), ainsi que dans le domaine militaire (radars laser, contre-mesure) [420]. Dans le cadre de mes activités de recherches, je souhaiterais conduire plusieurs études sur ces dispositifs dont les applications visées seraient d'une part la spectroscopie de gaz [421] et d'autre part les communications en espace libre [422].

- **La dynamique d'un (LCQ) rétroactioné optiquement** ouvre la possibilité de réaliser des sources accordables dans de grande qualité. Une large accordabilité peut servir

à caractériser et à détecter des espèces exotiques dans des circonstances difficiles voire de suivre ces espèces dans une réaction à l'échelle de la milli-seconde en surveillant la croissance ou la décroissance des paramètres d'absorption caractéristiques. De la criminalistique au diagnostic du cancer en passant par la science des matériaux, la combinaison de cette large accordabilité avec les techniques de microscopies infra-rouge permettrait d'obtenir des images hyper-spectrales de divers échantillons. La figure [6.5(a)] montre l'évolution de la fréquence d'émission d'un (LCQ) Fabry-Perot placé en cavité externe. Suivant la valeur du courant de pompe et des conditions de rétroaction, la dynamique du laser y est très différente conduisant soit, à un comportement mono-fréquence soit, à un doublement de fréquence voire à l'obtention de phénomènes chaotiques [423]. Une récente publication recense les différentes techniques d'accordabilité dans les (LCQ) [424]. Le (LCQ) en cavité externe est aussi un moyen d'éviter les technologies (DFB) souvent compliquées et onéreuses; des sources monomodes avec une très faible largeur de raie et une bonne puissance d'émission peuvent être réalistiquement obtenues *via* une rétroaction optique judicieusement contrôlée. L'analyse du facteur de couplage phase-amplitude dans ces dispositifs est aussi un axe de recherches peu étudié. Bien que la symétrie du gain intersousbande laisse présager des valeurs nulles ou très faibles pour ce paramètre [365] [425], certaines expériences récentes semblent infirmer cette assertion lorsque le facteur de couplage phase-amplitude est mesuré au-dessus du seuil [426]. L'étude du couplage phase-amplitude revêt en sus un caractère fondamental pour les applications nécessitant des fortes puissances. En effet, l'analyse de la filamentation [427] montre que la condition *sine qua none* pour l'obtention d'un facteur de brillance important est conditionnée par un faible facteur de couplage phase-amplitude [428]. En effet, les effets d'auto-focalisation induit par la filamentation sont rédhibitoires puisqu'ils altèrent fortement la qualité du faisceau et la cohérence du laser. A cette fin, l'application d'un faisceau maître peut conduire, sous certaines conditions, à un contrôle efficient de la filamentation comme récemment montré dans des structures interbandes [429]. Comme le montre la figure [6.5(b)], le facteur de couplage phase-amplitude de sources monomodes (DFB) peut être mesuré par rétroaction optique [158] [430]. En revanche, pour des structures multimodes, il conviendra de développer des techniques de mesures plus sophistiquées, différentes de celles reposant sur le modèle de Lang et Kobayashi [384]. L'injection optique pourrait alors constituer une alternative certaine. D'un point de vue générale, il n'y a que peu ou pas d'études d'injection optique dans les structures a cascades quantiques. Dans la référence [421], il est démontré que la zone de verrouillage d'un laser DFB à cascade quantiques augmente linéairement avec la racine carrée de la puissance injectée. Les résultats montrent également une zone d'accroche de plus de 1 GHz dont la faible asymétrie serait la signature du facteur de couplage phase-amplitude et *in fine* de la forme de la courbe de gain. Plus récemment, les travaux publiés dans la référence [431] ont révélé que l'injection optique d'un (LCQ) conduit à l'obtention d'un laser mono-fréquence, à très faible largeur de raie (abaissée d'un facteur 100 par comparaison au cas sans injection optique) et avec des fluctuations de phases réduites de plusieurs ordres de grandeurs. Dans ce cadre, je souhaiterais développer une expertise et un savoir-faire spécifique relatif à la compréhension de la photonique non-linéaire dans les (LCQ) injectés optiquement et à l'évaluation du facteur de couplage phase-amplitude dans ces dispositifs.

- **La forte injection optique** utilisée au chapitre 5 pour le contrôle du facteur de couplage

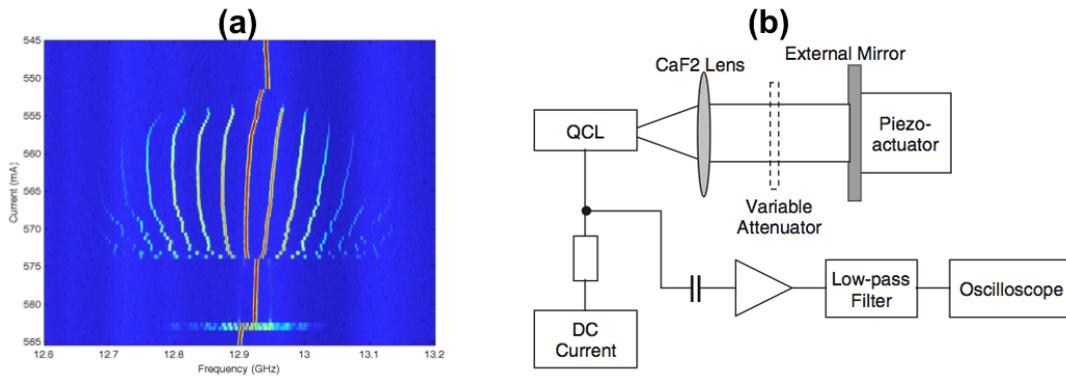


FIGURE 6.5 – (a) Dynamique d'un (LCQ) en cavité externe en fonction du courant de pompe ; (b) Dispositif expérimental pour la mesure du facteur de couplage phase-amplitude d'un (LCQ).

phase-amplitude et l'augmentation de la bande passante de modulation peut être transposée au cas des (LCQ). La réduction du bruit de phase et de la gigue temporelle dans les (LCQ) à blocage de modes peut aussi être effectuée par injection ou rétroaction optique. En effet, la génération de peigne de fréquence *via* le verrouillage de modes suscite de nombreuses études théoriques et expérimentales [432]. Dans les (LCQ), le temps de récupération du gain (TRG) est déterminé à la fois par le temps de vie de l'état supérieur et part le temps de transport de l'électron à travers la cascade. Ce temps de récupération typiquement de l'ordre de quelques ps est un ordre de grandeur plus faible que le temps aller-retour (TAR) dans la cavité (40-60 ps pour des cavités de 2 à 3 mm). Cette situation ne permet pas de générer du blocage de modes stable. En effet, si le (TRG) est plus grand que le (TAR) dans la cavité, alors une seule impulsion laser oscillant dans la cavité déplete le gain et empêche la formation d'autre impulsions. *A contrario* si le (TRG) est plus court que le (TAR), plusieurs impulsions peuvent se propager dans la cavité. Différentes études ont montré des résultats encourageants, soit en "ingénierisant" le temps de vie de l'état supérieur (de sorte à ce qu'il soit beaucoup plus long) [433], soit en exploitant les propriétés du mélange à quatre ondes (*Four Wave Mixing*) provoqué par une forte non-linéarité optique ( $P_{NL} \propto \chi^{(3)}$ ) [434]. Des études récentes ont également montré la possibilité de réaliser des impulsions ultra-courtes dans la gamme de fréquence térahertz en modulant le courant d'un (LCQ). La synchronisation des différents modes Fabry-Pérot à l'intérieur de la cavité optique par blocage de modes actif (*Phase Locking*) conduit à un train d'impulsions d'environ 10 ps pour un taux de répétition de 10 GHz [435]. Enfin, de par l'absence de réflecteurs aux extrémités, l'utilisation des lasers en anneaux à cascade quantique peuvent conduire à une amélioration de certaines propriétés comme par exemple une diminution des non-linéarités spatiales (*hole burning spatial*) conduisant à des puissances et des rendements quantiques doublés par comparaison avec les structures ordinaires [436]. Des cavités en anneau couplées peuvent aussi être configurées pour la réalisation lasers monomodes et accordables. Mon programme de recherches a également pour objet d'investiguer les potentialités de ces dispositifs y compris en présence d'injection optique.

- **La modélisation d'un (LCQ)** peut être conduite à partir de trois équations d'évolution, deux pour les électrons impliqués dans la transition radiative et une pour les photons [437].

Ce modèle peut être revisité et amélioré afin d'implémenter les effets de la rétroaction ou de l'injection optique. En ajoutant les termes *ad hoc* [438] dans les équations d'évolution (dynamique des porteurs, cascade, transport électronique, effet tunnel) et du faisceau externe (injection optique), la dynamique non-linéaire, les propriétés statiques et dynamiques ainsi que les paramètres remarquables contrôlant la largeur de raie et la qualité du faisceau (facteur- $\alpha$ , paramètre M) peuvent être étudiés et simulés. En raison des temps de vie non-radiatifs et stimulés très courts ( $\approx 1$ ps), les oscillations de relaxations dans un (LCQ) solitaire peuvent être supprimées et la bande passante de modulation exacerbée ( $>100$  GHz). L'équilibre des porteurs étant restauré après un aller-retour des photons dans la cavité, le laser se comporte comme un oscillateur amorti. *A l'instar* du chapitre 5, la forte injection optique peut être utilisée pour *booster* les propriétés hautes-fréquences de ces dispositifs. La simulation permettra dans un premier temps de vérifier la véracité de ces hypothèses. A cette fin, notons la publication récente d'une étude théorique pionnière sur l'injection optique dans les structures unipolaires [439]. Bien que l'approche utilisée soit relativement simpliste, les résultats révèlent une grande stabilité de la zone de verrouillage (beaucoup plus importante que dans les lasers interbandes) ainsi que des propriétés fréquentielles exaltées avec des bandes passante de modulation  $> 300$  GHz.

### 6.2.3 Impact de l'environnement radiatif spatial sur le facteur de couplage phase-amplitude des diodes lasers à nanostructures quantiques

L'environnement spatial est constitué de différentes particules, d'origines diverses, avec des énergies et des localisations variées dans l'espace. Selon l'orbite de la mission spatiale considérée, l'environnement radiatif rencontré diffère par l'origine des particules qui le composent. Les particules provenant du vent solaire (principalement des électrons, des protons et des particules  $\alpha$ ) sont caractérisées par de faibles énergies ( $<$ quelques keV). Par conséquent, elles sont aisément stoppées par le blindage du satellite. Les particules issues du rayonnement cosmique sont caractérisées par un faible flux mais par des énergies importantes ( $>100$  MeV). En raison de leurs fortes énergies, ces particules traversent facilement la matière et provoquent principalement des événements ionisants ponctuels. Bien que l'impact des radiations sur les diodes lasers a déjà suscité de nombreuses études [440] [441] [442], aucune étude n'a réellement quantifié l'influence de l'environnement radiatif sur le facteur de couplage phase-amplitude. L'irradiation par des neutrons, des électrons ou des protons génère des défauts de déplacement dans une diode laser conduisant à une augmentation des recombinaisons non radiatives (due à l'interaction des porteurs avec ces défauts supplémentaires) [443]. Le principal impact observé consiste en une modification des propriétés statiques comme une augmentation des courants de seuil et de saturation de la diode laser [52] [444]. Bien que la sensibilité aux radiations semble moindre en régime d'émission stimulée, il reste cependant fondamental de s'assurer que les paramètres remarquables comme le facteur de couplage phase-amplitude ne sont pas dégradés. Par ailleurs, des études ont montré que les lasers à boîtes quantiques présentent une résistance accrue aux radiations par comparaison aux structures à puits quantiques [445] [446]. Ce dernier point constitue un axe de recherche stimulant, puisque comme exposé dans le chapitre 5, les lasers à boîtes quantiques injectés optiquement peuvent être utilisés à bon escient pour annuler le facteur de couplage phase-amplitude et augmenter la bande passante de modulation. Sachant qu'un des points clefs des diodes lasers pour les com-

munications intra-satellites réside dans leur capacité à être modulées, la manipulation des propriétés dynamiques sous forte injection en présence d'irradiation est un axe de recherche original. L'étude de l'environnement radiatif sur le facteur de couplage phase-amplitude et sur les propriétés dynamiques associées est donc fondamentale pour les systèmes embarqués et pour les communications optiques dans les satellites. Pour ce faire, il sera important de mener ces recherches en considérant des structures différentes émettant dans le moyen infrarouge (diodes lasers à nanostructures quantiques, à antimoniures voire à cascade quantique) ainsi que différents types de matériaux.

### 6.2.4 Dynamique non-linéaire pour la réalisation de capteurs microfluidiques à rétroaction optique

Le capteur fondé sur l'interférométrie à rétroaction optique impose que la diode laser joue le rôle à la fois de source et de détecteur, le faisceau optique étant focalisé sur une cible (macroscopique ou microscopique) puis réinjecté dans la cavité du laser pour y générer un battement. En effet, des interférences se produisent directement dans la cavité active du laser entre le faisceau incident et le faisceau réfléchi vers la cavité par une cible externe située devant la diode laser. Il y a donc un auto-mélange (phénomène de *self-mixing*) entre le faisceau réfléchi par la cible et le faisceau en cours d'amplification dans la cavité active du laser, qui induit des interférences. Il n'est donc plus nécessaire d'utiliser des composants optiques externes (séparateur de faisceaux, isolateur, miroirs, ...) toujours onéreux et délicats à aligner, comme dans le cas de l'interférométrie conventionnelle, ce qui permet un gain à la fois sur le coût et sur la robustesse du dispositif. Depuis la découverte du *self-mixing* en 1968 [447] [448], ce phénomène a ensuite été utilisé en 1984 dans les lasers à CO<sub>2</sub> [449] puis dans les diodes lasers [450]. Au cours des années, l'application du *self-mixing* aux diodes lasers a généré de nombreuses études en vélocimétrie [451] [452] [453] [454] [455] [456] [457], notamment pour des applications biomédicales [458] [459] [460] [461] [462] [463]. Récemment, des vélocimètres ont été commercialisés pour le contrôle qualité de montres (société *ArcOptix*, 2007) et la technologie *twin-eye* de Philips a été intégrée dans une souris optique (*Logical*, 2009). Citons également (*Epsiline*, 2009), une *start-up* Française commercialisant des anémomètres lasers pour l'éolien et la météorologie. Cette technique a également permis la mesure de distance [464] [465] [466] [467], la reconstruction d'images (3D) [468] [469] et la mesure d'angles [470]. Le *self-mixing* apparaît enfin comme une solution crédible pour déterminer le facteur de couplage phase-amplitude d'une diode laser [471] [472] et pour la mesure de déplacement et de vibrations [308] [473] [474] [475] [476] [477]. Cette méthode interférométrique pourrait également permettre de réaliser de l'imagerie dans le domaine biomédical où il manque aujourd'hui un outil novateur permettant d'obtenir facilement (et sans risque pour le patient) des images à haute résolution au niveau cellulaire sur des tissus périphériques ou externes (peau, rétine, muqueuse, cavité buccale) ainsi que sur les tissus d'organes creux (poumons, colon, vessie, utérus).

Un des points critiques de ce type de capteur concerne la sensibilité de la source à la rétroaction optique ainsi que son impact sur la qualité du capteur. Autrement dit, existe-t-il un lien direct entre les performances du capteur et certains paramètres intrinsèques de la diode? Cet aspect est d'autant plus primordial si des applications à l'échelle microscopique sont envisagées. En effet, dans le cas de particules submicroniques en suspension, le système réfléchira nettement moins de photons que dans le cas d'une cible dure. Par voie de

conséquence, même si la sensibilité de détection maximale est obtenue lorsque le signal de battement est résonant avec la fréquence de relaxation du laser, il est vital de chercher à améliorer la sensibilité du laser surtout si l'on souhaite atteindre de très faibles niveaux de rétrodiffusion optique et ce dans une bande passante limitée. Ces recherches visent dans un premier temps à quantifier l'influence des paramètres structuraux de la diode laser sur la sensibilité à la rétroaction optique et donc sur la sensibilité du capteur. Typiquement, pour une mesure conventionnelle de déplacement ou de vitesse, le faisceau laser est, soit focalisé au moyen d'une lentille unique sur une cible réfléchissante (adhésif micro-prisme ou micro-billes) soit, sur une cible diffusante en rotation. Dans la première configuration, la cible est montée sur un actuateur piézo-électrique piloté par un générateur de fonction, ce qui permet une modification de la longueur de la cavité externe. Pour une mesure de la vitesse, le faisceau réinjecté est affecté par l'effet Doppler, engendrant un battement de fréquence dans la cavité. Les validations expérimentales pourront être effectuées sur différents types de diodes lasers (Fabry-Perot, DFB, VCSEL) émettant à différentes longueurs d'ondes. L'utilisation de diodes lasers à nanostructures quantiques pourrait également s'avérer particulièrement bénéfique pour la réalisation de capteurs innovants. L'objectif final est d'aboutir à une meilleure compréhension des phénomènes physiques liant les performances du capteur aux paramètres microscopiques de la diode laser. Une analyse fine de ces effets peut permettre non seulement une simplification des algorithmes permettant la reconstruction du déplacement de la cible mais aussi l'extension de cette technique vers des domaines d'applications microscopiques plus complexes pour lesquels de très faibles niveaux de rétrodiffusion optique sont requis (micro-fluidique par exemple pour des applications biomédicales).

## 6.3 Travaux de recherches long terme : nanophotonique ultime

### 6.3.1 Nanolasers à plasmons

L'existence de plasmons de surface a été rapportée pour la première fois par Ritchie en 1957 [478] [479]. Le plasmon de surface est une onde de densité d'électrons libres située à l'interface entre un milieu conducteur, comme un métal, et un milieu diélectrique, comme l'air ou le verre. Cette onde provient du couplage entre les photons incidents arrivant sur l'interface métallique et les électrons libres proches de l'interface (profondeur de peau). Ce couplage conduit à une oscillation longitudinale des électrons et à une onde électromagnétique polarisée transverse magnétique. L'existence des plasmons de surface peut être introduite à partir de différentes approches comme celles basées sur la description des électrons de conduction à l'aide des équations de Bloch [478] ou de la théorie diélectrique proposée par Stern et Ferrell [480]. Les différentes configurations du champ électromagnétique associées aux vibrations constituant des modes propres font qu'il existe par conséquent des conditions de résonance particulières à chacun de ces modes. Par exemple, les plasmons radiatifs (mode de Brewster) ne sont plus à proprement parlé des modes de surface car ils se couplent directement à la lumière. Les plasmons non-radiatifs (mode de Fano) ne se couplent pas directement à la lumière sauf *via* un film mince ou avec une rugosité périodique (réseau).

Un axe de recherche actif repose sur la possibilité d'utiliser la propagation des plasmons soit, pour élaborer des guides d'onde soit, pour confiner les modes électromagnétiques des plasmons

en deçà de la limite de diffraction de la lumière et ce afin de créer des champs intenses très localisés. De nombreuses études ont par exemple montré la possibilité d'incorporer des guides d'ondes métalliques en vue d'applications aux domaines des télécommunications optiques. Dans ce cadre, une synthèse récente publiée dans la référence [482] brosse de manière exhaustive toutes les potentialités des plasmons de surfaces pour l'amplification optique (lasers et amplificateurs). Dans certains cas, la réalisation de structures actives plasmoniques (à cascade ou à nanostructures quantiques) dont l'atout principal repose sur le fort confinement du mode vers le matériau actif peut conduire à des résultats surprenants [483] [484] [485] [486] [487]. Par exemple, une diode laser à nanostructures quantiques incorporant un guide d'onde métallique a révélé non seulement une émission (pompage électrique) aux longueurs d'ondes télécoms et à température ambiante mais aussi un facteur de couplage phase-amplitude constant, quasi-nul et indépendant de la longueur d'onde [486]. En sus, une structure hybride à plasmons de surface pompée électriquement et émettant proche de 1310 nm à la température ambiante a récemment été rapportée [488]. En parallèle, on notera également l'occurrence dans la littérature d'un laser à réaction distribuée à structure métallique et émettant dans la même gamme de longueur d'onde [489]. La puissance optique extraite reste cependant très faible et limitée à quelques centaines de nanowatts.

Des perspectives plus ambitieuses concernent l'application des oscillations à quantification de plasma pour la réalisation de nano-dispositifs de dimensions inférieures à la longueur d'onde ( $W \times L \times H \ll \lambda^3$ ). La réduction des dimensions obtenue par ingénierie quantique des densités d'états optique et électronique conduit à une régénération de l'interaction photon-semiconducteur. Ainsi, les porteurs et les photons étant mieux canalisés, des dispositifs opto-électroniques à fort potentiel de rupture peuvent être obtenus, comme par exemple des lasers à très faible seuil voire sans seuil (cas limite théorique). En effet, dans les structures traditionnelles, la cavité optique sélectionne un seul mode de résonance lequel tridimensionnel se trouve étalé sur toute la cavité. Si les dimensions latérales de la structure sont réduites à des valeurs comparables à la longueur d'onde du rayonnement, la microcavité optique réalisée confine les photons au même titre qu'une boîte quantique confine les électrons. Le mode de résonance de la cavité, sélectionné longitudinalement, est alors discrètement espacé transversalement. Le confinement optique associé à la microcavité entraîne une double redistribution, à la fois spectrale et spatiale, de la densité optique. La redistribution spatiale en particulier, qui devient non uniforme, favorise la contribution de l'émission spontanée au mode de résonance de la cavité. On décrit l'effet de microcavité par le facteur d'émission spontanée  $\beta$ , qui mesure le rapport de l'angle solide soutenu par le mode de résonance de la cavité, à l'angle solide, couvrant tout l'espace, dans lequel est émis le rayonnement spontané,  $\beta = \Omega/4\pi$ . Dans un laser conventionnel,  $\beta$  est très petit ( $10^{-6}$  à  $10^{-5}$ ), la majeure partie du rayonnement spontané sort de la cavité sans participer au mode de résonance. La contribution de l'émission spontanée au mode de la cavité est de ce fait très faible, et la densité de photons sur ce mode n'augmente vraiment qu'en régime d'émission stimulée. Le seuil d'émission stimulée apparaît alors très clairement sur la caractéristique courant-puissance du laser. Quand  $\beta$  augmente, le poids d'émission spontanée dans le mode de la cavité augmente, et le seuil d'émission stimulée devient de moins en moins marqué. A la limite, si l'unique mode de résonance occupe tout le volume actif de la cavité, tout photon émis (qu'il soit stimulé ou spontané) est alors émis sur ce mode. Dans ce cas,  $\beta=1$  et la caractéristique courant-puissance ne présente aucun seuil de super-linéarité. Le laser est alors qualifié de laser sans seuil et sa caractéristique reste

partout linéaire. L'exaltation du taux d'émission spontanée s'opère à travers la manipulation du rapport  $Q/V$  où  $Q$  et  $V$  sont respectivement le facteur de qualité et le volume de la cavité considérée. Ainsi, une onde lumineuse confinée dans une microcavité et fortement couplée avec une onde de polarisation électrique conduit à une exaltation du taux d'émission spontanée *via* le facteur de Purcell [490] :

$$F_p = \frac{\rho_{ph}^{cav}(\omega_0)}{\rho_{ph}^{3D}(\omega_0)} = \frac{3Q}{4\pi^2V} \left(\frac{\lambda}{n}\right)^3 \quad (6.1)$$

L'équation (6.1) montre que la réalisation de nanolasers repose sur l'exaltation du facteur  $F_p$ . A cet effet, l'utilisation de matériaux diélectriques ne permet pas d'augmenter substantiellement le facteur de Purcell en raison de la limite de diffraction qui impose une valeur limite fondamentale au volume de la cavité (le facteur de qualité étant par défaut la seule valeur d'ajustement possible). *A contrario*, l'exploitation de structures métalliques lève cette dégénérescence si bien qu'une forte augmentation du taux d'émission spontanée peut réalistiquement être obtenue à partir de cavités de très petites dimensions. Bien que les études originelles se soient principalement polarisées sur la réalisation de nanolasers à confinement diélectriques [491] [492] [493] [494], celles postérieures à 2007 incorporent, quant à elles, des structures plasmoniques [495] [496] [497] [498]. Citons à titre d'exemple des résultats spectaculaires obtenus sur des micropiliers InGaAs encapsulés dans de l'argent [499] (cf. figures [6.6(a)] et [6.6(b)]) ou sur un microlaser constitué d'un réflecteur de Bragg [500] ou bien encore sur un nano-DFB émettant à 1480 nm (80K) en pompage électrique (mode pulsé) [501]. Récemment, un résultat remarquable faisant l'état de l'art mondial a rapporté la toute pre-

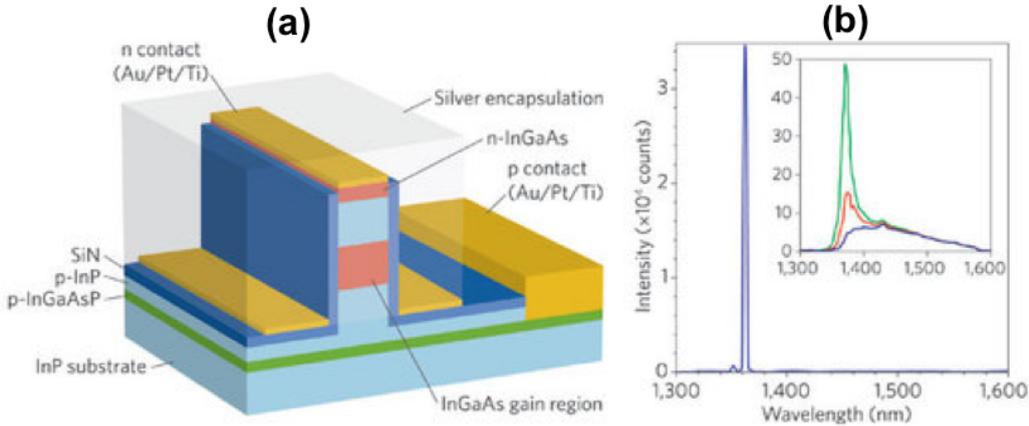


FIGURE 6.6 – (a) Laser Fabry-Perot à plasmons (micropilier InGaAs encapsulé dans de l'argent) ; (b) Spectre optique mesuré à 10 K à 200  $\mu$ A et sur une cavité longue de 6  $\mu$ m (la figure en inséré correspond au spectre d'émission sous le seuil à 10 K), d'après [482] et [499].

mière émission en régime continu (pompage électrique) dans une structure fortement confinée ( $V=0,67 \times \lambda^3$ ) émettant à 1591 nm (293 K) avec un seuil d'environ 1 mA [502]. A cette fin, on notera l'occurrence de publications récentes brossant respectivement la théorie des nanolasers Fabry-Perot à plasmons de surface [503], la réponse petit-signal de nano-émetteurs [504] ou encore une autre revisitant le facteur de couplage phase-amplitude dans les structures plasmoniques [505].

En 2009, une étude remarquable a également démontré la possibilité de réaliser un "spaser" (*Surface Plasmon Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) dont l'émission repose sur l'exploitation des oscillations générées par les modes résonants d'une particule métallique couplée dans le champ proche avec un milieu de gain [481] (cf. figures [6.7(a)] et [6.7(b)]). Le nanorésonateur réalisé assure une rétroaction optique qui, combinée avec l'inversion de population, permet de maintenir l'oscillation laser. Bien que l'atténuation des plasmons de surface soit importante, les études théoriques ont cependant montré que les matériaux semi-conducteurs peuvent procurer suffisamment de gain ( $G = -\omega\epsilon_s/cn_s$ ) pour compenser les pertes induites par le métal ( $\alpha_m = \omega\epsilon_m/cn_m$ ). Par exemple, pour pouvoir propager des plasmons à la longueur d'onde de  $1,5 \mu\text{m}$  dans un guide d'onde métal/semi-conducteurs (épaisseur 50 à 500 nm), des gains matériaux allant de  $1625 \text{ cm}^{-1}$  à  $4830 \text{ cm}^{-1}$  sont nécessaires. A cette longueur d'onde, un puits quantique contraint InGaAs fournit typiquement un gain de  $2000 \text{ cm}^{-1}$ . A  $\lambda=970 \text{ nm}$ , ce même gain peut atteindre  $68000 \text{ cm}^{-1}$  avec des boîtes quantiques AlAs/GaAs. De manière générale, en amont de la résonance plasmon, la compensation des pertes métalliques ne pose pas de problèmes ; en effet, dans ce domaine de fréquence, l'amplitude des pertes est comparable voire plus faible que le gain fourni par le matériau semi-conducteurs. *A contrario*, la région de la courbe de dispersion localisée proche

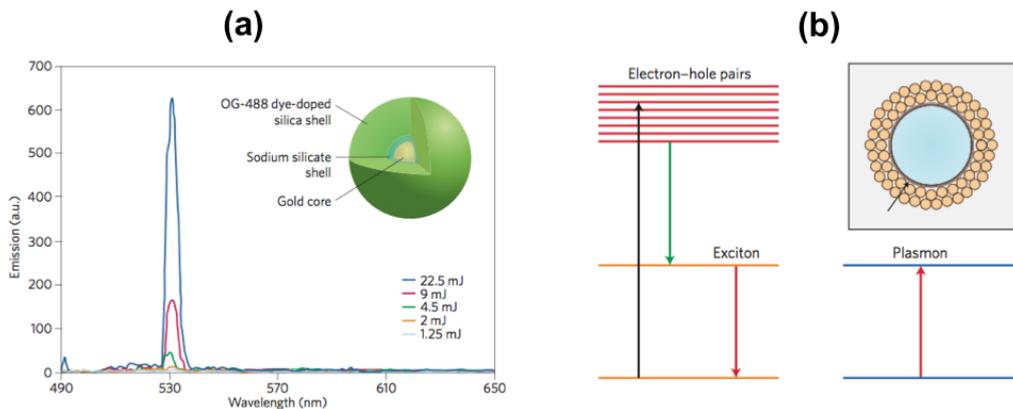


FIGURE 6.7 – (a) Spectre d'émission du spaser (la figure insérée montre une des particules utilisées) en fonction de l'énergie de pompe ; (b) Niveaux d'énergie et transitions d'une particule (diamètre 20 à 40 nm) formée par un diélectrique et de l'argent. L'ensemble est recouvert d'une fine épaisseur d'or et de boîtes quantiques, d'après et [481] [482].

de la résonance plasmon et pour laquelle l'effet *spaser* peut être observé correspond à une zone où les pertes métalliques sont très importantes. Bien qu'un gain significatif y soit *a priori* requis, les études montrent que la compensation des pertes y serait vraisemblablement possible en raison de facteurs de confinement importants entraînant une hyper-localisation des plasmons sur quelques nanomètres seulement.

Dans ce contexte, je souhaiterais orienter mes recherches vers la réalisation de nanolasers semi-conducteurs à plasmons de surface pour des applications télécoms. Comme indiqué précédemment, l'exploitation des plasmons de surface pour la réalisation de structures à faible *chirp* pourrait être une voie prometteuse. Les verrous technologiques qu'il faudra lever seront le pompage (électrique *versus* optique), la cohérence du résonateur (facteur  $Q$ ), la dissipation de la puissance, le rapport signal à bruit et la stabilité laser. L'augmentation du champ

optique associé à un couplage du mode vers un matériau actif (à base de puits ou de boîtes quantiques) doit permettre d'adresser des solutions innovantes pour les futurs systèmes de télécommunications optiques. A cette fin, il conviendra non seulement d'étudier l'efficacité de couplage laser/fibre de ces dispositifs à guide sub-longueur d'onde à effet plasmon mais aussi leurs potentialités pour la modulation tout optique. La réalisation d'une source optique à plasmons de surface serait aussi un axe de recherche original pour l'étude de la dynamique non-linéaire. Les études d'injection optique et de rétroaction optique dans ce type de dispositif permettraient peut-être d'identifier de nouvelles variétés dynamiques.

### 6.3.2 Métaphotonique

Les métamatériaux sont des matériaux composites qui simulent des matériaux homogènes dont les propriétés transcendent celles des matériaux naturels [506]. L'indice de réfraction dépend de la structure microscopique du milieu dans lequel la lumière se propage. Le calcul de l'indice à partir des équations de Maxwell montre que  $n^2 = \epsilon\mu$  avec  $\epsilon$  la permittivité électrique relative du matériel et  $\mu$  sa perméabilité magnétique relative. Le paramètre  $\epsilon$  décrit la force d'interaction entre le champ électrique et les dipôles électriques des atomes, tandis que la perméabilité  $\mu$  est reliée à la force d'interaction entre le champ magnétique et les dipôles magnétiques. Dans la vaste majorité des matériaux,  $n > 1$  ( $\epsilon > 1$  et  $\mu > 1$ ) ce qui fait que la lumière est plus lente dans un matériau que dans le vide. Le cas du métamatériau correspond justement à la situation où ces deux paramètres sont tous les deux négatifs, l'indice  $n$  prend alors une valeur négative (milieu dit "main gauche"). Bien que cette idée fut initialement suggérée en 1968 par V. G. Veselago [507], les limitations technologiques de l'époque font que cette double condition fut difficile à réaliser (même si l'on connaissait depuis longtemps des milieux présentant une permittivité négative comme les plasmas). Ainsi, en réunissant deux réseaux dans une structure périodique composite, on peut réaliser un milieu à indice négatif dans le domaine des micro-ondes [508]. La figure [6.8(a)] montre la structure composée d'un réseau périodique de fils métalliques ( $\epsilon < 0$ ) et d'un réseau d'anneaux métalliques coupés ( $\mu < 0$ ). Des tentatives de réalisation de ces métamatériaux en infra-rouge et dans le domaine visible ont été également proposées. Les métaux présentant des pertes, l'obtention d'une réponse magnétique dans ce domaine n'est pas triviale. Il s'agit donc de véritables tours de force car la période du réseau est de l'ordre du dixième de la longueur d'onde. Par exemple dans le visible, si la longueur d'onde est 500 nm, la période est de l'ordre de 50 nm, avec des largeurs de motifs métalliques de l'ordre de la dizaine de nanomètres. Néanmoins, des progrès substantiels ont été obtenus récemment, aussi bien concernant la réponse magnétique de structures en optique que la perspective d'obtenir un indice de réfraction négatif [509]. La figure [6.8(b)] montre que l'application de la loi de Snell-Descartes à un métamatériau conduit à l'obtention d'un angle de réfraction négatif. Ces phénomènes de réfraction négative et de focalisation conduisent par exemple à la réalisation de super-lentilles avec une résolution accrue [510]. Une des conséquences de cette hyper-résolution pourrait permettre d'améliorer la capacité de stockage de disques optiques. Citons également la récente démonstration expérimentale d'un métamatériau diélectrique d'indice effectif nul observée dans le domaine infrarouge (autour de 1,5  $\mu\text{m}$ ) [511]. Conformément aux prédictions théoriques conduites sur un cristal photonique (constitué d'alternance de couches d'indice positif et négatif) [512], ces études ont révélé l'existence d'une bande interdite photonique indépendante de la périodicité de la cellule élémentaire et du désordre montrant ainsi l'intérêt de ce type de métamatériaux

pour la réalisation de composants optiques. Toutefois, la réalisation d'un tel matériau utilise souvent des méta-atomes métalliques structurés à l'échelle sub-longueur d'onde et dont le régime de fonctionnement est restreint aux fréquences micro-ondes. La conception d'un métamatériau d'indice effectif nul opérant aux fréquences optiques constitue ainsi un challenge à la fois théorique et technologique. Ces résultats permettent cependant d'envisager l'observation de nouveaux effets optiques (nouvelles résonances optiques, cape d'invisibilité, effet d'auto-collimation [513]). Ils montrent également que les cristaux photoniques sont des structures incontournables pour la réalisation de métamatériaux fonctionnant aux fréquences optiques. Les métamatériaux plasmoniques sont capables de diffuser la lumière de façon opposée à celle des matériaux ordinaires. Récemment, une étude a montré la possibilité de contrôler la trajectoire de plasmons sur une surface métallique structurée à l'échelle nanométrique en leur faisant suivre une trajectoire courbe alors que le mouvement collectif d'électrons à la surface d'un métal se faisait en ligne droite [514]. Le résultat est une cape d'invisibilité, *grosso-modo* lorsque les ondes diffusées par la cape et par l'objet interfèrent, elles s'annulent réciproquement et on aboutit à un effet de transparence, d'invisibilité, sous tous les angles d'observation. Dans ce contexte, j'aimerais orienter ma recherche vers les métamatériaux actifs. Un résultat récent a montré la possibilité de contrôler l'émission spontanée de sources ponctuelles de type boîtes quantiques par un métamatériau métallique planaire [515]. L'hybridation de boîtes quantique semi-conductrice avec des métamatériaux plasmoniques conduit à une exaltation du spectre de photoluminescence. La figure [6.8(c)] montre que cet effet est la signature de l'effet Purcell (exaltation de l'émission spontanée). Les résultats suggèrent qu'il est possible de réaliser des sources de lumière infrarouge ultra-compactes en hybridant un métamatériau métallique avec une couche de boîtes quantiques semi-conductrices. L'application des méta-

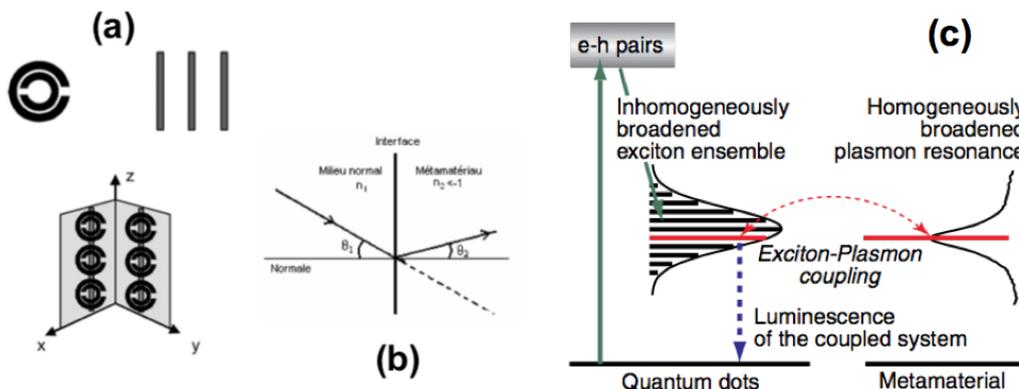


FIGURE 6.8 – (a) Métamatériau composé d'un réseau périodique de fils métalliques ( $\epsilon < 0$ ) et d'un réseau d'anneaux métalliques coupés ( $\mu < 0$ ); (b) Réfraction dans un matériau d'indice négatif (métamatériau); (c) Modification de la photoluminescence en présence ou non de métamatériaux métallique (plasmonique).

matériaux au domaine térahertz suscite également un vif intérêt [509]. Récemment, une étude a rapporté la première intégration de métamatériaux plasmoniques dans des lasers à cascade quantique [516]. Ces résultats laissent présager des possibilités d'adaptation du domaine térahertz au domaine du prochain infra-rouge sur d'autres types de lasers. L'intégration de la métaphotonique dans mon projet de recherches sera fondée sur l'utilisation de métama-

tériaux sur substrats semi-conducteurs III-V. La combinaison de nanostructures quantiques avec des métamatériaux devrait conduire à la réalisation de sources de lumière avancées. L'utilisation de métamatériau peut compenser des pertes optiques engendrées par les résonateurs sub-longueur d'onde réalisés à l'aide de métaux. Il serait alors possible d'utiliser une configuration en onde guidée avec un cœur du guide incorporant un milieu à gain (puits ou boîtes quantiques), mis en œuvre par injection électrique. Le défi est alors de concevoir la meilleure géométrie permettant d'exploiter certains effets liés aux métamatériaux (optimisation de l'interaction onde-métamatériaux) tout en compensant les pertes de propagation.

### 6.3.3 Nanolasers à nanotubes de carbone

Observés pour la première fois en 1991 [517], les nanotubes se présentent comme des tubes creux concentriques séparés de 0,34 nanomètre, avec un diamètre interne de l'ordre du nanomètre et une longueur de l'ordre de quelques micromètres. Ces structures allongées sont éventuellement fermées à leurs extrémités par des pentagones de carbone caractéristiques des fullerènes. Un tel filament présente une résistance 100 fois supérieure à l'acier, pour un poids divisé par six, et cela avec une résistance peu commune aux hautes températures. Leur diamètre est de l'ordre du millionième de millimètre. La structure du nanotube est conventionnellement définie par les indices de chiralité  $(n,m)$ . Un nanotube de carbone de chiralité  $(n,m)$  sera métallique si  $(2n+m)$  est un multiple de 3. Sinon, il sera semi-conducteur. Les nanotubes de carbone [518] [519] présentent des propriétés mécaniques [520], thermiques [521], électriques [522], optiques [523] et optoélectroniques [524] remarquables qui laissent entrevoir de nombreuses applications (microélectronique, matériaux, stockage de l'hydrogène, sources optiques). Grâce à leur énergie de bande interdite directe, les nanotubes de carbone mono-feuillets présentent de fortes potentialités pour les applications photoniques comme par exemple des propriétés de luminescence dans l'infra-rouge proche [525], une bonne accordabilité [526] et une bonne photostabilité [527]. De récentes études expérimentales ont également montré que l'inclusion de nanotubes de carbone dans une cavité Fabry-Perot permettait d'augmenter significativement le signal de photoluminescence [528] [529]. D'autres études ont également prouvé que les nanotubes de carbone sont marqués par une dynamique plus rapide et une efficacité plus grande que celle des puits quantiques [530]. L'obtention de nanotubes en micelles s'obtient en brisant les cordes de nanotubes par des ultra-sons et les nanotubes individuels sont alors stabilisés en suspension par des surfactants ce qui permet une incorporation ultérieure dans diverses matrices (matériaux composites). Des études expérimentales ont révélé que les bandes d'émission des nanotubes isolés en suspension micellaire présentent une faible dérive en puissance et en température (stabilité en longueur d'onde). *A contrario*, les nanotubes en cordes montrent un décalage en énergie des transitions électroniques vers les grandes longueurs d'onde et un élargissement des bandes de transition. Dans le cadre d'une collaboration avec l'INSA, mes perspectives de recherches visent à démontrer la possibilité de réaliser l'inversion de population dans ces nanomatériaux. L'objectif serait de fabriquer un laser à base de nanotubes de carbone pompé électriquement. La stabilité impressionnante des transitions énergétiques observées dans le spectre de photoluminescence des nanotubes en micelles [531] montre une insensibilité des propriétés d'absorption. Ce dernier point est de première importance pour assurer une excellente stabilité de la fréquence d'émission du laser même en présence d'échauffement thermique lequel est en partie responsable de la dérive de fréquence limitant les performances en transmission. A cette fin, notons qu'une récente

contribution a montré la possibilité de réaliser une structure à blocages de mode dans un laser à fibre contenant un absorbant saturable en graphène [532]. La réalisation d'une source optique à nanotubes de carbone serait aussi un axe de recherche original pour l'étude de la dynamique non-linéaire. Les études d'injection optique et de rétroaction optique dans ce type de dispositif permettraient peut-être d'identifier de nouvelles variétés dynamiques.

# Bibliographie

- [1] H. P. Rooksby, "The strength of materials as affected by discontinuities and surface conditions", *Journal of the Society of Glass Technology*, Vol.16, pp.182, (1932).
- [2] A. I. Ekimov and A. A. Onushenko, "Size quantization of the electron energy spectrum in a microscopic semiconductor crystal", *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, Vol. 40, No. (8), pp. 1137-1139, (1984).
- [3] L. Goldstein, F. Glas, J. Y. Marzin, M. N. Charasse and G. Le Roux, "Growth by molecular beam epitaxy and characterization of InAs/GaAs strained-layer superlattices", *Applied Physics Letters*, Vol. 47, No. (10), pp. 1099, (1985).
- [4] N. Kirstaedter, N. N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bimberg, V. M. Ustinov, S. S. Ruvimov, M. V. Maximov, P. S. Kop'ev, Zh. I. Alferov, U. Richter, P. Werner, U. Gosele and J. Heydenreich, "Low threshold, large  $T_0$  injection laser emission from (InGa)As quantum dots", *Electronics Letters*, Vol. 30, No. (17), pp. 1416-1417, (1994).
- [5] Y. Arakawa and H. Sakaki, "Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current", *Applied Physics Letters*, Vol. 40, No. (11), pp. 939-941, (1982).
- [6] M. Asada, Y. Miyamoto and Y. Suematsu, "Gain and the threshold of three-dimensional quantum-box lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 22, No. (9), pp. 1915-1921, (1986).
- [7] M. Lax, "Classical noise V. Noise in self-sustained oscillators", *Physical Review*, Vol. 160, No. (2), pp. 290-307, (1967).
- [8] D. Bimberg, "Semiconductor nanostructures", Springer-Verlag, Berlin, (2010).
- [9] C. H. Henry, "Theory of the linewidth of semiconductor lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 18, No. (2), pp. 259-264, (1982).
- [10] K. Petermann, "Laser diode modulation and noise", Kluwer, (1988).
- [11] H. Su, L. Zhang, A. L. Gray, R. Wang, T. C. Newell, K. J. Malloy and L. F. Lester, "Linewidth study of InAs/InGaAs quantum dot distributed feedback lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 16, No. (10), pp. 2206-2208, (2004)
- [12] H. Su, L. Zhang, A. L. Gray, R. Wang, T. C. Newell, K. J. Malloy and L. F. Lester, "High external feedback resistance of laterally loss-coupled distributed feedback quantum dot semiconductor lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 15, No. (11), pp. 1504-1506, (2003).
- [13] F. Grillot, N. A. Naderi, M. Pochet, C.-Y. Lin, and L. F. Lester, "Variation of the feedback sensitivity in a 1.55- $\mu\text{m}$  InAs/InP quantum dash Fabry-Perot semiconductor laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 93, No. (19), pp. 191108, (2008).

- 
- [14] J. Marciante and G. P. Agrawal, "Nonlinear mechanisms of filamentation in broad-area semiconductor lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 32, No. (4), pp. 590-596, (1996).
- [15] H. Saito, K. Nishi, A. Kamei and S. Sugou, "Low chirp observed in directly modulated quantum dot lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 12, No. (10), pp. 1298-1300, (2000).
- [16] S. R. Bank, H. P. Bae, H. B. Yuen, M. A. Wistey, L. L. Goddard and J. S. Harris, "Room-temperature continuous-wave 1.55- $\mu\text{m}$  GaInNAsSb laser on GaAs", *Electronics Letters*, Vol. 42, No. (3), pp. 156-157, (2006).
- [17] J. A. Gupta, P. J. Barrios, J. A. Caballero, D. Poitras, G. C. Aers, G. Pakulski, G. and X. Wu, "Gain and lifetime of GaInNAsSb narrow ridge waveguide laser diodes in continuous-wave operation at 1.56- $\mu\text{m}$ ", *Applied Physics Letters*, Vol. 89, No. (15), pp. 151119, (2006).
- [18] H. Li, G. T. Liu, P. M. Varangis, T. C. Newell, A. Stintz, B. Fuchs, K. J. Malloy and L. F. Lester, "150-nm tuning range in a grating-coupled external cavity quantum-dot laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 12, No. (7), pp. 759-761, (2000).
- [19] G. Park, D. L. Huffaker, Z. Zou, O. B. Shchekin, D. G. Deppe, "Temperature dependence of lasing characteristics for long wavelength 1.3- $\mu\text{m}$  GaAs-based quantum dot laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 11, No. (3), pp. 301-303, (1999).
- [20] J. M. Gérard, A. Lemaître, B. Legrand, A. Ponchet, B. Gayral, and V. Thierry-Mieg, "Novel prospects for self-assembled InA/GaAs quantum dots", *Journal of Crystal Growth*, Vol. 201, pp. 1109-1116, (1999).
- [21] M. Sugawara, "Self assembled InGaAs/GaAs quantum dots", *Semiconductors and semi-metals*, Vol. 60, Academic San Diego, (1999).
- [22] K. Kawaguchi, N. Yasuoka, M. Ekawa, H. Ebe, T. Akiyama, M. Sugawara and Y. Arakawa, "Controlling polarization of 1.55- $\mu\text{m}$  columnar InAs quantum dots with highly tensile-strained InGaAsP barriers on InP(001)", *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 45, No. (46-50), pp. 1244-1246, (2006).
- [23] M. Sugawara, K. Mukai, Y. Nakata, "Light emission spectra of columnar-shaped self-assembled InGaAs/GaAs quantum-dot lasers : Effect of homogeneous broadening of the optical gain on lasing characteristics", *Applied Physics Letters*, Vol. 74, No. (11), pp. 1561, (1999).
- [24] D. Bimberg, N. Kirstaedter, N. N. Ledentsov, Zh. I. Alferov, P. S. Kop'ev and V. M. Ustinov, "InGaAs-GaAs quantum-dot lasers", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 3, No. (2), pp. 196-205, (1997).
- [25] G. T. Liu, A. Stintz, H. Li, K. J. Malloy, and L. F. Lester, "Extremely low room-temperature threshold current density diode lasers using InAs dots in  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  quantum well", *Electronics Letters*, Vol. 35, No. (14), pp.1163-1165, (1999).
- [26] D. G. Deppe, H. Huang and O. B. Shchekin, "Modulation characteristics of quantum-dot lasers : the influence of p-type doping and the electronic density of states on obtaining high speed", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 38, No. (12), pp. 1587-1593, (2002).
-

- 
- [27] A. Martinez, A. Lemaître, K. Merghem, L. Ferlazzo, C. Dupuis, A. Ramdane, J. G. Provost, B. Dagens, O. Le Gouezigou and O. Gauthier-Lafaye, "Static and dynamic measurements of the  $\alpha$ -factor of five-quantum-dot-layer single-mode lasers emitting at 1.3- $\mu\text{m}$  on GaAs", *Applied Physics Letters*, Vol. 86, No. (21), pp. 211115, (2005).
- [28] A. Markus, J. X. Chen, O. Gauthier-Lafaye, J.-G. Provost, C. Paranthoen, A. Fiore, Impact of intraband relaxation on the performance of a quantum-dot laser, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 9, No. (5), pp. 1308-1314, (2003).
- [29] F. Heinrichsdorff, M. H. Mao, N. Kirsdaeter, A. Krost, D. Bimberg, A. O. Kosogov and P. Werner, "Room-temperature continuous-wave lasing from stacked InAs/GaAs quantum dots grown by metalorganic chemical vapor deposition", *Applied Physics Letters*, Vol. 71, No. (1), pp. 22, (1997).
- [30] F. Schäfer, J. P. Reithmaier and A. Forchel, "High-performance GaInAs/GaAs quantum-dot lasers based on a single active layer", *Applied Physics Letters*, Vol. 74, No. (20), pp. 2915, (1999).
- [31] O. B. Shchekin and D. G. Deppe, "1.3- $\mu\text{m}$  InAs quantum dot laser with  $T_0=161\text{K}$  from 0 to 80°C", *Applied Physics Letters*, Vol. 80, No. (18), pp. 3277, (2002).
- [32] F. Gerschütz, M. Fischer, J. Koeth, M. Chacinski, R. Schatz, O. Kjebon, A. Kovsh, I. Krestnikov and A. Forchel, "Temperature insensitive 1.3- $\mu\text{m}$  InGaAs/GaAs quantum dot distributed feedback lasers for 10 Gbit/s transmission over 21 km", *Electronics Letters*, Vol. 42, No. (25), pp. 1457-1458, (2006).
- [33] B. Dagens, O. Bertran-Pardo, M. Fischer, F. Gerschütz, J. Koeth, I. Krestnikov, A. Kovsh, O. Le Gouezigou and D. Make, "Uncooled directly modulated quantum dot laser 10 Gb/s transmission at 1.3- $\mu\text{m}$ , with constant operation parameters", *European Conference on Optical Communication*, Postdeadline Paper Th 4.5.7, Cannes, France, (2006).
- [34] L. Ya. Karachinsky, T. Kettler, N. Yu. Gordeev, I. I. Novikov, M. V. Maximov, Yu. M. Shernyakov, N. V. Kryzhanovskaya, A. E. Zhukov, E. S. Semenova, A. P. Vasil'ev, V. M. Ustinov, N. N. Ledentsov, A. R. Kovsh, V. A. Shchukin, S. S. Mikhrin, A. Lochmann, O. Schulz, L. Reissmann and D. Bimberg, "High-power singlemode CW operation of 1.5- $\mu\text{m}$  range quantum dot GaAs-based laser", *Electronics Letters*, Vol. 41, No. (8), pp. 478-480, (2005).
- [35] Z. Mi, P. Bhattacharya and J. Yang, "Growth and characteristics of ultralow threshold 1.45- $\mu\text{m}$  metamorphic InAs tunnel injection quantum dot lasers on GaAs", *Applied Physics Letters*, Vol. 89, No. (15), pp. 153109, (2006).
- [36] P. J. A. Thijs, L.F. Tiemeijer, J. J .M. Binsma and T. Van Dongen, "Progress in long wavelength strained-layer InGaAs(P) quantum-well semiconductor lasers and amplifiers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 30, No. (2), pp. 477-499, (1994).
- [37] A. F. Phillips, S. J. Sweeney, A. R. Adams and P. J. A. Thijs, "The Temperature dependence of 1.3- and 1.5- $\mu\text{m}$  compressively strained InGaAs(P) MQW semiconductor lasers", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 5, No. (3), pp. 401-412, (1999).
- [38] B. Stegmüller, B. Borchert and R. Gessner, "1.57- $\mu\text{m}$  Strained-layer quantum-well GaInAlAs ridge waveguide laser diodes with high temperature (130°C) and ultrahigh-speed (17 GHz) performance", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 5, No. (6), pp. 597-599, (1993).
-

- [39] S. Makino, K. Shinoda, T. Kitatani, T. Tsuchiya and M. Aoki, "Wide temperature range (0 to 85°C), 40-km SMF transmission of a 1.55- $\mu\text{m}$ , 10 Gbit/s InGaAlAs electroabsorption modulator integrated DFB laser", *Optical Fiber Conference*, Postdeadline Paper PDP14, Anaheim, (2005).
- [40] J. S. Kim, J. H. Lee, S. U. Hong, W. S. Han, H. Kwack, C. W. Lee and D. K. Oh, "Room-temperature operation of InP-based InAs quantum dot laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 16, No. (7), pp. 1607-1609, (2004).
- [41] D. Franke, M. Moehrle, J. Boettcher, P. Harde, A. Sigmund and H. Kuenzel, "Effect of metal organic vapor phase epitaxy growth conditions on emission wavelength stability of 1.55- $\mu\text{m}$  quantum dot lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 91, No. (8), pp. 081117, (2007).
- [42] R. H. Wang, A. Stintz, P. M. Varangis, T. C. Newell, H. Li, K. J. Malloy and L. F. Lester, "Room-temperature operation of InAs quantum-dash lasers on InP(100)", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 13, No. (8), pp. 767-769, (2001).
- [43] S. Deubert, A. Somers, W. Kaiser, R. Schwertberger, J. P. Reithmaier and A. Forchel, "InP-based quantum dash lasers for wide gain bandwidth applications", *Journal of Crystal Growth*, Vol. 278, No. (1-4), pp. 346-350, (2005).
- [44] H. Su and L. F. Lester, "Dynamic properties of quantum dot distributed feedback lasers : high speed linewidth and chirp", *Journal of Physics D : Applied Physics*, Vol. 38, No. (13), pp. 2112-2218, (2005).
- [45] 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 and G. H. Duan, "Recent advances on InAs/InP quantum dash based semiconductor lasers and optical amplifiers operating at 1.55- $\mu\text{m}$ ", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 13, No. (1), pp. 111-124, (2007).
- [46] J. Kotani, P. J. van Veldhoven, T. de Vries, B. Smalbrugge, E. A. J Bente, M. K. Smit, R. Notzel, "First demonstration of single-layer InAs/InP (100) quantum-dot laser : continuous wave, room temperature, ground state", *Electronics Letters*, Vol. 45, No. (25), pp. 1317-1318, (2009).
- [47] R. Rosales, K. Merghem, A. Martinez, A. Akrouf, J.-P. Turrenc, A. Accard, F. Lelarge, A. Ramdane, "InAs/InP quantum dot passively mode-locked lasers for 1.55- $\mu\text{m}$  applications", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 17, No. (5), pp. 1292-1301, (2011).
- [48] M. Dontabactouny, R. Piron, K. Klaime, N. Chevalier, K. Tavernier, S. Loualiche, A. Le Corre, D. Larsson, C. Rosenberg, E. Semenova and K. Yvind, "41 GHz and 10.6 GHz low threshold and low noise InAs/InP quantum dash two-section mode-locked lasers in L band", *Journal of Applied Physics*, Vol. 111, No. (2), pp. 023102, (2012).
- [49] R. Schwertberger, D. Gold, J. P. Reithmaier and A. Forchel, "Long-wavelength InP-based quantum-dash lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14, No. (6), pp. 735-737, (2002).
- [50] C. N. Allen, P. J. Poole, P. Marshall, J. Fraser, S. Raymond and S. Fafard, "InAs self-assembled quantum-dot lasers grown on (100) InP", *Applied Physics Letters*, Vol. 80, No. (19), pp. 3629, (2002).

- 
- [51] Y. Qiu, D. Uhl, R. Chacon, and R. Q. Yang, "Lasing characteristics of InAs quantum dot lasers on InP(001) substrate", *Applied Physics Letters*, Vol. 83, No. (9), pp. 1704, (2003).
- [52] M. Boutillier, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, F. Lelarge, B. Dagens, D. Make, O. Le Gouezigou, B. Rousseau, A. Accard, F. Poingt, F. Pommereau and F. Lozes-Dupuy, "First evaluation of proton irradiation effects on InAs/InP quantum dash laser diodes emitting at 1.55  $\mu\text{m}$ ", *IEEE Journal of Transactions in Nuclear Science*, Vol. 55, No. (4), pp. 2243-2247, (2008).
- [53] P. Caroff, C. Paranthoen, C. Platz, O. Dehaese, H. Folliot, N. Bertru, C. Labbe, R. Piron, E. Homeyer, A. Le Corre, S. Loualiche, "High-gain and low-threshold InAs quantum-dot lasers on InP", *Applied Physics Letters*, Vol. 87, No. (24), pp. 243107, (2005).
- [54] E. Homeyer, R. Piron, F. Grillot, O. Dehaese, K. Tavernier, E. Macé, A. Le Corre, and S. Loualiche, "First demonstration of a 1520 nm RT InAs/InP(311)B laser with an active zone based on a single QD layer", *Semiconductor Science and Technology*, Vol. 22, No. (7), pp. 827-830, (2007).
- [55] H. Saito, K. Nishi and S. Sugou, "Low chirp observed in directly modulated quantum dot lasers", *Electronics Letters*, Vol. 37, No. (21), pp. 1293-1295, (2001).
- [56] G. Moreau, K. Merghem, A. Martinez, S. Bouchoule, A. Ramdane, F. Grillot, R. Piron, O. Dehaese, E. Homeyer, K. Tavernier and S. Loualiche, P. Berdaguer and F. Pommereau, "1516 nm room temperature CW operation of a quantum dot InAs/InP(311)B single-mode laser", *Electronics Letters*, Vol. 43, No. (10), pp. 571-572, (2007).
- [57] A. Martinez, K. Merghem, S. Bouchoule, G. Moreau, A. Ramdane, J.-G. Provost, F. Alexandre, F. Grillot, O. Dehaese, R. Piron and S. Loualiche, "Dynamic properties of InAs/InP(311)B quantum dot Fabry-Perot lasers emitting at 1.52- $\mu\text{m}$ ", *Applied Physics Letters*, Vol. 93, No. (2), pp. 021101, (2008).
- [58] P. Miska, C. Paranthoen, J. Even, N. Bertru, A. Le Corre and O. Dehaese, "Experimental and theoretical studies of electronic energy levels in InAs quantum dots grown on (001) and (113)B InP substrates", *Journal of Physics : Condensed Matter*, Vol. 14, No. (47), pp. 12301, (2002).
- [59] J. Y. Marzin and G. Bastard, "Calculation of the energy levels in InAs/GaAs quantum dots", *Solid State Communications*, Vol. 92, No. (5), pp. 437-442, (1994).
- [60] O. Stier, M. Grundmann and D. Bimberg, "Electronic and optical properties of strained quantum dots modeled by 8-band k.p theory", *Physical Review B*, Vol. 59, No. (8), pp. 5688-5701, (1999).
- [61] C. Cornet, A. Schliwa, J. Even, F. Doré, C. Celebi, A. Létoublon, E. Macé, C. Paranthoen, A. Simon, P. M. Koenraad, N. Bertru, D. Bimberg, and S. Loualiche, "Electronic and optical properties of InAs/InP quantum dots on InP(100) and InP(311)B substrates : Theory and experiment", *Physical Review B*, Vol. 74, No. (3), pp. 035312, (2006).
- [62] J. Even, F. Doré, C. Cornet, and L. Pedesseau, "Semianalytical model for simulation of electronic properties of narrow-gap strained semiconductor quantum nanostructures", *Physical Review B*, Vol. 77, No. (8), pp. 085305, (2008).
- [63] P. E. Lippens and M. Lannoo, "Comparison between calculated and experimental values of the lowest excited electronic state of small CdSe crystallites", *Physical Review B*, Vol. 41, No. (9), pp. 6079-6081, (1990).
-

- 
- [64] J. M. Jancu, R. Scholz, F. Beltram, F. Bassani, "Empirical spds\* tight-binding calculation for cubic semiconductors : General method and material parameters", *Physical Review B*, Vol. 57, No. (11), pp. 6493-6507, (1998).
- [65] A. J. Williamson, L. W. Wang, and A. Zunger, "Theoretical interpretation of the experimental electronic structure of lens-shaped self-assembled InAs/GaAs quantum dots", *Physical Review B*, Vol. 62, No. (19), pp. 12963-12977, (2000).
- [66] M. Grundmann, R. Heitz, D. Bimberg, J. H. H. Sandmann and J. Feldmann, "Carrier dynamics in quantum Dots : modeling with master equations for the transitions between micro-states", *Physics Statu Solidi(b)*, Vol. 203, No. (1), pp. 121-132, (1997).
- [67] K. Mukai, N. Ohtsuka, H. Shoji and M. Sugawara, "Emission from discrete levels in self-formed InGaAs/GaAs quantum dots by electric carrier injection : Influence of phonon bottleneck", *Applied Physics Letters*, Vol. 68, No. (21), pp. 3013, (1996).
- [68] V. K. Kalevich, M. Paillard, V. Kavokin, X. Marie, A. R. Kovsh, T. Amand, A. E. Zhukov, Yu. G. Musikhin, V. M. Ustinov and B. Zakharchenya, "Spin redistribution due to Pauli blocking in quantum dots", *Physical Review B*, Vol. 64, No. (4), pp. 045309, (2001).
- [69] V. K. Kalevich, M. Paillard, K. V. Kavokin, X. Marie, E. Vanelle, T. Amand, A. R. Kovsh, A. E. Zhukov, V. M. Ustinov and B. P. Zakharchenya, "Dynamical redistribution of mean electron spin over the energy spectrum of quantum dots", *Physica Status Solidi(b)*, Vol. 224, No. (2), pp. 567-571, (2001).
- [70] G. A. Agrawal and N. K. Dutta, "Long-Wavelength Semiconductor Laser", Van Nostrand Reinhold Compagny, New-York, (1986).
- [71] W. W. Chow, S. W. Koch and M. Sargent, "Semiconductor Laser Physics", Springer Verlag, Berlin, (1994).
- [72] L. A. Coldren and S. W. Corzine, "Diode Laser and Photonic Integrated Circuits", Wiley and Sons, (1995).
- [73] P. S. Zory, "Quantum Well Laser", Academic Press, Boston, (1993).
- [74] M. Sugawara, K. Mukhai and H. Shoji, "Effect of phonon bottleneck on quantum-dot laser performance", *Applied Physics Letters*, Vol. 71, No. (19), pp. 2791, (1997).
- [75] A. Sakamoto and M. Sugawara, "Theoretical calculation of lasing spectra of quantum-dot lasers : effect of homogeneous broadening of optical gain", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 12, No. (2), pp. 107-109, (2000).
- [76] M. Sugawara, K. Mukai, Y. Nakata and H. Ishikawa, "Effect of homogeneous broadening of optical gain on lasing spectra in self-assembled  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  quantum dot lasers", *Physical Review B*, Vol. 61, No. (11), pp. 7595-7603, (2000).
- [77] T. W. Berg, S. Bischoff, I. Magnusdottir and J. Mork, "Ultrafast gain recovery and modulation limitations in self-assembled quantum-dot devices", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 13, No. (6), pp. 541-543, (2001).
- [78] T. Erneux, E. A. Viktorov, P. Mandel, S. Azougui and A. Ramdane, "Relaxation characteristics of quantum-dash-based semiconductor lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 95, No. (23), pp. 231107, (2009).
- [79] K. Lüdge, E. Shöll, E. Viktorov and T. Erneux, "Analytical approach to modulation properties of quantum dot lasers", *Journal of Applied Physics*, Vol. 109, No. (10), pp. 103112, (2011).
-

- 
- [80] C. Wang, F. Grillot and J. Even, "Carrier escape from ground state and non-zero resonance frequency at low bias powers for semiconductor quantum-dot lasers", *SPIE Photonics Europe*, Brussels, Belgium, (2012).
- [81] C. Wang, F. Grillot and J. Even, "Impacts of wetting layer and excited state on the modulation response of quantum dot lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 48, No. (9), pp. 1144-1150, (2012).
- [82] T. Inoshita and H. Sakaki, "Electron relaxation in a quantum dot : Significance of multiphonon", *Physical Review B*, Vol. 46, No. (11), pp. 7260-7263, (1992).
- [83] U. Bockelmann and G. Bastard, "Phonon scattering and energy relaxation in two-, one-, and zero-dimensional electron gases", *Physical Review B*, Vol. 42, No. (14), pp. 8947-8951, (1990).
- [84] H. Benisty, C. M. Sotomayor-Torès and C. Weisbush, "Intrinsic mechanism for the poor luminescence properties of quantum-box systems", *Physical Review B*, Vol. 44, No. (19), pp. 10945-10948, (1991).
- [85] U. Bockelmann and T. Egeler, "Electron relaxation in quantum dots by means of Auger processes", *Physical Review B*, Vol. 46, No. (23), pp. 15574-15577, (1992).
- [86] B. Ohnesorge, M. Albrecht, J. Oshinowo, and A. Forchel, "Rapid carrier relaxation in self-assembled  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  quantum dots", *Physical Review B*, Vol. 54, No. (16), pp.11532-11538, (1996).
- [87] F. Adler, M. Geiger, A. Bauknecht, F. Scholz, H. Schweizer, M.H. Pilkuhn, B. Ohnesorge, and A. Forchel, "Optical transitions and carrier relaxation in self assembled  $\text{InAs}/\text{GaAs}$  quantum dots", *Journal of Applied Physics*, Vol. 80, No. (7), pp. 4019, (1996).
- [88] R. Heitz, H. Born, F. Gu arth, O. Stier, A. Schliwa, A. Homann, and D. Bimberg, "Existence of a phonon bottleneck for excitons in quantum dots", *Physical Review B*, Vol. 64, No. (24), pp. 241305, (2001).
- [89] U. Bockelmann, W. Heller, A. Filoramo, and Ph. Roussignol, "Microphotoluminescence studies of single quantum dots. I. Time-resolved experiments", *Physical Review B*, Vol. 55, No. (7), pp. 4456-4468, (1997).
- [90] T. S. Sosnowski, T. B. Norris, H. Jiang, J. Singh, K. Kamath and P. Bhattacharya, "Rapid carrier relaxation in  $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}$  quantum dots characterized by differential transmission spectroscopy", *Physical Review B*, Vol. 57, No. (16), pp. 9423-9426, (1998).
- [91] R. Ferreira and G. Bastard, "Phonon-assisted capture and intradot Auger relaxation in quantum dots", *Applied Physics Letters*, Vol. 74, No. (19), pp. 2818, (1999).
- [92] R. Heitz, M. Veit, N. N. Ledentsov, D. Bimberg, V. M. Ustinov, P. S. Kop'ev, and Zh. I. Alferov, "Energy relaxation by multiphonon processes in  $\text{InAs}/\text{GaAs}$  quantum dots", *Physical Review B*, Vol. 56, No. (16), pp. 10435-10445, (1997).
- [93] M. J. Steer, D. J. Mowbray, W. R. Tribe, M. S. Skolnick, M. D. Sturge, M. Hopkinson, A. G. Cullis, C. R. Whitehouse, and R. Murray, "Electronic energy levels and energy relaxation mechanisms in self-organized  $\text{InAs}/\text{GaAs}$ ", *Physical Review B*, Vol. 54, No. (24), pp. 17738-17744, (1996).
- [94] Al. L. Efros, V. A. Kharchenko and M. Rosen, "Breaking the phonon bottleneck in nanometer quantum dots : role of the Auger-like processes", *Solid State Communications*, Vol. 93, No. (4), pp. 281-284, (1995).
-

- 
- [95] P. Miska, C. Paranthoen, J. Even, O. Dehaese, H. Folliot, N. Bertru, S. Loualiche, M. Senes and X. Marie, "Optical spectroscopy and modelling of double-cap grown InAs/InP quantum dots with long wavelength emission", *Semiconductor Science and Technology*, Vol. 17, No. (10), pp. 63- , (2002).
- [96] S. Hinooda, S. Loualiche, B. Lambert, N. Bertru, M. Paillard, X. Marie and T. Amand, "Wetting layer carrier dynamics in InAs/InP quantum dots", *Applied Physics Letters*, Vol. 78, No. (20), pp. 3052, (2001).
- [97] S. Sanguinetti, M. Gurioli, T. Kuroda, K. Watanabe, T. Tateno, F. Minami, M. Wakaki and N. Koguchi, "Carrier relaxation in quantum dots without wetting layer", *Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures* , Vol. 17, pp. 91-92, (2003).
- [98] M. Paillard, X. Marie, E. Vanelle, T. Amand, V. K. Kalevich, A. R. Kovsh, A. E. Zhukov and V. M. Ustinov, "Time-resolved photoluminescence in self-assembled InAs/GaAs quantum dots under strictly resonant excitation", *Applied Physics Letters*, Vol. 76, No. (1), pp. 76, (2000).
- [99] A. V. Uskov, McInerney, F. Adler, H. Schweizer and M. H. Pilkuhn, "Auger carrier capture kinetics in self-assembled quantum dot structures", *Applied Physics Letters*, Vol. 72, No. (1), pp. 58-60, (1998).
- [100] S. Raymond, S. Fafard, P. J. Poole, A. Wojs, P. Hawrylak, S. Charbonneau, D. Leonard, P. M. Petroff, J. L. Merz, "State filling and time-resolved photoluminescence of excited states in  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  self-assembled quantum dots", *Physical Review B*, Vol. 54, No.(16), pp. 11548-11554, (1996).
- [101] R. Heitz, A. Kalburge, Q. Xie, M. Grundmann, P. Chen, A. Hoffman, A. Madhukar, D. Bimberg, "Excited states and energy relaxation in stacked InAs/GaAs quantum dots", *Physical Review B*, Vol. 57, No. (15), pp. 9050-9060, (1998).
- [102] V. Zwiller, M. E. Pistol, D. Hessman, R. Cederstrom, W. Seifert, L. Samuelson, "Time-resolved studies of single semiconductor quantum dots", *Physical Review B*, Vol. 59, No. (7), pp. 5021-5025, (1999).
- [103] I. V. Ignatiev, I. E. Kozin, S. V. Nair, H.-W Ren, S. Sogou, Y. Masumoto, "Carrier relaxation dynamics in InP quantum dots studied by artificial control of nonradiative losses", *Physical Review B*, Vol. 61, No. (23), pp.15633-15636, (2000).
- [104] S. Lan, K. Akahane, H.-Z. Song, Y. Okada, M. Kawabe, T. Nishimura and O. Wada, "Capture, relaxation, and recombination in two-dimensional quantum dot superlattices", *Physical Review B*, Vol. 61, No. (24), pp. 16847-16853, (2000).
- [105] C. Lobo, N. Perret, D. Morris, J. Zou, D. J. H. Cockayne, R. Rinaldi, A. Passaseo, R. Cingolani, "Carrier capture and relaxation in Stranski-Krastanow  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}(311)\text{B}$  quantum dots", *Physical Review B*, Vol. 62, No. (4), pp. 2737-2742, (2000).
- [106] S. Marcinkevicius and R. Leon, "Carrier capture and escape in  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  quantum dots : effects of intermixing", *Physical Review B*, Vol. 59, No. (7), pp. 4630-4633, (1999).
- [107] S. Sauvage, P. Boucaud, F. Glotin, R. Prazeres, J.-M. Ortega, A. Lemaître; J.-M. Gérard, and V. Thierry-Mieg, "Saturation of intraband absorption and electron relaxation time in n-doped InAs/GaAs self-assembled quantum dots", *Applied Physics Letters*, Vol. 73, No. (26), pp. 3818-3820, (1998).
-

- 
- [108] 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, *Journal of Optical and Quantum Electronics*, Vol. 38, No. (4-6), pp. 369-379, (2006).
- [109] E. Péronne, T. Polack, J. F. Lampin, F. Fossard, F. Julien, J. Brault, M. Gendry, O. Marty and A. Alexandrou, "Femtosecond measurement of electron capture and inter-subband relaxation in self-organized InAs quantum wires on  $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}/\text{InP}$ ", *Physical Review B*, Vol. 63, No. (8), pp. 081307, (2001).
- [110] P. Miska, J. Even, O. Dehaese, and X. Marie, "Carrier relaxation dynamics in InAs/InP quantum dots", *Applied Physics Letters*, Vol. 92, No. (19), pp. 191103, (2008).
- [111] P. Miska, J. Even, X. Marie, and O. Dehaese, "Electronic structure and carrier dynamics in InAs/InP double-cap quantum dots", *Applied Physics Letters*, Vol. 94, No. (6), pp. 061916, (2009).
- [112] M. Grundman, O. Stier and D. Bimberg, "InAs/GaAs pyramidal quantum dots : Strain distribution, optical phonons, and electronic structure", *Physical Review B*, Vol. 52, No. (16), pp. 11969-11981, (1995).
- [113] K. Veselinov, F. Grillot, C. Cornet, J. Even, A. Bekiarski, M. Gioannini, and S. Loualiche, "Analysis of the double laser emission occurring in  $1.55\mu\text{m}$  InAs-InP (113)B quantum dot lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 43, No. (9), pp. 810-816, (2007).
- [114] H. Jiang and J. Singh, "Nonequilibrium distribution in quantum dots lasers and influence on laser spectral output", *Journal of Applied Physics*, Vol. 85, No. (10), pp. 7438-7442, (1999).
- [115] A. Markus, J. X. Chen, C. Paranthoen, A. Fiore, C. Platz, and O. Gauthier-Lafaye, "Simultaneous two-state lasing in quantum-dot lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 82, No. (12), pp. 1818-1820, (2003).
- [116] M. Sugawara, N. Hatori, H. Ebe, Y. Arakawa, T. Akiyama, K. Otsubo, and Y. Nakata, "Modeling room-temperature lasing spectra of  $1.3\mu\text{m}$  self-assembled InAs/GaAs quantum-dot lasers : Homogeneous broadening of optical gain under current injection", *Journal of Applied Physics*, Vol. 97, No. (4), pp. 043523, (2005).
- [117] C. Platz, C. Paranthoen, P. Caroff, N. Bertru, C. Labbe, J. Even, O. Dehaese, H. Folliot, A. Le Corre, S. Loualiche, G. Moreau, J. C. Simon, and A. Ramdane, "Comparison of InAs quantum dot lasers emitting at  $1.55\mu\text{m}$  under optical and electrical injection", *Semiconductor Science and Technology*, Vol. 20, No. (5), pp. 459-463, (2005).
- [118] F. Grillot, K. Veselinov, M. Gioannini, I. Montrosset, J. Even, R. Piron, E. Homeyer, S. Loualiche, "Spectral analysis of  $1.55\mu\text{m}$  InAs/InP(113)B quantum-dot lasers based on a multipopulation rate equations model", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 45, No. (7), pp. 872-978, (2009).
- [119] J. Liu, Z. Lu, S. Raymond, P. J. Poole, P. J. Barrios, and D. Poitras, "Dual wavelength  $92.5\text{ GHz}$  self-mode-locked InP-based quantum dot laser", *Optics Letters*, Vol. 33, No. (15), pp.1702-1704, (2008).
- [120] M.S. Tahvili, M.J.R. Heck, R. Nötzel, M.K. Smit, and E.A.J.M. Bente, "Dual wavelength mode-locking of InAs/InP quantum dot laser diodes at  $1.5\mu\text{m}$ ", *IEEE Photonics Conference*, paper No. MN3, pp. 111-112, (2011).
-

- 
- [121] H. Kamada, H. Gotoh, J. Temmyo, T. Takagahara, and H. Ando, "Exciton Rabi oscillation in a single quantum dot", *Physical Review Letters*, Vol. 87, No. (24), pp. 246401, (2001).
- [122] H. Htoon, T. Takagahara, D. Kulik, O. Baklenov, A. L. Holmes, Jr., and C. K. Shih, "Interplay of Rabi Oscillations and Quantum Interference in Semiconductor Quantum Dots", *Physical Review Letters*, Vol. 88, No. (8), pp. 087401, (2002).
- [123] M. Rossetti, A. Markus, A. Fiore, L. Occhi, and C. Velez, "Quantum dot superluminescent diodes emitting at 1.3  $\mu\text{m}$ ", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 17, No. (3), pp. 540-542, (2005).
- [124] K. Veselinov, F. Grillot, A. Bekiarski and S. Loualiche, "Modelling of the two-state lasing and the turn-on delay in 1.55 $\mu\text{m}$  InAs/InP(113)B quantum dot lasers", *IET Optoelectronics*, Vol. 153, No. (6), pp. 308-311, (2006).
- [125] M. Gioannini, A. Sevega and I. Montrosset, "Simulations of differential gain and linewidth enhancement factor of quantum dot semiconductor lasers", *Optical and Quantum Electronics*, Vol. 38, No. (2-4), pp. 381-394, (2006).
- [126] B. J. Stevens, D. T. D Childs, H. Shahid and R. A. Hogg, "Direct modulation of excited state quantum dot lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 95, No. (6), pp. 061101, (2009).
- [127] D. O'Brien, S. P. Hegarty, G. Huyet, J. G. McInerney, T. Kettler, M. Laemmlin, D. Bimberg, V. M. Ustinov, A. E. Zhukov, S. S. Mikhlin, A. R. Kovsh, "Feedback sensitivity of 1.3  $\mu\text{m}$  InAs/GaAs quantum dot lasers", *Electronics Letters*, Vol. 39, No. (25), pp. 1819-1820, (2003).
- [128] E. Rosencher, "Optoélectronique", Masson, (1998).
- [129] K. Matsuda, K. Ikeda, T. Saiki, H. Tsuchiya, H. Saito, N. Nishi, "Homogeneous linewidth broadening in a In<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>As/GaAs single quantum dot at room temperature investigated using a highly sensitive near-field scanning optical microscope", *Physical Review B*, Vol. 63, No. (12), pp.121304, (2001).
- [130] K. Veselinov, F. Grillot, M. Gioannini, I. Montrosset, E. Homeyer, R. Piron, J. Even, A. Bekiarski, S. Loualiche, "Lasing spectra of 1.55 $\mu\text{m}$  InAs/InP quantum dot lasers : theoretical analysis and comparison with the experiments", *Optical and Quantum Electronics*, Vol. 40, No. (2-4), pp. 227-237, (2008).
- [131] L. H. Li, M. Rossetti, A. Fiore, L. Occhi and C. Velez, "Wide emission spectrum from superluminescent diodes with chirped quantum dot multilayers", *Electronics Letters*, Vol. 41, No. (1), pp. 41-43, (2005).
- [132] E. Homeyer, R. Piron, P. Caroff, C. Paranthoen, O. Dehaese, A. Le Corre and S. Loualiche, "Temperature studies on a single InAs/InP QD layer laser emitting at 1.55  $\mu\text{m}$ ", *Physica Status Solidi (c)*, Vol. 3, No. (3), pp. 407-410, (2006).
- [133] Y. Qiu, D. Uhl, R. Chacon, R. Q. Yang, "Lasing characteristics of InAs quantum-dot lasers on (100) InP substrate", *Applied Physics Letters*, Vol. 83, No. (9), pp.1704, (2003).
- [134] K. Vahala, L. C. Chiu, S. Margalit and A. Yariv, "On the linewidth enhancement factor  $\alpha$  in semiconductor injection lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 42, No. (8), pp. 631-633, (1983).
- [135] K. Vahala, and A. Yariv, "Semiclassical theory of noise in semiconductor lasers - Part I", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 19, No. (6), pp. 1093-1101, (1983).
-

- 
- [136] W. Elsässer, "Power dependence of the linewidth enhancement term in semiconductor lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 44, No. (12), pp. 1126-1128, (1984).
- [137] G. P. Agrawal, "Spectral hole-burning and gain saturation in semiconductor lasers : strong-signal theory", *Journal of Applied Physics*, Vol. 63, No. (4), pp.1232-1235, (1988).
- [138] G. B. Arfken and H. J. Weber, "Mathematical Methods for Physicists", Academic Press Wiley, (1995).
- [139] L. D. Westbrook, "Dispersion of the linewidth broadening factor in 1.5  $\mu\text{m}$  laser diodes", *Electronics Letters*, Vol. 21, No. (22), pp. 1018-1019, (1985).
- [140] K. Furuya, "Dependence of linewidth enhancement factor  $\alpha$  on waveguide structure in semiconductor lasers", *Electronics Letters*, Vol. 21, No. (5), pp. 200-201, (1985)
- [141] J. Arnaud, "Role of the Petermann's K-factor in semiconductor laser oscillators", *Electronics Letters*, Vol. 21, No. (12), pp. 538-539, (1985)
- [142] M. Osinski and J. Buus, "Linewidth broadening factor in semiconductor lasers - an overview", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 23, No. (1), pp. 9-29, (1987).
- [143] B. W. Hakki and T. L. Paoli, "Gain spectra in GaAs double-heterostructure injection laser", *Journal of Applied Physics*, Vol. 46, No. (3), pp. 1299-1306, (1975).
- [144] I. D. Henning and J. V. Collins, "Measurements of the semiconductor laser linewidth broadening factor", *Electronics Letters*, Vol. 19, No. (22), pp. 927-929, (1983).
- [145] G. E. Shtengel, G. L. Belenky, M. S. Hybertsen, R. F. Kazarinov, D. A. Ackerman, "Advances in measurement of physical parameters of semiconductor lasers", *International Journal of High Speed Electronics and Systems*, Vol. 9, No. (4), pp. 901-940, (1998).
- [146] G. P. Agrawal and C. M. Bowden, "Concept of linewidth enhancement factor in semiconductor lasers : Its usefulness and limitations", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 5, No. (6), pp. 640-642, (1993).
- [147] F. Grillot, B. Dagens, J. G. Provost, H. Su, and L. F. Lester, "Gain compression and above threshold linewidth enhancement factor in 1.3 $\mu\text{m}$  InAs-GaAs quantum-dot lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 44, No. (10), pp. 946-951, (2008).
- [148] G. P. Agrawal, "Effect of gain and index nonlinearities on single-mode dynamics in semiconductor lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 26, No. (11), pp. 1901-1909, (1990).
- [149] Z. Toffano, A. Destrez, C. Birocheau and L. Hassine, "New linewidth enhancement determination method in semiconductor lasers based on spectrum analysis above and below threshold", *Electronics Letters*, Vol. 28, No. (1), pp. 9-11, (1992).
- [150] A. Villafranca, J.A. Lázaro, I. Salinas and I. Garcés, "Measurement of the linewidth enhancement factor in DFB lasers using a high-resolution optical spectrum analyzer", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 17, No. (11), pp. 2268-2270, (2005).
- [151] A. Villafranca, A. Villafranca, G. Giuliani and I. Garces, "Mode-resolved measurements of the linewidth enhancement factor of a Fabry-Perot laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 21, No. (17), pp. 1256-1258, (2009).
- [152] R. Hui, A. Mecozzi, A. D'Ottavi and P. Spano, "Novel measurement technique of  $\alpha$ -factor in DFB semiconductor lasers by injection locking", *Electronics Letters*, Vol. 26, No. (14), pp. 997-998, (1990).
-

- 
- [153] G. Liu, X. Jin and S. L. Chuang, "Measurement of linewidth enhancement factor of semiconductor lasers using an injection-locking technique", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 13, No. (5), pp. 430-432, (2001).
- [154] C. H. Lin, H. H. Lin and F. Y. Lin, "Four-wave mixing analysis of quantum dot semiconductor lasers for linewidth enhancement factor extraction", *Optics Express*, Vol. 20, No. (1), pp. 101-110, (2012).
- [155] K. E. Chlouverakis, K. M. Al-Aswad I. D. Henning and M. J. Adams, "Determining laser linewidth parameter from Hopf bifurcation minimum in lasers subject to optical injection", *Electronics Letters*, Vol. 39, No. (16), pp. 1185-1186, (2003).
- [156] Y. Yu, G. Giuliani and S. Donati, "Measurement of the linewidth enhancement factor of semiconductor lasers based on the optical feedback self-mixing effect", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 16, No. (4), pp. 990-992, (2004).
- [157] A. Villafranca, J. Lasobras, I. Garces, G. Giuliani, S. Donati, M. Chacinski, R. Schatz, C. Kouloumentas, D. Klionidis, I. Tomkos, P. Landais, R. Escorihuela, J. Rorison, J. Pozo, A. Fiore, P. Moreno, M. Rossetti, W. Elsasser, J. Von Staden, G. Huyet, M. Saarinen, M. Pessa, P. Leinonen, V. Vilokkinen, M. Sciamanna, J. Danckaert, K. Panajotov, T. Fordell, A. Lindberg, J.-F. Hayau, J. Poette, P. Besnard, and F. Grillot, "Linewidth Enhancement Factor of Semiconductor Lasers : Results from Round-Robin Measurements in COST 288", *Lasers and Electro-Optics and the International Quantum Electronics Conference (CLEO-IQEC)*, Baltimore, USA, (2007).
- [158] R. P. Green, J.-H. Xu, L. Mahler, A. Tredicucci, F. Beltram, G. Giuliani, H. E. Beere and D. A. Ritchie, "Linewidth enhancement factor of terahertz quantum cascade lasers," *Applied Physics Letters*, Vol. 92, No. (7), pp. 071106, (2008).
- [159] C. Palavicini, G. Campuzano, B. Thedrez, Y. Jaouen and P. Gallion, "Analysis of optical-injected distributed feedback lasers using complex optical low-coherence reflectometry", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 15, No. (12), pp. 1683-1685, (2003).
- [160] F. Devaux, Y. Sorel, J.F. Kerdiles, "Simple measurement of fiber dispersion and of chirp parameter of intensity modulated light emitter", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 11, No. (12), pp.1937-1940, (1993).
- [161] A. Royset, L. Bjerkan, D. Myhre and L. Hafskjaer, "Use of dispersive optical fibre for characterisation of chirp in semiconductor lasers", *Electronics Letters*, Vol. 30, No. (9), pp.710-712, (1994).
- [162] R. C. Srinivasan and J. C. Cartledge, "On using fiber transfer functions to characterize laser chirp and fiber dispersion", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 7, No. (11), pp. 1327-1329, (1995).
- [163] C. Harder, K. Vahala, A. Yariv, "Measurement of the linewidth enhancement factor  $\alpha$  of semiconductor lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 42, No. (4), pp. 328-330, (1983).
- [164] R. Schimpe, J. E. Bowers and T. L. Koch, "Characterization of frequency response of 1.5- $\mu\text{m}$  InGaAsP DFB laser diode and InGaAs PIN photodiode by heterodyne measurement technique", *Electronics Letters*, vol. 22, No. (9), pp. 453-454, (1986).
- [165] U. Kruger and K. Kruger, "Simultaneous measurement of the linewidth enhancement factor  $\alpha$ , and FM and AM response of a semiconductor laser", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 13, No. (4), pp. 592-597, (1995).
-

- 
- [166] T. Zhang, N. H. Zhu, B. H. Zhang and X. Zhang, "Measurement of chirp parameter and modulation index of a semiconductor laser based on optical spectrum analysis", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 19, No. (4), pp. 227-229, (2007).
- [167] S. Gerhard, C. Schilling, F. Gerschütz, M. Fischer, J. Koeth, I. Krestnikov, A. Kkovsh, M. Kamp and S. Höfling, "Frequency-dependent linewidth enhancement factor of quantum dot lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 20, No. (20), pp. 1736-1739, (2008).
- [168] J.-G. Provost and F. Grillot, "Measuring the chirp and the linewidth enhancement factor of optoelectronic devices with a Mach-Zehnder interferometer", *IEEE Photonics Journal*, Vol. 3, No. (3), pp. 476-488, (2011).
- [169] H. Olesen and G. Jacobsen, "Phase delay between intensity and frequency modulation of a semiconductor laser (including a new measurement method)", *European Conference on Optical Communications (ECOC)*, paper No. (BIV-4), Cannes (1982).
- [170] D. Welford and S. B. Alexander, "Magnitude and phase characteristics of frequency modulation in directly modulated GaAlAs semiconductor diode lasers", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 3, No. (5), pp. 1092-1099, (1985).
- [171] E. Goobar, L. Gillner, R. Schatz, B. Broberg, S. Nilsson and T. Tanbunek, "Measurement of a VPE-transported DFB laser with blue-shifted frequency modulation response from dc to 2GHz", *Electronics Letters*, Vol. 24, No. (12), pp. 746-747, (1988).
- [172] R. S. Vodhanel and S. Tsuji, "12 GHz FM bandwidth for a 1530 nm DFB laser", *Electronics Letters*, Vol. 24, No. (22), pp. 1359-1361, (1988).
- [173] R. A. Saunders, J. P. King and I. Hardcastle, "Wideband chirp measurement technique for high bit rate sources", *Electronics Letters*, Vol. 30, No. (16), pp. 1336-1338, (1994).
- [174] R. Brenot, M.D. Manzanedo, J.-G. Provost, O. Legouezigou, F. Pommereau, F. Poingt, L. Legouezigou, E. Derouin, O. Drisse, B. Rousseau, F. Martin, F. Lelarge and G.H. Duan, "Chirp reduction in quantum dot-like semiconductor optical amplifiers", *European Conference on Optical Communications (ECOC)*, paper No. (we.08.6.6), Berlin, (2007).
- [175] J.-G. Provost, A. Martinez, A. Shen and A. Ramdane, "Single step measurement of optimal transmitters Henry factor using sinusoidal optimal phase modulations", *Optics Express*, Vol. 19, No. (22), pp. 21396-21403, (2011).
- [176] J. Manning, R. Olshansky, D. M. Fye, and W. Powazinik, "Strong influence of nonlinear gain on spectral and dynamic characteristics of InGaAsP lasers", *Electronics Letters*, Vol. 21, No. (11), pp. 496-497, (1985).
- [177] X. Pan, H. Olesen, and B. Tromborg, "Influence of nonlinear gain on DFB laser linewidth", *Electronics Letters*, Vol. 26, No. (14), pp. 1074-1076, (1990).
- [178] G. P. Agrawal, "Modulation bandwidth of high-power single-mode semiconductor lasers : Effect of intraband gain saturation", *Applied Physics Letters*, Vol. 57, No. (1), pp. 1-3, (1990).
- [179] T. Takahashi and Y. Arakawa, "Nonlinear gain effects in quantum well, quantum well wire and quantum well box lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 27, No. (6), pp. 1824-1829, (1991).
- [180] T. L. Koch and R. A. Linke, "Effect of nonlinear gain reduction on semiconductor laser wavelength chirping", *Applied Physics Letters*, Vol. 48, No. (10), pp. 613-615, (1986).
-

- 
- [181] T. L. Koch and R. A. Linke, "Effect of nonlinear gain reduction on semiconductor laser wavelength chirping", *Applied Physics Letters*, Vol. 48, No. (10), pp.613-615, (1986).
- [182] M. Willatzen, A. Uskov, J. Mork, H. Olesen, B. Tromborg and A. J. Paulo, "Nonlinear gain suppression in semiconductor lasers due to carrier heating", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 3, No. (7), pp. 606-609, (1991).
- [183] G. E. Shtengel, R. F. Kazarinov, G. L. Belenky and C. L. Reynolds, "Wavelength chirp and dépendance of carrier temperature on current in MQW InGaAsP-InP lasers", *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 33, No. (8), pp.1396-1402, (1997).
- [184] G. P. Agrawal, "Intensity dependence of the linewidth enhancement factor and its implications for semiconductor lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 1, No. (8), pp. 212-214, (1989).
- [185] G. P. Agrawal, "Effect of gain and index nonlinearities on single-mode dynamics in semiconductor lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 26, No. (11), pp. 1901-1909, (1990).
- [186] A. J. Zilkie, "High-speed properties of 1.55  $\mu\text{m}$  wavelength quantum dot semiconductor amplifiers and comparaison with higher-dimensional structures", *Ph.D Thesis*, University of Toronto, (2008).
- [187] G. H. Duan, P. Gallion and G.P. Agrawal, "Effective non-linear gain in semiconductor lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 4, No. (3), pp. 218-220, (1992).
- [188] G. P. Agrawal, G.H. Duan and P. Gallion, "Influence of refractive index nonlinearities on modulation and noise properties of semiconductor lasers", *Electronics Letters*, Vol. 28, No. (19), pp. 1773-1774, (1992).
- [189] A. V. Uskov, E. P. O'Reilly, D. McPeake, N. N. Ledentsov, D. Bimberg, and G. Huyet, "Carrier-induced refractive index in quantum dot structures due to transitions from discrete quantum dot levels to continuum states", *Applied Physics Letters*, Vol. 84, No. (2), pp. 272-274 , (2004).
- [190] H. Su, L. Zhang, A.L. Gray, R. Wang, P.M. Varangis and L.F. Lester, "Gain compression coefficient and above-threshold linewidth enhancement factor in InAs/GaAs quantum dot DFB lasers", *Proceeding SPIE*, No. (5722-11), San Jose, USA, (2005).
- [191] B. Dagens, A. Markus, J.X. Chen, J.G. Provost, D. Make, O. Le Gouezigou, J. Landreau, A. Fiore and B. Thedrez, "Giant linewidth enhancement factor and purely frequency modulated emission from quantum dot laser", *Electronics Letters*, Vol. 41, No. (6), pp. 323-324, (2005).
- [192] P. Moreno, M. Richard, M. Rossetti, M. Portella-Oberli, L. H. Li, B. Deveaud-Plédran and A. Fiore, "Intraband carrier photoexcitation in quantum dot lasers", *Nano Letters*, Vol. 8, No. (3), pp. 881-885, (2008).
- [193] M. Lorke, W. W. Chow, T. R. Nielsen, J. Seebeck, P. Gartner and F. Jahnke, "Anomaly in the excitation dependence of the optical gain in semiconductor quantum dots", *Physical Review B*, Vol. 74, No. (3), pp. 035334, (2006).
- [194] K. Kechaou, T. Anfray, K. Merghem, C. Aupetit-Berthelemot, G. Aubin, C. Kazmierski, C. Jany, P. Chanclou and D. Erasme, "First demonstration of dispersion limit improvement at 20 Gb/s with a dual electro-absorption modulated Laser", *Optical Fiber Conference (OFC/NFOEC)*, Paper No. (OTh3F.1), Los Angeles, USA, (2012).
-

- 
- [195] D. Mahgerefteh, Y. Matsui, X. Zheng and K. Mc Callion, "Chirp managed laser and applications", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 16, No. (5), pp. 1126-1138, (2010).
- [196] D. Goulding, S. P. Hegarty and G. Huyet, "Quantum-dot phase modulator operating at 1300 nm", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 13, No. (5), pp. 1257-1260, (2007).
- [197] S. Melnik and G. Huyet, "The linewidth enhancement factor of quantum dot semiconductor lasers", *Optics Express*, Vol. 14, No. (7), pp. 2950-2955, (2006).
- [198] D.-Y. Cong, A. Martinez, K. Merghem, A. Ramdane, J.-G. Provost, M. Fischer, I. Krestnikov, and A. Kovsh, "Temperature insensitive linewidth enhancement factor of p-type doped InAs/GaAs quantum-dot lasers emitting at 1.3  $\mu\text{m}$ ", *Applied Physics Letters*, Vol. 92, No. (19), pp. 191109 (2008).
- [199] Z. Mi and P. Bhattacharya, "Analysis of the linewidth enhancement factor of long-wavelength tunnel-injection quantum-dot lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 43, No. (5), pp. 363-369, (2007).
- [200] G. P. Agrawal, "Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 25, No. (11), pp. 2297-2397, (1989).
- [201] T. Mukkai and T. Saihto, "Detuning characteristics and conversion efficiency of nearly degenerate four-wave mixing in a 1.5  $\mu\text{m}$  traveling-wave semiconductor laser amplifier", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 26, No. (5), pp. 865-875, (1990).
- [202] J. Sacher, D. Baums, P. Panknin, W. Elsässer, and E. O. Göbel, "Intensity instabilities of semiconductor lasers under current modulation, external light injection, and delayed feedback", *Physical Review A*, Vol. 45, No. (3), pp. 1893-1905, (1992).
- [203] C. Huygens, "Oeuvres Complètes de Christian Huygens", *La Haye : Société hollandaise de sciences Martinus Nijhoff*, (1893).
- [204] B. Van Der Pol, "Forced oscillations in a circuit with non-linear resistance", *Philosophical Magazine*, Vol. 3, No. (13), pp. 65-80, (1927).
- [205] R. Adler, "A study of locking phenomena in oscillators", *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, Vol. 61, No. (10), pp. 1380-1385, (1946).
- [206] M. E. Hines, J.-C. R. Collinet, and J. G. Ondria, "FM noise suppression of an injected phase-locked oscillator", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Technique*, Vol. 16, No. (9), pp. 738-742 (1968).
- [207] R. H. Pantell, "The laser oscillator with an external signal", *Proceedings of the IEEE*, Vol. 53, No. (5), pp. 474-477, (1965).
- [208] H. L. Stover and W. H. Steier, "Locking of laser oscillators by light injection", *Applied Physics Letters*, Vol. 8, No. (4), pp. 91-93, (1966).
- [209] S. Kobayashi and T. Kimura, "Coherence of injection phase-locked AlGaAs semiconductor laser", *Electronics Letters*, Vol. 16, No. (17), pp. 668-670, (1980).
- [210] S. Kobayashi and T. Kimura, "Injection locking in AlGaAs semiconductor laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 17, No. (5), pp. 681-689, (1981).
-

- 
- [211] S. Kobayashi, H. Nishimoto, and R. Lang, "Experimental observation of asymmetric detuning characteristics in semiconductor laser injection locking", *Electronics Letters*, Vol. 18, No. (2), pp. 54-56, (1982).
- [212] L. Golberg, H. Taylor, and J. Weller, "Locking bandwidth asymmetry in injection-locked GaAlAs lasers", *Electronics Letters*, Vol. 18, No. (23), pp. 986-987, (1982).
- [213] V. Annovazzi-Lodi, A. Sciré, M. Sorel and S. Donati, "Dynamic behavior and locking of a semiconductor laser subjected to external injection", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 34, No. (12), pp. 2350-2355, (1998).
- [214] F. Mogensen, H. Olesen, and G. Jacobsen, "Locking conditions and stability properties for a semiconductor laser with external light injection", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 21, No. (7), pp. 784-793, (1985).
- [215] I. Petitbon, P. Gallion, G. Debarge and C. Chabran, "Locking bandwidth and relaxation oscillations of an injected-locked semiconductor laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 24, No. (2), pp. 148-154, (1988).
- [216] E. K. Lee and H. Pang, "Bistability and chaos in an injection locked semiconductor laser", *Physical Review A*, Vol. 47, No. (1), pp. 736-739, (1993).
- [217] V. Kovanis, T. Simpson, and J. Liu, "Instabilities and chaos in optically injected semiconductor lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 67, No. (19), pp. 2780-2782, (1995).
- [218] M. Bondiou, R. Gabet, P. Besnard, and G. M. Stephan, "Optical bistabilities in injected semiconductor lasers", *Proceedings of the international conference on lasers*, pp. 49-54, (1997).
- [219] L. Li, "A unified description of semiconductor lasers with external light injection and its application to optical bistability", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 30, No. (8), pp. 1723-1731, (1994).
- [220] L. E. Erikson and A. Szabo, "Spectral narrowing of dye laser output by injection of monochromatic radiation into the laser cavity", *Applied Physics Letters*, Vol. 18, No. (10), pp. 433-435, (1971).
- [221] 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, No. (14), pp. 626-628, (1995).
- [222] 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, No. (3), pp. 427-435, (1986).
- [223] N. Schunk and K. Peterman, "Noise analysis of injection locked semiconductor injection lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 22, No. (5), pp. 642-650, (1986).
- [224] S. Kobayashi, Y. Yamamoto, and T. Kimura, "Optical FM signal amplification and FM noise reduction in an injection locked AlGaAs semiconductor laser", *Electronics Letters*, vol. 17, No. (22), pp. 849-851, (1981).
- [225] L. Golberg, H. F. Taylor, and J. F. Weller, "FM side-band injection locking of diode lasers", *Electronics Letters*, vol. 18, No. (23), pp. 1019-1020, (1982).
- [226] 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, No. (10), pp. 942-945, (1991).
-

- 
- [227] L. E. Adams, E. S. Kintzer, and J. G. Fujimoto, "Performance and scalability of an all-optical clock recovery figure-eight laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 8, No. (1), pp. 55-57, (1996).
- [228] Y. Liu, H. F. Chen, J. M. Liu, P. Davis, and T. Aida, "Synchronization of optical feedback-induced chaos in semiconductor lasers by optical injection", *Physical Review A*, Vol. 63, No. (3), pp. 031802(®), (2001).
- [229] R. Lang, "Injection locking properties of a semi-conductor laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 18, No. (6), pp. 976-983, (1982).
- [230] F. Mogensen, H. Olesen, and G. Jacobsen, "FM noise suppression and linewidth reduction in an injection-locked semiconductor laser", *Electronics Letters*, Vol. 21, No. (16), pp. 696-697, (1985).
- [231] 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, No. (25-26), pp. 1073-1075, (1984).
- [232] 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, No. (12), pp. 2219-2223, (1986).
- [233] M. Al-Mumin, X. H. Wang, W. M. Mao, S. A. Pappert, and G. F. Li, "Optical generation and sideband injection locking of tunable 11-120GHz microwave/millimeter signals", *Electronics Letters*, Vol. 36, No. (18), pp. 1547- 1548, (2000).
- [234] S. C. Chan and J.-M. Liu, "Tunable narrow-linewidth photonic microwave generation using semiconductor laser dynamics", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 10, No. (5), pp. 1025-1032, (2004).
- [235] S. C. Chan, "Analysis of an optically injected semiconductor laser for microwave generation", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 46, No. (3), pp. 421-428, (2010).
- [236] X.-Q. Qi and J.-M. Liu, "Photonic microwave applications of the dynamics of semiconductor lasers", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 17, No. (5), pp. 1198-1211, (2011).
- [237] M. Pochet, N. A. Naderi, Y. Li, V. Kovanis and L. F. Lester, "Tunable photonics oscillator using optically injected quantum cash diode lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 22, No. (11), pp. 763-765, (2010).
- [238] Y. Onishi, and F. Koyama, "All-optical regeneration using a vertical-cavity surface-emitting laser with external light injection", *IEICA Transactions on Electronics*, Vol. E87C, No. (3), pp. 409-415, (2004).
- [239] A. Kaszubowska, P. Anandarajah, and L. P. Barry, "Improved performance of a hybrid radio/fiber system using directly modulated laser transmitter with external injection", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, No. (2), pp 233-235, (2002).
- [240] C. Cui and S. C. Chan, "Performance analysis on using period-one oscillation of optically injected semiconductor laser for radio-over-fiber uplinks", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 48, No. (4), pp. 490-499, (2012).
- [241] H. Lu, H. Huang, H. Su, and M. Wang, "Fiber optical CATV system-performance improvement by using external light-injection technique", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 15, No. (7), pp. 1017-1019, (2003).
-

- [242] J. Armstrong, "OFDM for optical communications," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 27, No. (3), pp. 189-204, (2009).
- [243] C. Browning, K. Shi, F. Smyth, B. Cardiff, P. Anandarajah and L. P. Barry, "Direct modulation optimal OFDM performance enhancement by external optical injection", *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO Europe)*, Munich, (2011).
- [244] H. Karkhaneh, A. Ghorbani, and J.-M. Liu, "Broadband transmission over injection-locked optical OFDM systems : Theory and design", *Journal of Optical Communications Networking*, Vol. 5, No. (5), pp. 475-483, (2013).
- [245] Y.-S. Juan and F.-Y. Lin, "Photonic generation of broadly tunable microwave signals utilizing a dual-beam optically injected semiconductor laser", *IEEE Photonics Journal*, Vol. 3, No. (4), pp. 643-650, (2011).
- [246] X.-Q. Qi and J.-M. Liu, "Dynamics scenarios of dual-beam optically injected semiconductor lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 17, No. (6), pp. 762-769, (2011).
- [247] 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).
- [248] J. Wangandal, "Enhancement of modulation bandwidth of laser diodes by injection locking", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 8, No. (1), pp. 34-36, (1996).
- [249] T. Simpson and J.-M. Liu, "Enhanced modulation bandwidth in injection-locked semiconductor lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 9, No. (10), pp. 1322-1324, (1997).
- [250] T. Erneux, V. Kovanis, A. Gavrielides and P. M. Alsing, "Mechanism for period-doubling bifurcation in a semiconductor laser subject to optical injection", *Physical Review A*, Vol. 53, No. (6), pp. 4372-4380, (1996).
- [251] T. Simpson and J.-M. Liu, "Small-signal analysis of modulation characteristics in a semiconductor laser subject to strong optical injection", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 32, No. (8), pp. 1456-1468, (1996).
- [252] J. M. Liu, H. F. Chen, X. J. Meng, and T. B. Simpson, "Modulation bandwidth, noise, and stability of a semiconductor laser subject to strong injection locking", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 9, No. (10), pp. 1325-1327, (1997).
- [253] H. L. T. Lee, R. J. Ram, O. Kjebon, and R. Schatz, "Bandwidth enhancement and chirp reduction in DBR lasers by strong optical injection", *Proceedings of Conference on Lasers and Electro-Optics*, Vol. 39, pp. 99-100, (2000).
- [254] S. K. Hwang, J. M. Liu, and J. K. White, "35-GHz intrinsic bandwidth for direct modulation in 1.3 $\mu$ m semiconductor lasers subject to strong injection-locking semiconductor lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 16, No. (4), pp. 972-974, (2003).
- [255] S. K. Hwang, J.-M. Liu and J. K. White, "35-GHz intrinsic bandwidth for direct modulation in 1.3  $\mu$ m semiconductor lasers subject to strong injection-locking", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 16, No. (4), pp. 972-974, (2004).
- [256] E. K. Lau, X. Zhao, H.-K. Sung, D. Parekh, C. Chang-Hasnain, M. C. Wu, "Strong optical injection-locked semiconductor lasers demonstrating >100-GHz resonance frequencies and 80-GHz intrinsic bandwidths", *Optics Express*, Vol. 16, No. (9), pp. 6609-6618, (2008).

- [257] H.-K. Sung, E. K. Lau and M. C. Wu, "Optical properties and modulation characteristics of ultra-strong injection-locked distributed feedback lasers", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 13, No. (5), pp. 1215-1221, (2007).
- [258] A. Bhardwaj, S. Ristic, L. A. Johansson, C. Althouse and L. A. Coldren, "Direct modulation bandwidth enhancement of strongly injection-locked SG-DBR laser", *Electronics Letters*, Vol. 46, No. (5), pp. 362-363, (2010).
- [259] A. Murakami, K. Kawashima, and K. Atsuki, "Cavity resonance shift and bandwidth enhancement in semiconductor lasers with strong light injection", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 39, No. (10), pp. 1196-1204, (2003).
- [260] L. Chrostowski, B. Faraji, W. Hofmann, M. C. Amann, S. Wiczorek, W. W. Chow, "40 GHz Bandwidth and 64 GHz Resonance Frequency in Injection-Locked 1.55 m VCSELs", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 13, No. (5), pp. 1200-1208, (2007).
- [261] E. K. Lau, H.-K. Sung, and M. C. Wu, "Frequency response enhancement of optical injection locked lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 44, No.(1), pp. 90–99, (2008).
- [262] T. B. Simpson, J. M. Liu, A. Gavrielides, V. Kovanis and P. M. Alsing, "Period-doubling cascades and chaos in a semiconductor laser with optical injection," *Physical Rev. A*, Vol. 51, No. (5), pp. 4181-4185 (1995).
- [263] T. B. Simpson, "Mapping the nonlinear dynamics of a distributed feedback semiconductor laser subject to external optical injection," *Optics Communications*, Vol. 215, No. (1-3), pp. 135-151 (2003).
- [264] A. Gavrielides, V., Kovanis and T. Erneux, "Analytical stability boundaries for a semiconductor laser subject to optical injection," *Optics Communications*, Vol. 136, No. (3-4), pp. 253-256 (1997).
- [265] N. A. Naderi, M. Pochet, F. Grillot, V. Kovanis, N. B. Terry and L. F. Lester, "Modeling the Injection-Locked Behavior of a Quantum Dash Semiconductor Laser", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 15, No.(3), pp. 563-571, (2009).
- [266] Y.-C. Xin, Y. Li, V. Kovanis, A. L. Gray, L. Zhang and L. F. Lester, "Reconfigurable Quantum dot Monolithic Multi-Section Passive Mode-Locked lasers", *Optics Express*, Vol. 15, No. (12), pp. 7623-7633, (2007).
- [267] R. Olshansky, P. Hill, V. Lanzisera, and W. Powazinik, "Universal relationship between resonant frequency and damping rate of 1.3 m InGaAsP semiconductor lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 50, No. (11), pp. 653-656, (1987).
- [268] B. Moller, E. Zeeb, U. Fiedler, T. Hackbarth, and K. J. Ebeling, "Linewidth enhancement factor of vertical-cavity surface-emitting laser diodes", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 6, No. (8), pp. 921-923, (1994).
- [269] W. W. Chow and F. Jahnke, "On the physics of semiconductor quantum dots for applications in lasers and quantum optics", *Progress in Quantum Electronics*, Vol. 38, Elsevier, (2013).
- [270] B. Lingnau, K. Lüdge, W. W. Chow and E. Schöll, "Failure of the  $\alpha$ -factor in describing dynamical instabilities and chaos in quantum-dot lasers", *Physical Review E*, Vol. 86, No. (6), pp. 065201, (2010).

- [271] B. Lingnau, K. Lüdge, E. Schöll and W. W. Chow, "Dynamic many-body and non-equilibrium effects in a quantum dot microcavity laser", *SPIE Photonics Europe, Brussels*, Brussels, Belgium, (2010).
- [272] S. Mohr diek, H. Burkhard and H. Walter, "Chirp reduction of directly modulated semiconductor lasers at 10 Gbps by strong CW light injection," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 12, No. (3) pp. 418-424, (1994).
- [273] G. Yabre, "Effect of relatively strong light injection on the chirp-to-power ratio and the 3 dB bandwidth of directly modulated semiconductor lasers," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 14, No. (10) pp. 2367-2373, (1996).
- [274] Q.-T. Nguyen, P. Besnard, O. Vaudel, A. Shen and G.-H. Duan, "Strong dependence of the Linewidth Enhancement Factor onto an externally injected optical signal for locked Fabry-Perot laser diodes", *Conference on Lasers on Electro-Optics (CLEO)*, Munich, (2009).
- [275] M. Pochet, N. A. Naderi, N. Terry, V. Kovanis and L. F. Lester, "Dynamic behavior of an injection-locked quantum-dash Fabry-Perot laser at zero- detuning", *Optics Express*, Vol. 17, No. (23), pp. 20623-20630, (2009).
- [276] S. Wicczorek, B. Krauskopf, T. B. Simpson and D. Lenstra, "The dynamical complexity of optically-injected semiconductor lasers," *Physical Reports*, Vol. 416, No. (1-2), pp. 1-128, (2005).
- [277] S. K. Hwang and J. M. Liu, "Dynamical characteristics of an optically-injected semiconductor laser," *Optics Communications*, Vol. 183, No. (1-4) pp. 195-205, (2000).
- [278] C. Bonatto, J. A. C. Gallas, "Accumulation horizons and period adding in optically-injected semiconductor lasers", *Physical Review E*, Vol. 75, No. (5) pp. 055204, (2007).
- [279] M. Pochet, N. A. Naderi, V. Kovanis and L. F. Lester, "Modelling the dynamic response of an optically-injected nanostructure diode laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 47, No. (6), pp. 827-833, (2010).
- [280] B. Krauskopf, "Bifurcation analysis of laser systems", *Fundamental Issues of Nonlinear Laser Dynamics*, Proc. No. (548), pp. 1-30, (2000).
- [281] S. Wicczorek, B. Krauskopf, T. B. Simpson, and D. Lenstra, "The dynamical complexity of optically injected semiconductor lasers", *Physics Reports*, Vol. (416), pp. 1-128, (2005).
- [282] F. Grillot and P. Gallion, "Modeling Injection-Locked Quantum Nanostructure Semiconductor Lasers for Ultra-Broadband Applications", *Semiconductor and Integrated Optoelectronics (SIOE)*, Cardiff, Wales, (2012).
- [283] F. Grillot, N. A. Naderi, M. C. Pochet, C.-Y. Lin and L. F. Lester, "The Critical Feedback Level in Nanostructure based Semiconductor Lasers", *Semiconductor Technologies INTECH*, (2010).
- [284] R. F. Broom, E. Mohn, C. Risch, and R. Salathe, "Microwave self-modulation of a diode laser coupled to an external cavity", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 6, No. (6), pp. 328-334, (1970).
- [285] N. Chinone, K. Aiki, and R. Ito, "Stabilization of semiconductor laser outputs by a mirror close to a laser facet", *Applied Physics Letters*, Vol. 33, No. (12), pp. 990-992, (1978).

- 
- [286] G. Duan, P. Gallion and G. Debarge, "Analysis of frequency chirping of semiconductor lasers in the presence of optical feedback", *Optics Letters*, Vol. 12, No. (10), pp. 800-802, (1987).
- [287] R. Tkach and A. Chraplyvy, "Regimes of feedback effects in 1.5  $\mu\text{m}$  distributed feedback lasers", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 4, No. (11), pp. 1655–1661, (1986).
- [288] D. Lenstra, B. H. Verbeek, and A. J. den Boef, "Coherence collapse in single mode semiconductor lasers due to optical feedback", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 21, No. (6), pp. 674–679, (1985).
- [289] R. Lang, and K. Kobayashi, "External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 16, No. (3), pp. 347-355, (1980).
- [290] R. L. Davidchack, Y.-C. Lai, A. Gavrielides and V. Kovanis, "Chaotic transitions and low-frequency fluctuations in semiconductor lasers with optical feedback", *Physica D*, Vol. 145, No. (1-2), pp. 130-143, (2000).
- [291] T. Erneux, F. Rogister, A. Gavrielides and V. Kovanis, "Bifurcation to mixed external cavity mode solutions for semiconductor lasers subject to optimal feedback", *Optics Communications*, Vol. 183, No. (5-6), pp. 467-477, (2000).
- [292] L. Goldberg, H. F. Taylor, A. Dandridge, I. F. Weller, and R. O. Miles, "Spectral characteristics of semiconductor lasers with optical feedback", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 18, No. (4), pp. 555-564, (1982).
- [293] R. L. Davidchack, Y.-C. Lai, A. Gavrielides, V. Kovanis, I. F. Weller, and R. O. Miles, "Regular dynamics of low-frequency fluctuations in external cavity semiconductor lasers", *Physical Review E*, Vol. 63, No. (5), pp. 056206, (2001).
- [294] J. Mørk, B. Tromborg, and P. L. Christiansen, "Bistability and low-frequency fluctuations in semiconductor lasers with optical feedback", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 24, No. (2), pp. 123-133, (1988).
- [295] C. Otto, B. Globisch, K. Lüdge, E. Schöll, and T. Erneux, "Complex dynamics of semiconductor quantum dot lasers subject to delayed optical feedback", *International Journal of Bifurcation and Chaos*, Vol. 22, No. (10), pp. 1250246, (2012).
- [296] C. Otto, K. Lüdge, E. Viktorov and T. Erneux, "QD laser tolerance to optical feedback", *Nonlinear Laser Dynamics - From Quantum Dots to Cryptography*, Wileyvch Verlag GmbH Co., (2011).
- [297] O. Carroll, I. O'Driscoll, S. P. Hegarty, G. Huyet, J. Houlihan, E. A. Viktorov, and P. Mandel, "Feedback induced instabilities in a quantum dot semiconductor laser", *Optics Express*, Vol. 14, No. (22), pp. 10831-10837, (2006).
- [298] E. A. Viktorov, P. Mandel, I. O'Driscoll, O. Carroll, G. Huyet, J. Houlihan and Y. Tanguy, "Low-frequency fluctuations in two-state quantum dot lasers", *Optics Letters*, Vol. 31, No. (15), pp. 2302-2304, (2006).
- [299] B. Tromborg, J. H. Osmundsen and H. Olesen, "Stability analysis for a semiconductor laser in an external cavity", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 20, No. (9), pp. 1023–1032 (1984).
- [300] C. H. Henry and R.F. Kazarinov, "Instability of semiconductor lasers due to optical feedback from distant reflectors", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 22, No. (2), pp. 294–301 (1986).
-

- 
- [301] F. Favre, D. Le Guen, and J. C. Simon, "Optical feedback effects upon laser diode oscillation field spectrum", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 18, No. (10), pp. 1712-1717, (1982).
- [302] R. O. Miles, A. Dandridge, A. B. Tveten, H. F. Taylor, and T. G. Giallorenzi, "Feedback-induced line broadening in cw channel-substrate planar laser diodes", *Applied Physics Letters*, Vol. 37, No. (11), pp. 990-992, (1980).
- [303] K. Kikuchi and T. Okoshi, "Simple formula giving spectrum-narrowing ratio of semiconductor laser output obtained by optical feedback", *Electronics Letters*, Vol. 18, No. (1), pp. 10-12, (1982).
- [304] Y. Cho, and M. Umeda, "Chaos in laser oscillations with delayed feedback; numerical analysis and observation using semiconductor laser", *Journal of Optical Society of America B*, Vol. 1, pp. 497-498, (1984).
- [305] K. Kobayashi, "Improvements in direct pulse code modulation of semiconductor lasers by optical feedback", *IEICE Transactions*, Vol. 59, No. (12), pp. 8-14 (1976).
- [306] H. Erzgraber, D. Lenstra, and B. Krauskopf, "Pure frequency oscillations of semiconductor lasers with filtered optical feedback", *Proceedings of IEEE Lasers and Electro-Optics Society Meeting*, pp. 47-50, (2005).
- [307] Y. Liu, H. F. Chen, J. M. Liu, P. Davis, and T. Aida, "Communication using synchronization of optical-feedback-induced chaos in semiconductor lasers", *IEEE Transactions on Circuits and Systems - Fundamental Theory and Applications*, Vol. 48, No. (12), pp. 1484-1490, (2001).
- [308] S Donati, G Giuliani and S Merlo, "Laser diode feedback interferometer for measurement of displacements without ambiguity", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 31, No. (1), pp. 113-119, (1995).
- [309] O. Solgaard and K. Y. Lau, "Optical feedback stabilization of the intensity oscillations in ultrahigh-frequency modelocked monolithic quantum-well lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 5, No. (11), pp. 1264-1267, (1993).
- [310] M. Passerini, G. Giuliani and M. Sorel, "Effect of optical feedback on 60-GHz colliding-pulse semiconductor mode-locked lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 17, No. (5), pp. 965-967, (2005).
- [311] M. J. Koblinsky, B. A. Block, J.-F. Zheng, B. C. Barnett, E. Mohammed, M. Reshotko, F. Robertson, S. List, I. Young, and K. Cadien, "On-chip optical interconnects", *Intel Technology Journal*, Vol. 8, No. (2), pp. 129-143, (2004).
- [312] M. A. Tautenblatt, "Optical interconnects for high-performance computing", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 30, No. (4), pp. 448-458, (2012).
- [313] J. C. Diels, "Ultrashort laser pulse phenomenon : fundamentals, techniques, and applications on a femtosecond time scale", *Academic Press Inc.*, (2006).
- [314] D. A. B. Miller, "Rational and challenges for optical interconnects to electronic chips", *Proceedings IEEE*, Vol. 88, No. (6), pp. 728-749, (2000).
- [315] G. A. Keeler, B. E. Nelson, D. Agarwal, C. Debaes, N. C. Helman, A. Bhatnagar, and D. A. B. Miller, "The benefits of ultrashort optical pulses in optically interconnected systems", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 9, No. (2), pp. 477-485, (2003).

- 
- [316] M. G. Thompson, A. R. Rae, M. Xia, R. V. Penty and I. H. White, "InGaAs Quantum-Dot Mode-Locked Laser Diodes", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. (15), No. (3), pp. 661-672, (2009).
- [317] A. A. Aboketaf, A. W. Elshaari, and S. F. Preble, "Optical time division multiplexer on silicon chip", *Optics Express*, Vol. 18, No. (13), pp. 13529-13535, (2010).
- [318] C. Gosset, K. Merghem, A. Martinez, G. Moreau, G. Patriarche, G. Aubin, J. Landreau, F. Lelarge and A. Ramdane, "Subpicosecond pulse generation at 134 GHz and low radiofrequency spectral linewidth in quantum dash-based Fabry-Perot lasers emitting at 1.5  $\mu\text{m}$ ", *Electronics Letters*, Vol. 42, No. (2), pp. 91-92, (2006).
- [319] Z. G. Lu, J. R. Liu, P. J. Poole, S. Raymond, P. J. Barrios, D. Poitras, G. Pakulski, P. Grant, and D. Roy-Guay, "An L-band monolithic InAs/InP quantum dot mode-locked laser with femtosecond pulses", *Optics Express*, Vol. 17, No. (16), pp. 13609-13614, (2009).
- [320] Z. Jiao, J. Liu, Z. Lu, X. Zhang, P. J. Poole, P. J. Barrios and D. Poitras, "A C-band InAs/InP quantum dot semiconductor mode-locked laser emitting 403-GHz repetition rate pulses", *Photonics Technology Letters*, Vol. 23, No. (9), pp. 543-545, (2011).
- [321] P. Vasilev, "Ultrafast diode lasers : Fundamentals and applications", *Boston Artech House*, (1995).
- [322] K. Y. Lau, "Narrow-Band Modulation of Semiconductor Lasers at Millimeter Wave Frequencies ( $> 100$  GHz) by Mode Locking", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 26, No. (2), pp. 250-261, (1990).
- [323] J. Palaski and K. Y. Lau, "Parameter ranges for ultrahigh frequency mode locking of semiconductor lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 59, No. (1), pp. 7-9, (1991).
- [324] C. Y. Lin, Y. C. Xin, Y. Li, F. L. Chiragh and L.F. Lester, "Cavity design and characteristics of monolithic long-wavelength InAs/InP quantum dash passively mode-locked lasers", *Opt. Express*, Vol. 17, No. (22), pp. 19739-19748, (2009).
- [325] M. Dontabactouny, C. Rosenberg, E. Semenova, D. Larsson, K. Yvind, R. Piron, F. Grillot, O. Dehaese, S. Loualiche and A. Le Corre, "10-GHz 1.59  $\mu\text{m}$  quantum dash passively mode-locked two-section lasers", *SPIE Photonics Europe, Brussels*, Brussels, Belgium, (2010).
- [326] E. A. Avrutin, B. Russell, "Dynamics and Spectra of Monolithic Mode-Locked Laser Diodes Under External Optical Feedback", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 45, No. (11), pp. 1456-1464, (2009).
- [327] F. Grillot, C.-Y. Lin, N. A. Naderi, M. Pochet, L. F. Lester, "Optical feedback instabilities in a monolithic InAs/GaAs quantum dot passively mode-locked laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 94, No. (15), pp. 153503, (2009).
- [328] C.-Y. Lin, F. Grillot, N. A. Naderi, Y. Li and L. F. Lester, "rf linewidth reduction in a quantum dot passively mode-locked laser subject to external optical feedback", *Applied Physics Letters*, Vol. 96, No. (5), pp. 051118, (2010).
- [329] C.-Y. Lin, F. Grillot, N. A. Naderi, Y. Li, J. H. Kim, C. G. Christodoulou and L. F. Lester, "RF linewidth of a monolithic quantum dot mode-locked laser under resonant feedback", *IET Optoelectronics*, Vol. 5, No. (3), pp. 105-109, (2011).
-

- 
- [330] K. Merghem, R. Rosales, S. Azouigui, A. Akrouf, A. Martinez, F. Lelarge, G.-H. Duan, G. Aubin and A. Ramdane, "Low noise performance of passively mode locked quantum-dash-based lasers under external optical feedback," *Applied Physics Letters*, Vol. 95, No. (13), pp. 131111, (2009).
- [331] D. Von der Linde, "Characterization of the noise in continuously operating mode-locked lasers", *Applied Physics B*, Vol. 39, pp. 201–217, (1986).
- [332] M. G. Thompson, D. Larsson, A. Rae, K. Yvind, R. V. Pentyl, I. H. White, J. Hvam, A. R. Kovsh, S. Mikhlin, D. Livshits, and I. Krestnikov, "Monolithic hybrid and passive mode-locked 40 GHz quantum dot laser diodes", *Proceeding European Conference on Optical Communications (ECOC)*, pp. 1–2 (2006).
- [333] J. P. Turrenc, A. Akrouf, K. Merghem, A. Martinez, F. Lelarge, A. Shen, G. H. Duan, and A. Ramdane, "Experimental investigation of the timing jitter in self-pulsating quantum-dash lasers operating at 1.55  $\mu\text{m}$ ", *Optics Express*, Vol. 16, No. (22), pp. 17706–17713, (2008).
- [334] D. Eliyahu, R. A. Salvatore, and A. Yariv, "Noise characterization of pulse train generated by actively mode-locked lasers," *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 13, No. (7), pp. 1619–1626, (1996).
- [335] L. A. Jiang, M. E. Grein, H. A. Haus and E. P. Ippen, "Noise of mode-locked semiconductor lasers", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 7, No. (2), pp. 159–167, (2001).
- [336] F. Kefelian, S. O'Donoghue, M. T. Todaro, J. G. McInerney, and G. Huyet, "RF linewidth in monolithic passively mode-locked semiconductor laser," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 20, No. (16), pp. 1405–1407, (2008).
- [337] S. Breuer, W. Elsässer, J. G. McInerney, K. Yvind, J. Pozo, E. A. J. M. Bente, M. Yousefi, A. Vallafranca, N. Vogiatzis, and J. Rorison, "Investigations of repetition rate stability of a mode-locked quantum dot semiconductor laser in an auxiliary optical fiber cavity", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 46, No. (2), pp. 150–157, (1974).
- [338] M. T. Todaro, J. P. Turrenc, S. P. Hegarty, C. Kelleher, B. Corbett, G. Huyet, and J. G. McInerney, "Simultaneous achievement of narrow pulsewidth and low pulse-to-pulse timing jitter in 1.3  $\mu\text{m}$  passively mode-locked quantum-dot lasers," *Optics Letters*, Vol. 31, No. (21), pp. 3107–3109, (2006).
- [339] J. P. Turrenc, S. O'Donoghue, M. T. Todaro, S. P. Hegarty, M. B. Flynn, G. Huyet, J. G. McInerney, L. O'Faolain, and T. F. Krauss, "Cross-correlation timing jitter measurement of high power passively mode-locked two-section quantum-dot lasers," *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 18, No. (21), pp. 2317–2319, (2006).
- [340] N. Rebrova, G. Huyet, D. Rachinskii and A. G. Vladimirov, "Optically injected mode-locked laser", *Physical Review E*, Vol. 83, No. (6), pp. 066202, (2011).
- [341] T. Habruseva, G. Huyet and S. P. Hegarty, "Dynamics of quantum dot mode-locked lasers with optical injection", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 17, No. (5), pp. 1272–1279, (2011).
- [342] A. G. Vladimirov and D. Turaev, "New model for mode locking in semiconductor lasers", *Radiophysics and Quantum Electronics*, Vol. 47, No. (10–11), pp. 769–776, (2004).
- [343] A. G. Vladimirov and D. Turaev, "Model for passive mode locking in semiconductor lasers", *Physical Review A*, Vol. 72, No. (3), pp. 033808, (2005).
-

- 
- [344] N. G. Usechak, Y. -C. Xin, C. -Y. Lin, L. F. Lester, D.J., Kane and V. Kovanis, "Modeling and direct electric field measurements of passively mode-locked quantum-dot lasers", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 15, No. (3), pp. 653–660, (2009).
- [345] T. Erneux, "Applied Delay Differential Equations", *Surveys and Tutorials in the Applied Mathematical Sciences*, Vol. 3, Springer, New York, (2009).
- [346] H. Haus, "Theory of mode locking with a slow saturable absorber", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 11, No. (9), pp. 736–746, (1975).
- [347] G. H. C. New, "Pulse evolution in mode-locked quasicontinuous lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 10, No. (2), pp. 115–124, (1974).
- [348] M. Rossetti, P. Bardella and I. Montrosset, "Modeling passive mode-locking in quantum dot lasers : a comparison between a finite difference travelling wave model and a delayed differential equation approach", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 47, No. (5), pp. 569–576, (2011).
- [349] M. Rossetti, P. Bardella and I. Montrosset, "Time domain travelling-wave model for quantum dot passively mode-locked lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 47, No. (2), pp. 139–150, (2011).
- [350] M. T. Crowley, D. Murrell, N. Patel, M. Breivik, C.-Y. Lin, Y. Li, B. O. Fimland and L. F. Lester, "Analytical modeling of the temperature performance of monolithic passively mode – locked quantum dot lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 47, No. (8), pp. 1059–1068, (2011).
- [351] P. Blood, G. M. Lewis, P. M. Smowton, H. Summers, J. Thomson and J. Lutti, "Characterization of semiconductor laser gain media by the segmented contact method", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 9, No. (5), pp. 1275–1282, (2003).
- [352] R. Raghunathan, M. T. Crowley, F. Grillot, V. I. Kovanis, L. F. Lester, "Delay differential equation-based modeling of passively mode-locked quantum dot lasers using measured gain and loss spectra", *SPIE Photonics West*, paper No. (8255-57), (2012).
- [353] M. A. Cataluna, D. B. Malins, A. Gomez - Iglesias, W. Sibbett, A. Miller and E. U. Rafailov, "Temperature dependence of electroabsorption dynamics in an InAs quantum dot saturable absorber at 1.3  $\mu\text{m}$  and its impact on mode locked quantum dot lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 97, No. (12), pp. 121110, (2010).
- [354] J. Kim, M.-T. Choi and P. J. Delfyett, "Pulse generation and compression via ground and excited states from a grating coupled passively mode-locked quantum dot two-section diode laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 89, No. (26), pp. 261106, (2006).
- [355] M. Koch, "Terahertz Communications : A 2020 Vision", *Terahertz Frequency Detection and Identification of Materials and Objects*, R. E. Miles, X. –C. Zhang, H. Eisele, A. Krotkus, eds. ( Springer, New York, 2007).
- [356] P. H. Siegel, "Terahertz technology in biology and medicine", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 52, No. (10), pp. 2438–2447, (2004).
- [357] P. F. Taday, "Applications of terahertz spectroscopy to pharmaceutical sciences," *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A*, Vol. 362, No. (1815), pp. 351–364, (2004).
-

- [358] S. Wang, B. Ferguson, D. Abbott, and X.-C. Zhang, "T-ray imaging and tomography", *Journal of Biological Physics*, Vol. 29, No. (2), pp. 247–256, (2003).
- [359] C. Baker, T. Lo, W. R. Tribe, B. E. Cole, M. R. Hogbin, and M. C. Kemp, "Detection of concealed explosives at a distance using terahertz technology", *Proceedings of IEEE on T-Ray Imaging, Sensing, and Retection*, Institute of Electrical and Electronics Engineers, pp. 1559–1565, (2007).
- [360] A.G. Davies, E.H. Linfield, and M.B. Johnston, "The development of THz sources and their applications", *Physics in Medicine and Biology*, Vol. 47, pp. 3679-3689, (2002).
- [361] B.B. Hu, and M.C. Nuss, "Imaging with terahertz waves", *Optics Letter*, vol. 20, No. (16), pp. 1716-1718, (1995).
- [362] E. Diessel, S. Willmann, P. Kamphaus, R. Kurte, U. Damm, and H.M. Heise, "Glucose quantification in dried-down nanoliter samples using mid-infrared attenuated total reflection spectroscopy", *Applied Spectroscopy*, Vol. 58, No. (4), pp. 442-450, (2004).
- [363] P. C. Findlay, C. R. Pidgeon, R. Kotitschke, A. Hollingworth, B. N. Murdin, C. J. G. M. Langerak, A. F. G. van der Meer, C. M. Ciesla, J. Oswald, A. Homer, G. Springholz, and G. Bauer, "Auger recombination of lead salts under picosecond free-electron-laser-excitations", *Physical Review B*, Vol. 58, No. (19), pp. 12908-12915, (1998).
- [364] R. Q. Yang, "Infrared laser based on intersubband transitions in quantum wells", *Superlattices and Microstructures*, Vol. 17, No. (1), pp. 77, (1995).
- [365] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, "Quantum cascade laser", *Science*, Vol. 264, No. (5158), pp. 553-556, (1994).
- [366] C. Sirtori, J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, "Quantum cascade lasers with plasmon-enhanced waveguide operating at 8,4m wavelength", *Applied Physics Letters*, Vol. 66, No. (24), pp. 3242-3244, (1995).
- [367] M. Tani, O. Morikawa, S. Matsuura, and M. Hangyo, "Generation of terahertz radiation by photomixing with dual- and multiple-mode lasers", *Semiconductor Science and Technology*, Vol. 20, No. (7), pp. S151–S163, (2005).
- [368] M. Naftaly, M. R. Stone, A. Malcoci, R. E. Miles, and I. C. Mayorga, "Generation of continuous-wave terahertz radiation using two-color laser with Fabry-Perot etalon", *Electronics Letters*, vol. 41, No. (3), pp. 128–129, (2005).
- [369] E. R. Brown, "THz generation by photomixing in ultrafast photoconductors", *International Journal of High Speed Electronics and Systems*, Vol. 13, No. (2), pp. 497–545, (2003).
- [370] K. A. McIntosh, E. R. Brown, K. B. Nichols, O. B. McMahon, W. F. DiNatale, and T. M. Lyszczarz, "Terahertz measurements of resonant planar antennas coupled to low-temperature-grown GaAs photomixers", *Applied Physics Letters*, Vol. 69, No. (24), pp. 3632–3634, (1996).
- [371] J. C. Pearson, K. A. McIntosh, and S. Verghese, "Long-Wavelength Infrared Semiconductor Lasers", *John Wiley and Sons*, (2005).
- [372] C. -L. Wang and C. -L. Pan, "Tunable multiterahertz beat signal generation from a two-wavelength laser-diode array," *Optics Letters*, Vol. 20, No. (11), pp. 1292– 1294, (1995).

- 
- [373] P. Pellandini, R. P. Stanley, R. Houdre`, U. Oesterle, M. Ilegems, and C. Weisbuch, "Dual-wavelength laser emission from a coupled semiconductor microcavity", *Applied Physics Letters*, Vol. 71, No. (7), pp. 864-866, (1997).
- [374] M. Hofmann, E. Bru`ndermann, M. Havenith, M. Matus, J. V. Moloney, A. S. Moskalenko, M. Kira, S. W. Koch, S. Saito, and K. Sakai, "Fourwave mixing and direct terahertz emission with two-color semiconductor lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 84, No. (18), pp. 3585-3587, (2004).
- [375] S. Zolotovskaya, V. I. Smirnov, G. B. Venus, L. B. Glebov, and E. U. Rafailov, "Two-color output from InGaAs laser with multiplexed reflective Bragg mirror", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 21, No. (15), pp. 1093-1095, (2009).
- [376] A. Klehr, J. Fricke, A. Knauer, G. Erbert, M. Walther, R. Wilk, M. Mikulics, and M. Koch, "High-power monolithic two-mode DFB laser diodes for the generation of THz radiation", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 14, No. (2), pp. 289-294, (2008).
- [377] M. Hyodo, M. Tani, S. Matsuura, N. Onodera, and K. Sakai, "Generation of millimeter-wave radiation using a dual-longitudinal-mode microchip laser", *Electronics Letters*, Vol. 32, No. (17), pp. 1589-1591, (1996).
- [378] N. S. Daghestani, M. A. Cataluna, G. Ross and M. J. Rose, "Compact dual wavelength InAs/GaAs quantum dot external cavity laser stabilized by a single volume bragg grating", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 23, No. (3), pp. 176-178, (2011).
- [379] D. Saeedkia, and S. Safavi-Naeini, "Terahertz photonics : optoelectronic techniques for generation and detection of terahertz waves", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 26, No. (15), pp. 2409-2423, (2008).
- [380] N. A. Naderi, F. Grillot, K. Yang, J. B. Wright, A. Gin, and L. F. Lester, "Two-color multi-section quantum dot distributed feedback laser", *Optics Express*, Vol. 18, No. (26), pp. 27028-27035, (2011).
- [381] F. Grillot, N. A. Naderi, J. B. Wright, R. Raghunathan, M. T. Crowley, L. F. Lester, "A dual-mode quantum dot laser operating in the excited state", *Applied Physics Letters*, Vol. 99, No. (23), pp. 231110, (2011).
- [382] M. Grundmann, "How a quantum-dot laser turns on", *Applied Physics Letters*, Vol. 77, No. (10), pp. 1428-1430, (2000).
- [383] M. A. Cataluna, D. I. Nikitichev, S. Mikroulis, H. Simos, C. Simos, C. Mesaritakis, D. Syvridis, I. Krestnikov, D. Livshits, and E. U. Rafailov, "Dual-wavelength mode-locked quantum-dot laser, via ground and excited state transitions : experimental and theoretical investigation", *Optics Express*, Vol. 18, No. (12), pp. 12832-12838, (2010).
- [384] D. M. Kane and K. A. Shore, "Unlocking dynamical diversity", Wiley, (2005).
- [385] C. Mesaritakis, C. Simos, H. Simos, S. Mikroulis, I. Krestnikov, E. Roditi, and D. Syvridis, "Effect of optical feedback to the ground and excited state emission of a passively mode locked quantum dot laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 97, No. (6), pp. 061114, (2010).
- [386] P.-F. Xu, H.-M. Ji, J.-L. Xiao, Y.-X. Gu, Y.-Z. Huang and T. Yang, "Reduced linewidth enhancement factor due to excited state transition of quantum dot lasers", *Optics Letters*, Vol. 37, No. (8), pp. 1298-1300, (2012).
-

- 
- [387] P. Borri, W. Langbein, S. Schneider, U. Woggon, R. L. Sellin, D. Ouyang and D. Bimberg, "Exciton relaxation and dephasing in quantum-dot amplifiers from room to cryogenic temperature", *IEEE Journal of Selected Topics Quantum Electronics*, Vol. 8, No. (5), pp. 984-991, (2002).
- [388] A. Hurtado, I. D. Henning, M. J. Adams, and L. F. Lester, "Dual-mode lasing in a 1310-nm quantum dot distributed feedback laser induced by single-beam optical injection", *Applied Physics Letters*, Vol. 102, No. (20), pp. 201117, (2013).
- [389] G. P. Agrawal, "Population pulsations and nondegenerate four-wave mixing in semiconductor lasers and amplifiers", *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 5, No. (1), pp. 147-158, (1988).
- [390] J. Renaudier, G.-H. Duan, P. Landais, and P. Gallion, "Phase correlation and linewidth reduction of 40 GHz self-pulsation in distributed Bragg reflector semiconductor lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 43, No. (2), pp. 147-156, (2007).
- [391] A. Uskov, J. Mork, and J. Mark, "Wave mixing in semiconductor laser amplifiers due to carrier heating and spectral-hole burning", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 30, No. (8), pp. 1769-1781, (1994).
- [392] E. A. Zibik, T. Grange, B. A. Carpenter, N. E. Porter, R. Ferreira, G. Bastard, D. Stehr, S. Winnerl, M. Helm, H. Y. Liu, M. S. Skolnick and L. R. Wilson, "Long lifetimes of quantum dot intersublevel transitions in the terahertz range", *Nature Materials*, Vol. 8, pp. 803-807, (2009).
- [393] M. Gioannini, G. A. P. Thé, I. Montrosset, "Multi-Population Rate Equation Simulation of Quantum Dot Semiconductor Lasers with Feedback", *8th International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices (NUSOD)*, Paper WC3, United Kingdom, (2008).
- [394] R. S. Tucker, "Green optimal communications - Part I : Energy limitations in transport", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 17, No. (2), pp. 245-260, (2011).
- [395] R. S. Tucker, "Green optimal communications - Part II : Energy limitations in networks", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 17, No. (2), pp. 261-274, (2011).
- [396] N. Shunk and K. Petermann, "Numerical analysis of the feedback regimes for a single-mode semiconductor laser with external feedback", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 24, No. (7), pp. 1242-1247, (1988).
- [397] J. Helms and K. Petermann, "Microwave modulation of laser diodes with optical feedback", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 9, No. (4), pp. 468-476, (1991).
- [398] A. A. Tager and B. B. Elenkrig, "Stability regimes and high-frequency modulation of laser diodes with short external cavity", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 29, No. (12), pp. 2886-2890, (1993).
- [399] A. A. Tager and K. Petermann, "High-frequency oscillations and self-mode locking in short external-cavity laser diodes", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 30, No. (7), pp. 1553-1561, (1994).
- [400] R. J. Jones, P. S. Spencer, J. Lawrence and D. M. Kane, "Influence of external cavity length on the coherence collapse regime in laser diodes subject to optical feedbacks", *Proceeding of IEE Optoelectronics*, Vol. 148, No. (1), pp. 7-12, (2001).
-

- 
- [401] J. Sieber, "Numerical bifurcation analysis for multisection semiconductor lasers", *Journal of Applied Dynamical Systems*, Vol. 1, No. (2), pp. 248-270 (2002).
- [402] K. Kechaou, F. Grillot, J.-G. Provost, B. Thedrez and D. Erasme, "Self-injected semiconductor distributed feedback lasers for frequency chirp stabilization", *Optics Express*, Vol. 20, No. (23), pp.26062-26074, (2012).
- [403] M. Radziunas, A. Glitzky, U. Bandelow, M. Wolfrum, U. Troppenz, J. Kreissl and W. Rehbein, "Improving the Modulation Bandwidth in Semiconductor Lasers by Passive Feedback", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 13, No. (1), (2007).
- [404] J. Kreissl, V. Vercesi, U. Troppenz, T. Gaertner, W. Wensch and M. Schell, "Up to 40 Gb/s directly modulated laser operating at low driving current : buried-heterostructure passive feedback laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 24, No. (5), pp. 362-364, (2012).
- [405] F. Grillot and N. Dubey, "Influence of the linewidth enhancement factor on the modulation response of a nanostructure based semiconductor laser operating under external optical feedback", *SPIE Photonics West*, San Francisco, USA, (2011).
- [406] A. Mignot, "Gyrolaser semi-conducteur à cavité externe", Thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique, (2008).
- [407] L. Chrostowski and W. Shi, "Monolithic injection-locked high-speed semiconductor ring lasers", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 26, No. (19), pp. 3355-33621, (2008).
- [408] T. Krauss, P. Laybourn, and J. Roberts, "CW operation of semiconductor ring lasers", *Electronics Letters*, Vol. 26, No. (25), pp. 2095-2097, (1990).
- [409] Y. Barbarin, S. Anantathanasarn, E. Bente, Y. Oei, M. Smit, and R. Notzel, "1.55  $\mu\text{m}$  range InAs-InP (100) quantum-dot Fabry-Perot and ring lasers using narrow deeply etched ridge waveguides", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 18, No. (24), pp. 2644-2646, (2006).
- [410] A. W. Fang, B. R. Koch, K.-G. Gan, H. Park, R. Jones, O. Cohen, M. J. Paniccia, D. J. Blumenthal, and J. E. Bowers, "A racetrack mode-locked silicon evanescent laser", *Optics Express*, Vol. 16, No. (2), pp. 1393-1398, (2008).
- [411] M. Sorel, P. Laybourn, G. Giuliani, and S. Donati, "Unidirectional bistability in semiconductor waveguide ring lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 80, No. (7), pp. 3051-3051, (2002).
- [412] G. Yuan and S. Yu, "Analysis of dynamic switching behavior of bistable semiconductor ring lasers triggered by resonant optical pulse injection", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 13, No. (5), pp. 1227-1234, (2007).
- [413] G. Yuan and S. Yu, "Bistability and switching properties of semiconductor ring lasers with external optical injection", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 44, No. (1), pp. 41-48, (2008).
- [414] M. Sorel, G. Giuliani, A. Scire, R. Miglierina, S. Donati, and P. J. R. Laybourn, "Operating regimes of GaAs-AlGaAs semiconductor ring lasers : Experiment and model", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 39, No. (10), pp. 1187-1195, (2003).
- [415] C. Born, M. Sorel, and S. Yu, "Linear and nonlinear mode interactions in a semiconductor ring laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 41, No. (3), pp. 261-271, (2005).
-

- 
- [416] R. Jones, M. N. Sysak, H. Park, A. W. Fang, H.-H. Chang, Y.-H. Kuo, J. E. Bowers, O. Raday, and O. Cohen, "Integrated hybrid lasers and amplifiers on a silicon platform", *Optical Fiber Communications Conference, OWM1*, (2008).
- [417] O. Raz, H. J. S. Dorren, S. Beri, J. Danckaert, E. Bente, M. Smit, S. Anantathanasarn, and R. Noetzel, "Injection locking properties of 1.55  $\mu\text{m}$  InAs/InP(100) quantum dot ring lasers", *Proc. Symp. IEEE/ LEOS Benelux Chapter*, pp. 87-90, Brussels, Belgium, 2007.
- [418] E. K. Lau, X. X. Zhao, H.-K. Sung, D. Parekh, C. Chang-Hasnain, and M. C. Wu, "Strong optical injection-locked semiconductor lasers demonstrating >100-GHz resonance frequencies and 80-GHz intrinsic bandwidths", *Optics Express*, Vol. 16, No. (9), pp. 6609-6618, (2008).
- [419] G. A. Smolyakov and M. Osinski, "High-Speed Modulation Analysis of Strongly injection-locked semiconductor ring lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 41, No. (11), pp. 1463-1471, (2011).
- [420] M. Koch, "Terahertz communications : A 2020 vision", *Terahertz Frequency Detection and Identification of Materials and Objects*, Springer, New York, (2007).
- [421] M. S. Taubman, T. L. Myers, B. D. Cannon, R. M. Williams, "Stabilization, injection and control of quantum cascade lasers, and their application to chemical sensing in the infrared", *Spectrochimica Acta Part A : Molecular and Biomolecular Spectroscopy*, Vol. 60, No. (14), pp. 3457-3468, (2004).
- [422] F. Capasso, R. Paiella, R. Martini, R. Colombelli, C. Gmachl, T. L. Myers, M. S. Taubman, R. M. Williams, C. G. Bethea, K. Unterrainer, H. Y. Hwang, D. L. Sivco, A. Y. Cho, A. M. Sergent, H. C. Liu and E. A. Whittaker, "Quantum cascade lasers : ultrahigh-speed operation, optical wireless communication, narrow linewidth, and far-infrared emission", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 38, No. (6), pp. 511-532, (2002).
- [423] M. C. Wanke, M. Lee, C. D. Nordquist, M. Cich, A. D. Grine, C. T. Fuller, and J. L. Reno, "Measuring THz QCL feedback using an integrated monolithic transceiver", *International Quantum Cascade Lasers School and Workshop*, Florence, (2010).
- [424] M. S. Vitiello and A. Tredicucci, "Tunable emission in THz quantum cascade lasers", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 1, No. (1), pp. 76-84, (2011).
- [425] J. Kim, M. Lerttamrab, S. H. Chuang, C. Gmachl, D. L. Sivco, F. Capasso and A. Y. Cho, "Theoretical and experimental study of optical gain and linewidth enhancement factor of type-I quantum-cascade lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 40, No. (12), pp. 1663-1674, (2004).
- [426] J. von Staden, T. Gensty, W. Elsässer, G. Giuliani and C. Mann, "Measurements of the  $\alpha$ -factor of a distributed-feedback quantum cascade laser by an optical feedback self-mixing technique", *Optics Letters*, Vol. 31, No. (17), pp. 2574-2576, (2006).
- [427] J. R. Marciante and G. P. Agrawal, "Spatio-temporal characteristics of filamentation in broad-area semiconductor lasers : Experimental results", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 10, No. (1), pp. 54-56, (1998).
- [428] G. C. Dente, "Low confinement factors for suppressed filaments in semiconductor lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 37, No. (12), pp. 1650-1653, (2001).
-

- 
- [429] S. Takimoto, T. Tachikawa, R. Shogenji and J. Ohtsubo, "Control of spatio-temporal dynamics of broad-area semiconductor lasers by strong optical injection", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 21, no. (15), pp. 1051-1053, (2009).
- [430] M. Ishihara, T. Morimoto, S. Furuta, K. Kasahara, N. Akikusa, K. Fujita and T. Edamura, "Linewidth enhancement factor of quantum cascade lasers with single phonon resonance-continuum depopulation structure on Peltier cooler", *Electronics Letters*, Vol. 45, No. (23), pp. 1168-1169, (2009).
- [431] S. Borri, I. Galli, F. Cappelli, A. Bismuto, S. Bartalini, P. Cancio, G. Giusfredi, D. Mazzotti, J. Faist and P. De Natale., "A direct link of a mid-infrared QCL to a frequency comb by optical injection", *Optics Letters*, Vol. 37, No. (6), pp. 1011-1013, (2012).
- [432] T. Udem, R. Holzwarth and T. W. Haensch, "Optical frequency metrology", *Nature*, Vol. 416, pp. 233-237, (2002).
- [433] C. Y. Wang, L. Kuznetsova, V. M. Gkortsas, L. Diehl, F. X. Kaertner, M. A. Belkin, A. Belyanin, X. Li, D. Ham, H. Schneider, P. Grant, C. Y. Song, S. Haffouz, Z. R. Wasilewski, H. C. Liu and Federico Capasso, "Mode-locked pulses from mid-infrared quantum cascade lasers", *Optics Express*, Vol. 17, No. (15), pp. 12929-12943, (2009).
- [434] K. Inoue, T. Mukai, and T. Saitoh, "Nearly degenerate four-wave mixing in a traveling-wave semiconductor laser amplifier", *Applied Physics Letters*, Vol. 51, No. (14), pp. 1051-1054, (1987).
- [435] S. Barbieri, M. Ravano, P. Gellie, G. Santarelli, C. Manquest, C. Sirtori, S. P. Khanna, E. H. Linfield and A. G. Davies, "Coherent sampling of active mode-locked terahertz quantum cascade lasers and frequency synthesis", *Nature Photonics*, Vol. 5, pp. 306-313, (2011).
- [436] C. C. Nshii, C. N. Ironside, M. Sorel, T. J. Slight, S. Y. Zhang, D. G. Revin, and J. W. Cockburn, "A unidirectional quantum cascade ring laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 97, No. (23), pp. 231107, (2010).
- [437] Y. Petitjean, F. Destic, J.C. Mollier and C. Sirtori, "Dynamic modeling of terahertz quantum cascade lasers", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 17, No. (1), pp. 22-29, (2011).
- [438] F. Rana and R. J. Ram, "Current noise and photon noise in quantum cascade lasers", *Physical Review B*, Vol. 65, No. (12), pp. 125313-125342, (2002).
- [439] B. Meng, and Q. J. Wang, "Theoretical investigation of injection-locked high modulation bandwidth quantum cascade lasers", *Optics Express*, Vol. 20, No. (2), pp. 1450-1464, (2012).
- [440] C. E. Barnes, "Neutron damage in GaAs laser diodes : at and above laser threshold", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 19, No. (6), pp. 382-385, (1972).
- [441] R. F. Carson and W. W. Chow, "Neutron effects in high-power GaAs laser diodes", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 36, No. (6), pp. 2076-2082, (1989).
- [442] A. H. Johnston, "Radiation effects in light-emitting and laser diodes", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 50, No. (3), pp. 689-703, (2003).
- [443] M. Boutillier, "Approche méthodologique de l'impact de l'environnement radiatif spatial sur les propriétés intrinsèques d'une diode laser", Université de Toulouse III, (2008).
-

- 
- [444] M. Boutillier, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, F. Lozes-Dupuy, F. J. Vermersch, M. Krakowski, and O. Gilard, "Strong electron irradiation hardness of 852 nm Al-free laser diodes", *Microelectronics Reliability*, Vol. 46, No. (9-11), pp. 1715-1719, (2006).
- [445] P. G. Piva, R. D. Goldberg, I. V. Mitchell, D. Labrie, R. Leon, S. Charbonneau, Z. R. Wasilewski and S. Fafard, "Enhanced degradation resistance of quantum dot lasers to radiation damage", *Applied Physics Letters*, Vol. 77, No. (5), pp. 624, (2000).
- [446] M. Boutillier, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, F. Lelarge, B. Dagens, D. Make, O. Le Gouezigou, B. Rousseau, A. Accard, F. Poingt, F. Pommereau, and F. Lozes-Dupuy, "Proton irradiations effects on InAs/InP quantum dash laser diodes emitting at 1.55  $\mu\text{m}$ ", *9th European Conference on Radiation Effects On Components and Systems*, Deauville, France, 2007.
- [447] P. G. R. King and G. J. Steward, "Metrology with an optical maser", *New Scientist*, Vol. 17, No. (323), pp. 180, (1963).
- [448] M.J. Rudd, "A laser Doppler velocimeter employing the laser as a mixer-oscillator", *Journal of Physics E : Scientific Instruments*, Vol. 1, No. (7), pp. 723, (1968).
- [449] J. H. Churnside, "Laser Doppler velocimetry by modulating a CO<sub>2</sub> laser with back-scattered light", *Applied Optics*, Vol. 23, No. (1), pp. 61-66, (1984).
- [450] P. J. de Groot, G.M. Gallatin and S.H. Macomber, "Ranging and velocimetry signal generation in a backscatter-modulated laser diode", *Applied Optics*, Vol. 27, No. (21), pp. 4475-4480, (1988).
- [451] S. Shinohara, A. Mochizuki, H. Yoshida and M. Sumi, "Laser Doppler velocimeter using the self-mixing effect of a semiconductor laser diode", *Applied Optics*, Vol. 25, No. (9), pp. 1417-1419, (1986).
- [452] S.K. Ozdemir, S. Ito, S. Shinohara, H. Yoshida and M. Sumi, "Simultaneous measurement of velocity and length of moving surfaces by a speckle velocimeter with two self-mixing laser diodes", *Applied Optics*, Vol. 38, No. (10), pp. 1968-1974, (1999).
- [453] G. Plantier, N. Servagent, A. Sourice and T. Bosch, "Real-time parametric estimation of velocity using optical feedback interferometry", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 50, No. (4), 915-919, (2001).
- [454] X. Raoul, T. Bosch, G. Plantier and N. Servagent, "A double-laser diode onboard sensor for velocity measurements", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 53, No. (1), pp. 95-101, (2004).
- [455] L. Scalise, Y. Yu, G. Giuliani, G. Plantier and T. Bosch, "Self-mixing laser diode velocimetry : Application to vibration and velocity measurement", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 53, No. (1), pp. 223-232, (2004).
- [456] G. Plantier, N. Servagent, T. Bosch and A. Sourice, "Real-time tracking of time-varying velocity using a self-mixing laser diode", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 53, No. (1), pp. 109-115, (2004)
- [457] R. Kliese, Y.L. Lim, T. Bosch and A. Rakic, "GaN laser self-mixing velocimeter for measuring slow flows", *Optics Letters*, Vol. 35, No. (6), pp. 814-816, (2010)
- [458] M. Slot, M. H. Koelink, F.G. Scholten, F. F. de Mul, A. L. Weijers, J. Greve, R. Graaff, A. C. Dassel, J. G. Arnoudse and F. H. Tuynman, "Blood flow velocity measurements based on the self-mixing effect in a fibre-coupled semiconductor laser : in vivo and in

- vitro measurements", *Medical and Biological Engineering Computing*, Vol. 30, No. (4), pp. 441-446, (1992).
- [459] A. Courteville, T. Gharbi and J.Y. Cornu, "Non-contact MMG sensor based on the optical feedback effect in a laser diode", *Journal of Biomedical Optics*, Vol. 3, No. (3), pp. 281-285, (1998).
- [460] S. K. Ozdemir, S. Takamiya, S. Ito, S. Shinohara and H. Yoshida, "Self-mixing laser speckle velocimeter for blood flow measurement", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 49, No. (5), pp. 1029-1035, (2000).
- [461] F. F. de Mul, L. Scalise, A.L. Petoukhova, M. van Herwijnen, P. Moes and W. Steenbergen, "Glass-fiber self-mixing intra-arterial laser doppler velocimetry : signal stability and feedback analysis", *Applied Optics*, Vol. 41, No. (4), pp. 658-667, (2002).
- [462] K. Meigas, H. Hinrikus, R. Kattai and J. Lass, "Self-mixing in a diode laser as a method for cardiovascular diagnostics", *Journal of Biomedical Optics*, Vol. 8, No. (1), pp. 152-160, (2003).
- [463] C. Zackian, M Dickinson, "Laser Doppler imaging through tissues phantoms by using self-mixing interferometry with a laser diode", *Optics Letters*, Vol. 32, No. (19), pp. 2798-2800, (2007).
- [464] G. Beheim and K. Fritsch, "Range finding using frequency-modulated laser diode", *Applied Optics*, Vol. 25, No. (9), pp. 1439-1442, (1986).
- [465] S. Shinohara, H. Yoshida, H. Ikeda, K.-I. Nishide and M. Sumi, "Compact and high-precision range finder with wide dynamic range and its application", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 41, No. (1), pp. 40-44, (1992).
- [466] F. Gouaux, N. Servagent and T. Bosch, "Absolute Distance Measurement with an optical feedback interferometer", *Applied Optics*, Vol. 37, No. (28), pp. 6684-6689, (1998).
- [467] G. Mourat, N. Servagent and T. Bosch, "Distance measurement using the self-mixing effect in a three-electrode distributed Bragg reflector laser diode", *Optical Engineering*, Vol. 39, No. (3), pp. 738, (2000).
- [468] T. Bosch, N. Servagent, R. Chellali and M. Lescure, "Three-dimensional object construction using a self-mixing type scanning laser range finder", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 47, No. (5), pp. 1326-1329, (1998).
- [469] E. Gagnon and J.-F. Rivest, "Laser range imaging using the self-mixing effect in a laser diode", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Vol. 48, No. (3), pp. 693-699, (1999).
- [470] G. Giuliani, S. Donati, M. Passerini and T. Bosch, "Angle measurement by injection detection in a laser diode", *Optical Engineering*, Vol. 40, No. (1), pp. 95, (2001).
- [471] J. Xi, Y. Yu, J. Chicharo and T. Bosch, "Estimating the parameters of semiconductor lasers based on weak optical feedback self-mixing interferometry", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 41, No. (8), pp. 1058-1064, (2005).
- [472] Y. Yu, J. Xi and T. Bosch, "Toward automatic measurement of the linewidth-enhancement factor using optical feedback self-mixing interferometry with weak optical feedback", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 43, No. (7), pp. 527-534, (2007).
- [473] P. J. Rodrigo, M. Lim and C. Saloma, "Optical-feedback semiconductor laser Michelson interferometer for displacement measurements with directional discrimination", *Applied Optics*, Vol. 40, No. (4), pp. 506-513, (2001).

- [474] S. Ottonelli, F. De Lucia, M. di Vietro, M. Dabbicco, G. Scamarcio, F.P. Mezzapesa, "A compact three degrees-of-freedom motion sensor based on the laser-self-mixing effect", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 20, No. (6), pp. 1360-1362, (2008).
- [475] S. Ottonelli, M. Dabbicco, F. De Lucia, G. Scamarcio, "Simultaneous measurement of linear and transverse displacements by laser self-mixing", *Applied Optics*, Vol. 48, No. (9), pp. 1784-1789, (2009).
- [476] N. Servagent, F. Gouaux and T. Bosch, "Measurements of displacement using the self-mixing interference in a laser diode", *Journal of Optics*, Vol. 29, No. (3), pp. 168-173, (1998).
- [477] N. Servagent, T. Bosch and M. Lescure, "Design of a phase-shifting optical feedback interferometer using an electrooptic modulator", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 6, No. (5), pp. 798-802, (2000).
- [478] R. H. Ritchie, "Plasma losses by fast electrons in thin films", *Physical Review*, Vol. 106, No. (5), pp. 874-881, (1957).
- [479] R. H. Ritchie, E. T. Arakawa, J. J. Cowan, and R. N. Hamm, "Surface-plasmon resonance effect in grating diffraction", *Physical Review Letters*, Vol. 21, No. (22), pp. 1530-1533, (1968).
- [480] Richard A. Ferrell, "Predicted radiation of plasma oscillations in metal films", *Physical Review*, Vol. 111, No. (5), pp. 1214-1222, (1958).
- [481] M. A. Noginov, G. Zhu, A. M. Belgrave, R. Bakker, V. M. Shalaev, E. E. Narimanov, S. Stout, E. Herz, T. Suteewong, U. Wiesner, "Demonstration of a spaser-based nanolaser", *Nature*, Vol. 460, pp.1110-1112, (2009).
- [482] P. Berini and I. De Leon, "Surface plasmon-polariton amplifiers and lasers", *Nature Photonics*, Vol. 6, No. (5), pp. 16-24, (2011).
- [483] A. Tredicucci, C. Gmachl, M. C. Wanke, F. Capasso, A. L. Hutchinson, D. L. Sivco, S.-N. G. Chu, A. Y. Cho, "Surface plasmon quantum cascade lasers at  $\lambda = 19 \mu\text{m}$ ", *Applied Physics Letters*, Vol. 77, No. (15), pp. 2286, (2000).
- [484] C. Sirtori, C. Gmachl, F. Capasso, J. Faist, D. L. Sivco, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, "Long-wavelength ( $\lambda = 8\text{-}11.5 \mu\text{m}$ ) semiconductor lasers with waveguides based on surface plasmons", *Optics Letters*, Vol. 23, No. (17), pp. 1366-1368 (1998).
- [485] C.-Y. Lu, S.-W. Chang, S.-H. Yang, and S. L. Chuang, "Quantum-dot laser with a metal-coated waveguide under continuous-wave operation at room temperature", *Applied Physics Letters*, Vol. 95, No. (23), pp. 233507, (2009).
- [486] G.-E. Chang, C.-Y. Lu, S.-H. Yang, and S. L. Chuang, "Optical characteristics of a quantum-dot laser with a metallic waveguide", *Optics Letters*, Vol. 35, No. (14), pp. 2373-2375, (2010).
- [487] D. Costantini, L. Greusard, A. Bousseksou, R. Rungsawang, T. P. Zhang, S. Callard, J. Decobert, F. Lelarge, G.-H. Duan, Y. De Wilde, and R. Colombelli, "In situ generation of surface plasmon polaritons using a near-infrared laser diode", *Nano Letters*, Vol. 12, No. (9), pp. 4693-4697, (2012).
- [488] D. Costantini, L. Greusard, A. Bousseksou, Y. De Wilde, B. Habert, F. Marquier, J.-J. Greffet, F. Lelarge, J. Decobert, G.-H. Duan, and R. Colombelli, "A hybrid plasmonic semiconductor laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 102, No. (10), pp. 101106, (2013).

- 
- [489] L. Greusard, D. Costantini, A. Bousseksou, J. Decobert, F. Lelarge, G.-H. Duan, Y. De Wille and R. Colombelli, "Near field analysis of metallic DFB lasers at telecom wavelengths", *Optics Express*, Vol. 21, No. (9), pp. 10422-10429, (2013).
- [490] E. M. Purcell, "Spontaneous emission probabilities at radio frequencies", *Physical Review*, Vol. 69, No. (11-12), pp. 681, (1946).
- [491] K. Srinivasan, M. Borselli, O. Painter, A. Stintz, and S. Krishna, "Cavity Q, mode volume, and lasing threshold in small diameter AlGaAs microdisks with embedded quantum dots", *Optics Express*, Vol. 14, No. (3), pp. 1094-1105, (2006).
- [492] N. Kengo, K. Shota, and B. Toshihiko, "Room temperature continuous wave operation and controlled spontaneous emission in ultrasmall photonic crystal nanolaser", *Optics Express*, Vol. 15, No. (12), pp. 7506-7514, (2007).
- [493] S.-H. Kwon, H.-G. Park, and Y.-H. Lee, "Photonic crystal lasers", *Advances in Semiconductor Lasers : Semiconductor and Semimetals*, Vol. 86, pp. 301-331, Elsevier, (2012).
- [494] C.-Z. Ning, "Semiconductor nanowire lasers", *Advances in Semiconductor Lasers : Semiconductor and Semimetals*, Vol. 86, pp. 455-483, Elsevier, (2012).
- [495] M. T. Hill, "Metallic and plasmonic nanolasers", *Advances in Semiconductor Lasers : Semiconductor and Semimetals*, Vol. 86, pp. 335-367, Elsevier, (2012).
- [496] J. B. Khurgin and G. Sun, "How small can nano be a nanolaser?", *Nanophotonics*, Vol. 1, No. (1), pp. 3-8, (2012).
- [497] D. Li and C.-Z. Ning, "All-semiconductor active plasmonic system in mid-infrared wavelengths", *Optics Express*, Vol. 19, No. (15), pp. 14594-14603, (2011).
- [498] K. Ding and C.-Z. Ning, "Metallic subwavelength-cavity semiconductor nanolasers?", *Nature, Light : Science Applications*, Vol. 1, No. (e20), pp. 1-8, (2012).
- [499] M. T. Hill, M. Marell, E. S. P. Leong, B. Smalbrugge, Y. Zhu, M. Sun, P. J. van Veldhoven, E. Jan Geluk, F. Karouta, Y.-S. Oei, R. Nötzel, C.-Z. Ning, and M. K. Smit, "Lasing in metal-insulator-metal sub-wavelength plasmonic waveguides", *Optics Express*, Vol. 17, No. (13), pp. 11107-11112, (2009).
- [500] C. Y. Lu, S. W. Chang, S. L. Chuang, T. D. Germann, and D. Bimberg, "Metal-cavity surface-emitting microlaser at room temperature", *Applied Physics Letters*, Vol. 96, No. (25), pp. 251101, (2010).
- [501] M. J. H. Marell, B. Smalbrugge, E. J. Geluk, P. J. van Veldhoven, B. Barcones, B. Koopmans, R. Nötzel, M. K. Smit, and M. T. Hill, "Plasmonic distributed feedback lasers at telecommunications wavelengths", *Optics Express*, Vol. 19, No. (16), pp. 15109-15118, (2011).
- [502] K. Ding, M. T. Hill, Z. C. Liu, L. Yin, P. J. van Veldhoven, and C. Z. Ning, "Record performance of electrical injection sub-wavelength metallic-cavity semiconductor lasers at room temperature", *Optics Express*, Vol. 21, No. (4), pp. 4728-4733, (2013).
- [503] S. W. Chang, T. R. Lin and S. L. Chuang, "Theory of plasmonic Fabry-Perot nanolasers", *Optics Express*, Vol. 18, No. (14), pp. 15039-15053, (2010).
- [504] T. Suhr, N. Gregersen, K. Yvind, and J. Mork, "Modulation response of nanoLEDs and nanolasers exploiting Purcell enhanced spontaneous emission", *Optics Express*, Vol. 18, No. (11), pp. 11230-11241, (2010).
-

- 
- [505] P. Ginzburg and A. V. Zayats, "Linewidth enhancement in spasers and plasmonic nanolasers", *Optics Express*, Vol. 21, No. (2), pp.2147-2153, (2013).
- [506] E. Centeno, "Les métamatériaux aux services de la photonique et de l'optique", Rapport annuel de l'Observatoire des Micro- et des Nanotechnologies (OMNT), (2010).
- [507] V. G Veselago, "The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of  $\epsilon$  and  $\mu$ ", *Soviet Physics Uspekhi*, Vol. 10, No. (4), pp. 509, (1968).
- [508] D. R. Smith and N. Kroll, "Negative refractive index in left-handed materials", *Physical Review Letters*, Vol. 85, No. (44), pp. 2933–2936, (2000).
- [509] T. A. Klar, A. V. Kildishev, V. P. Drachev and V. M. Shalaev, "Negative-index metamaterials : going optical", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 12, No. (6), pp. 1106–1115, (2006).
- [510] J. B . Pendry, "Negative refraction makes a perfect Lens", *Physical Review Letters*, Vol. 85, No. (18), pp. 3966–3969, (2000).
- [511] S. Kocaman, R. Chatterjee, N. C. Panoiu, J.F. McMillan, M.B. Yu, R. M. Osgood, D.L. Kwong, C.W. Wong, "Observation of zeroth-order Band gaps in negative-refraction photonic crystal superlattices at near-infrared frequencies", *Physical Review Letters*, Vol. 102, No. (20), pp. 203905, (2009).
- [512] J. Li, L. Zhou, C.T. Chan and P. Sheng, "Photonic band gap from a stack of positive and negative index materials", *Physical Review Letters*, Vol. 90, No. (8), pp. 083901, (2003).
- [513] V. Mocella, S. Cabrini, A.S.P. Chang, P. Dardano, L. Moretti, I. Rendina, D. Olynick, B. Harteneck, S. Dhuey, "Self-collimation of light over millimeter-scale distance in a quasi-zero-average-index metamaterial", *Physical Review Letters*, Vol. 102, No. (13), pp. 133902, (2009).
- [514] J. Renger, M. Kadic, G. Dupont, S.S. Aćimović, S. Guenneau, R. Quidant et S. Enoch, "Hidden progress : broadband plasmonic invisibility", *Optics Express*, Vol. 18, No. (15), pp. 15757-15768, (2010).
- [515] K. Tanaka, E. Plum, J. Y. Ou, T. Uchino, and N. I. Zheludev, "Multifold enhancement of quantum dot luminescence in plasmonic metamaterials", *Physical Review Letters*, Vol. 105, No. (22), pp. 227403, (2010).
- [516] D. Austin, N. Mullin, A. Bismuto, I. Luxmoore, A. M. Adawi, D. G. Revin, M. Soulby, J. W. Cockburn, Q. Jiang, A. B. Krysa, A. G. Cullis, J. Faist, J. K. Hobbs, and L. R. Wilson, "Transmission properties of plasmonic metamaterial quantum cascade lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 22, No. (16), pp. 1217-1219, (2010).
- [517] S. Iijima, "Single-shell carbon nanotubes of 1-nm diameter", *Nature*, Vol. 363, pp. 603-605, (1991).
- [518] A. Loiseau, P. Launois, P. Petit, S. Roche and J.-P. Salvetat, "Understanding carbon nanotubes : from basics to applications", *Lectures Notes in Physics*, Springer, Vol. 677 (2006).
- [519] S. Reich, C. Thomsen, J. Maultzsch, "Carbon nanotubes, basic concepts and physical properties", Wiley-VCH (Berlin), (2004).
- [520] M. M. J. Treacy, T.W. Ebbesen, and J.M. Gilson, "Exceptionally high Young's modulus observed for individual carbon nanotubes", *Nature*, Vol. 381 pp. 678-680, (1996).
-

- 
- [521] P. Kim, L. Shi, A. Majumdar, and P. L. Mc Euen, "Thermal transport measurements of individual multiwalled", *Physical Review Letters*, Vol. 87, No. (21), pp. 215502, (2001).
- [522] W. Liang, M. Bockrath, D. Bozovic, J. H. Hafner, M. Tinkham, H. Park, "Fabry-Perot interference in a nanotube electron waveguide", *Nature*, Vol. 411, pp. 665-669, (2001).
- [523] L. Vivien, D. Riehl, P. Lançon, F. Hache, and E. Anglaret, "Pulse duration and wavelength effects on the optical limiting behavior of carbon nanotube suspensions", *Optics Letters*, Vol. 26, No. (4), pp. 223-225, (2001).
- [524] P. Avouris, J. Chen, M. Freitag, V. Perebeinos, J. C. Tsang, "Carbon nanotube optoelectronics", *Physica Status Solidi (b)*, Vol. 243, No. (13), pp. 3197-3203, (2006).
- [525] M. J. O'Connell, S. M. Bachilo, C. B. Huffman, V. C. Moore, M. S. Strano, E. H. Haroz, K. L. Rialon, P. J. Boul, W. H. Noon, C. Kittrell, J. Ma, R. H. Hauge, R. B. Weisman and R. E. Smalley, "Band gap fluorescence from individual single-walled carbon nanotubes", *Science*, Vol. 297, No. (5581), pp. 593-596, (2002).
- [526] S. M. Bachilo, M. S. Strano, C. Kittrell, R. H. Hauge, R. E. Smalley and R. Bruce Weisman, "Structure-assigned optical spectra of single-walled carbon nanotubes", *Science*, Vol. 298, No. (5602), pp. 2361-2366, (2002).
- [527] A. Hartschuh, H. N. Pedrosa, L. Novotny and T. D. Krauss, "Simultaneous fluorescence and Raman scattering from single carbon nanotubes", *Science*, Vol. 301, No. (5638), pp. 1354-1356, (2003).
- [528] E. Gauffrès, N. Izard, X. Le Roux, D. Marris-Morini, S. Kazaoui, E. Cassan, and L. Vivien, "Optical gain in carbon nanotubes", *Applied Physics Letters*, Vol. 96, No. (23), pp. 231105, (2010).
- [529] E. Gauffrès, N. Izard, X. Le Roux, D. Marris-Morini, S. Kazaoui, E. Cassan, and L. Vivien, "Optical microcavity with semiconducting single-wall carbon nanotubes", *Optics Express*, Vol. 18, No. (6), pp. 5740-5745, (2010)
- [530] H. Nong, M. Gicquel, L. Bramerie, M. Perrin, F. Grillot, C. Levallois, A. Maalouf and S. Loualiche, "A direct comparison of single-walled carbon nanotubes and quantum-wells based subpicosecond saturable absorbers for all optical signal regeneration at 1.55  $\mu\text{m}$ ", *Applied Physics Letters*, Vol. 96, No. (6), pp. 061109, (2010).
- [531] H. Nong, M. Gicquel-Guezo, L. Bramerie, M. Perrin, F. Grillot, R. Fleurier, B. Liang, D. L. Huffaker, C. Levallois, J. Le Pouliquen, A. Le Corre, O. Dehaese, and S. Loualiche, "Enhanced properties in single-walled carbon nanotubes based saturable absorber for all optical signal regeneration", *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 50, No. (4), pp. 040206, (2011).
- [532] H. Zhang, D. Tang, R. J. Knize, L. Zhao, Q. Bao and K. P. Loh, "Graphene mode locked, wavelength-tunable, dissipative soliton fiber laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 96, No. (11), pp. 111112, (2010).



# Annexes



# Annexe A

## Travail de DEA (1998-1999)

L'étude en champ lointain et en champ proche d'un réseau métallique comportant des cavités sub-longueur d'onde repose sur l'illumination d'une couche d'argent déposée sur une lame de quartz ( $\text{SiO}_2$ ) percée d'ouvertures cylindriques périodiquement espacées dans les deux directions (cf. figure [A.1(a)]) [1]. L'onde plane incidente de longueur d'onde  $\lambda_0$  dans l'air éclaire le réseau en incidence normale par le côté du quartz pour différents diamètres de trous. Comme le montre la figure [A.1(b)], les spectres de transmission calculés à l'ordre zéro révèlent une augmentation significative de la transmission pour certaines longueurs d'ondes particulières. La simulation montre également la présence de *maxima* et de *minima* dans le spectre de transmission dont l'amplitude et la position sont corrélées à la géométrie des cavités. Par exemple, pour des trous de 150 nm de diamètre, l'augmentation de la transmission est modérée alors que cette dernière est exaltée pour des diamètres plus importants. La différence cruciale entre un film mince et un film métallique périodiquement structuré, réside dans le fait que lorsque ce dernier est éclairé (y compris en incidence normale), des polaritons de surface (ou plasmons de surface) peuvent être excités à la surface du film. Le couplage de la lumière avec les plasmons de surface se traduit par une augmentation de la transmission car une fois que ceux-ci sont excités, ils se dés excitent en raison de la rugosité (cavités) en émettant de la lumière. L'excitation des plasmons de surface se produit pour la condition de résonance [1] [2] :

$$\lambda_{SP}(p, q) = \frac{D}{\sqrt{p^2 + q^2}} \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_i}{\epsilon_m + \epsilon_i}} \quad (\text{A.1})$$

avec  $\epsilon_m$  ( $\epsilon_i$ ) la constante diélectrique du métal (du milieu adjacent) et  $D$  la période du réseau. L'équation (A.1) montre que les positions des résonances sont parfaitement déterminées par le couple d'entiers  $(p, q)$ . Sur la figure [A.1(b)], les positions correspondantes à l'excitation des polaritons de surface à la surface du film d'argent sont indiquées par des flèches pour les valeurs du couples  $(p, q)$ .

S'approcher pour mieux voir est l'idée générale qui se cache derrière la notion de champ proche en optique [3]. Les figures [A.2(a)] et [A.2(b)] montrent des cartographies de l'intensité diffusée dans le champ proche optique pour la longueur d'onde de 1420 nm et à une distance  $z=15$  nm (a) et  $z=100$  nm (b) au-dessus de la surface. Pour  $z=100$  nm, la distribution épouse parfaitement la forme de la cavité. On retrouve le *maximum* d'intensité avec la symétrie de révolution centré sur la cavité. En revanche, lorsque  $z=15$  nm, l'intensité du champ électromagnétique subit une augmentation importante. Le *maximum* de transmission en champ lointain étant lié à une résonance plasmon, on observe que le confinement de l'inten-

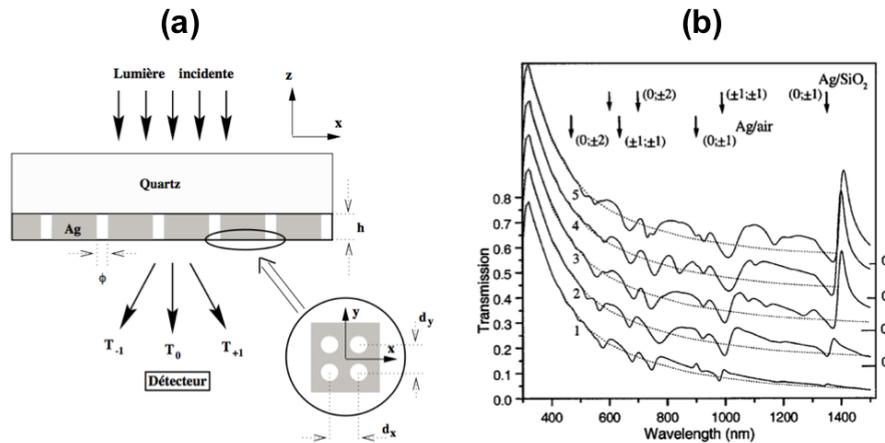


FIGURE A.1 – (a) Géométrie d'un réseau de trous dans un film métallique; (b) Transmission à l'ordre zéro d'un film d'argent continu (courbe pointillée) d'un film d'argent constitué d'un réseau de trous (courbes en traits pleins) de périodicité 900 nm et pour différents diamètres de trous 150 (1), 225 (2), 250 (3), 275 (4), et 300 nm (5). L'épaisseur du film d'argent est de 20 nm.

sité est ici renforcé et localisé sur des domaines sub-longueurs d'ondes ( $\approx 40$  nm). L'excitation par la lumière incidente d'oscillations électroniques localisées près du bord d'un trou montre que cette augmentation d'intensité localisée résulte de phénomènes d'interférences entre les polaritons de surface diffusés par les trous du réseau [3].

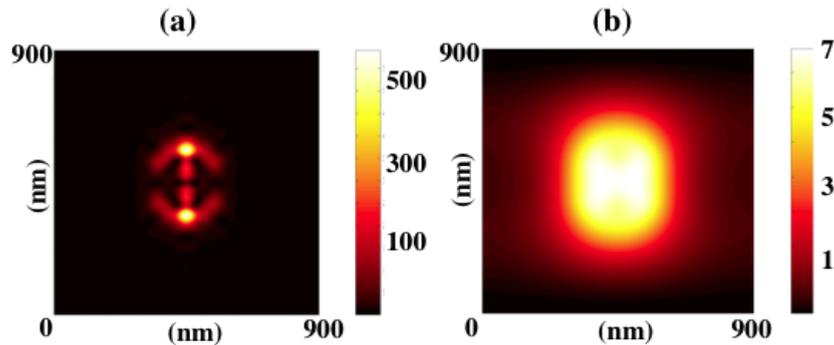


FIGURE A.2 – Distribution latérale de l'intensité lumineuse transmise au-dessus d'un trou calculée pour une longueur d'onde de 1420 nm ( $D=900$  nm,  $d=300$  nm).

- [1] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio and P. A. Wolff, "Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays", *Nature*, Vol. 391, pp. 667-669, (1998).  
 [2] L. Salomon, F. Grillot, A. V. Zayats and F. de Fornel, "Near-Field Distribution of Optical Transmission of Periodic Sub-wavelength Holes in a Metal Film", *Physical Review Letters*, Vol. 86, No. (6), pp. 1110-1113, (2001).  
 [3] A. Rahmani et F. de Fornel, "Emission photonique en espace confiné", Eyrolles, (2000).

---

---



# Annexe B

## Travail doctoral (1999-2003)

L'objectif de la thèse consistait en l'étude des effets de la rétroaction optique externe sur la dynamique des diodes lasers à contre-réaction distribuée (DFB) et ce afin d'en quantifier l'impact sur les systèmes de transmissions optiques à haut-débit.

### B.1 Lasers DFB à réseau uniforme

Dans le but d'obtenir des structures strictement monomodes, le développement de structures (DFB) est requis [1]. Lorsqu'un laser à semi-conducteur est soumis à une rétroaction optique externe, cinq régimes de fonctionnement peuvent être observés expérimentalement [2]. En particulier, pour un certain niveau de retour optique, ne dépendant ni de la phase de l'onde retour, ni de la longueur de la cavité externe, le laser à semi-conducteurs tend à devenir instable, travaillant ainsi dans un régime chaotique appelé régime d'effondrement de la cohérence [3]. Ce régime se traduit essentiellement par une forte augmentation de la largeur de raie du laser, pouvant aller jusqu'à plusieurs dizaines de gigahertz (alors que la largeur de raie typique d'un laser monomode (DFB) est comprise entre 2 MHz et 5 MHz). Une telle augmentation de la largeur de raie induit une dégradation substantielle des performances en transmission [4] [5]. Sachant que le taux de rétroaction optique  $\Gamma$  est défini comme le rapport de la puissance optique  $P_r$  réinjectée dans la cavité à la puissance émise  $P_e$ , le seuil d'effondrement de la cohérence peut se définir de manière analytique à partir du taux de rétroaction optique critique  $\Gamma_c$  selon la relation [6] :

$$\Gamma_c = \frac{\tau_i^2 \omega_r^4}{16 |C_k|^2 \omega_d^2 (1 + \alpha_H^2)} \quad (\text{B.1})$$

avec  $C_k$  le coefficient de couplage de la facette  $k$  vers la cavité externe (avec  $k = l$  pour la facette avant et  $k = r$  pour la facette arrière),  $\tau_i$  le temps d'aller-retour dans la cavité laser,  $\omega_r$  la pulsation de relaxation du laser,  $\omega_d$  la pulsation d'amortissement et  $\alpha_H$  le facteur de couplage phase-amplitude. La relation (B.1) étant issue d'une cascade d'approximation n'est valable que pour de faible niveau de rétroaction ( $\Gamma < 10^{-3}$ ). En raison de la précision limitée de l'opération de clivage (de l'ordre du  $\mu\text{m}$ ) par rapport au pas du réseau de Bragg ( $\approx 240 \text{ nm}$ ), des effets de phases apparaissent aux facettes d'un laser (DFB). En conséquence, le caractère monomode du laser n'est plus nécessairement assuré entraînant ainsi un écart aléatoire de la longueur d'onde émise par rapport au mode de Bragg. Le travail de thèse a montré que pour un laser soumis à une rétroaction optique externe, la dépendance des

coefficients  $C_k$  avec les phases aux facettes est exacerbée. La manipulation des équations du laser (DFB) en présence de rétroaction optique permet d'exprimer le coefficient de couplage  $C_k$  de la facette  $k$  sous une forme analytique. Ainsi, pour une cavité à géométrie uniforme (section droite), les coefficients  $C_r$  et  $C_l$  se mettent sous la forme généralisée [7] :

$$C_r = \frac{2(q^2 + \kappa^2) L^2 (1 - |\rho_r|^2) e^{-j\varphi_r}}{j\kappa L (1 + \tilde{\rho}_r^2) - 2\tilde{\rho}_r q L} \left[ \frac{1}{2qL - \sum_{k=r,l} \frac{\kappa L (1 - \rho_k^2)}{2jqL\rho_k + (1 + \rho_k^2)}} \right] \quad (\text{B.2})$$

$$C_l = \frac{2(q^2 + \kappa^2) L^2 (1 - |\rho_l|^2) e^{-j\varphi_l}}{j\kappa L (1 + \tilde{\rho}_l^2) - 2\tilde{\rho}_l q L} \left[ \frac{1}{2qL - \sum_{k=r,l} \frac{\kappa L (1 - \rho_k^2)}{2jqL\rho_k + (1 + \rho_k^2)}} \right] \quad (\text{B.3})$$

Dans les équations (B.2) et (B.3), on note  $L$  la longueur de la cavité,  $\tilde{\rho}_r = \rho_r e^{j\varphi_r}$  et  $\tilde{\rho}_l = \rho_l e^{j\varphi_l}$  (avec  $\varphi_r$  et  $\varphi_l$  les phases aux facettes) les réflectivités complexes et  $\kappa$  la force du réseau de Bragg. Le paramètre  $q = \alpha - j\delta$  est lié aux pertes (DFB)  $\alpha$  ainsi qu'à la différence entre les vecteurs d'ondes du mode émis et du mode de Bragg  $\delta = \beta - \beta_{Bragg}$ . Les relations (B.2) et (B.3) révèlent qu'il existe une dépendance plus ou moins complexe du seuil d'effondrement de la cohérence avec les effets de phases aux facettes dans un laser (DFB).

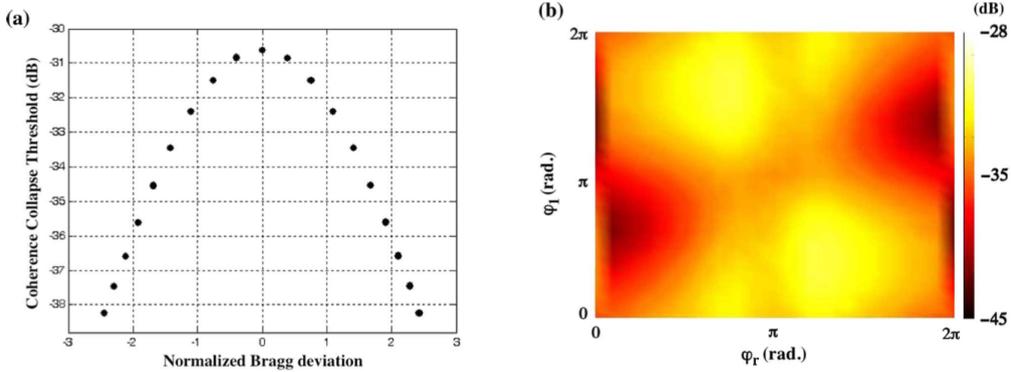


FIGURE B.1 – Cas d'un laser (DFB) avec  $|\tilde{\rho}_r|^2=0,95$ ,  $0 \leq \varphi_r \leq 2\pi$  et  $\kappa L=1,0$  (a) Seuils d'effondrement de la cohérence calculés pour  $|\tilde{\rho}_l|^2=0$ ; (b) Cartographie des seuils d'effondrement de la cohérence dans le plan  $(\varphi_l, \varphi_r)$  pour  $|\tilde{\rho}_l|^2=5 \times 10^{-3}$  et  $0 \leq \varphi_l \leq 2\pi$ .

Afin de valider ces effets, j'ai conçu dans la première partie de ma thèse des structures à réseau uniforme. Dans ce cadre, j'ai montré expérimentalement et théoriquement que le régime d'effondrement de la cohérence est lié à l'écart au mode de Bragg par une distribution quasi-parabolique [8]. Cet effet est illustré numériquement sur la figure [B.1(a)] dans le cas d'un laser (DFB) avec  $R_r = |\tilde{\rho}_r|^2=0,95$ ,  $0 \leq \varphi_r \leq 2\pi$ ,  $R_l = |\tilde{\rho}_l|^2=0$  (traitement anti-reflet) et  $\kappa L=1,0$ . Dans cet exemple, la rétroaction optique est appliquée sur la facette avant ( $k = l$ ) du laser. La combinaison des équations (B.1) et (B.3) permet d'illustrer l'interdépendance entre l'écart au mode de Bragg et le seuil d'occurrence du chaos optique dans la structure semi-conductrice. Le *maximum* de la distribution est obtenu lorsque le laser émet exactement au centre de

la bande interdite (c'est-à-dire lorsque l'écart au mode de Bragg est nul). Physiquement, cet effet montre que la résistivité maximale à la rétroaction optique est obtenue lorsque le laser émet exactement à la longueur d'onde de Bragg. *A contrario*, lorsque la longueur d'onde d'émission s'écarte de la longueur d'onde de Bragg, le seuil d'effondrement de la cohérence chute de plusieurs décibels augmentant ainsi fortement la sensibilité du laser à la rétroaction optique. Dans le cas où le traitement antireflet de la facette avant n'est pas parfait ( $R_l = |\tilde{\rho}_l|^2 \neq 0$ ), la distribution prend une forme beaucoup plus complexe. La figure [B.1(b)] présente une cartographie du seuil d'effondrement de la cohérence dans le plan  $(\varphi_l, \varphi_r)$ . La simulation confirme la présence d'effets de phases additionnels liés à la réflectivité résiduelle de la facette avant, lesquels conduisent à des variations non-triviales du seuil d'effondrement de la cohérence. Les résultats de la figure [B.1(b)] démontrent qu'une bonne maîtrise technologique du traitement antireflet est absolument indispensable. Cette étude révèle donc que l'analyse du régime d'effondrement de la cohérence est une donnée capitale pour l'optimisation des communications optiques à haut-débit.

## B.2 Modélisation des structures semiconductrices complexes rétroactionnées optiquement

Les équations d'évolution dynamiques généralisées décrivant le nombre de photons et la phase du champ électrique dans la cavité optique s'expriment comme suit [9] [10] :

$$\frac{dP}{dt} = \frac{2}{L} \int_L W_{N_i} \Delta N P dz + 2Im \left[ \gamma W_p (1 - \rho_k) \frac{\xi_0(t - \tau)}{\xi_0(t)} \right] \quad (B.4)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \omega_0 - \omega - \frac{1}{L} \int_L W_{N_r} \Delta N dz - Re \left[ \gamma W_p (1 - \rho_k) \frac{\xi_0(t - \tau)}{P \xi_0(t)} \right] \quad (B.5)$$

avec

$$W_{N_r} = Re \left[ \frac{\partial W / \partial N}{\partial W / \partial \omega} \right] \quad (B.6)$$

$$W_{N_i} = Im \left[ \frac{\partial W / \partial N}{\partial W / \partial \omega} \right] \quad (B.7)$$

$$W_p = \frac{\partial W / \rho_k}{\partial W / \partial \omega} \quad (B.8)$$

avec  $P$  le nombre de photons dans la cavité,  $\phi$  la phase du champ électrique,  $\omega_0/2\pi$  la fréquence du laser solitaire,  $\omega/2\pi$  la fréquence d'émission du laser en présence de rétroaction optique,  $\xi_0(t)$  le champ électrique complexe défini comme  $\xi_0(t) = \sqrt{P(t)} \exp^{j\phi(t)}$  et  $\Delta N$  la variation de la densité de porteurs induite par la rétroaction optique externe. L'opérateur  $W$  correspond au *Wronskien* du système rétroactionné [10]. Cet opérateur dépend de la densité de porteur, de la fréquence d'émission du laser et de l'amplitude de la réflectivité de la facette  $k$ . Ainsi, dans les équations (B.4) et (B.5), le paramètre  $W_p$  est complexe de sorte que  $W_p = |W_p| e^{j\varphi}$  avec  $|W_p|$  le module et  $\varphi$  l'argument.

Le système décrit par (B.4) et (B.5) constitue une généralisation des équations de Lang et Kobayashi [11] utilisées pour étudier des lasers Fabry-Perot en présence de rétroaction optique.

En appliquant les conditions stationnaires aux équations dynamiques (B.4) et (B.5), les calculs permettent de montrer que la variation de la fréquence angulaire induite par la rétroaction optique externe peut se mettre sous la forme :

$$\Delta\omega\tau_i = -2C_k \frac{\Delta\rho_k}{(1 - |\rho_k^2|)} \sqrt{1 + \alpha_{H,eff}^2} e^{-j\varphi} \sin(\varphi + \arctan(\alpha_{H,eff})) \quad (\text{B.9})$$

avec  $\tau_i$  le temps-aller retour dans la cavité optique et  $\alpha_{H,eff}$  le facteur de couplage phase-amplitude effectif défini par la relation [10] :

$$\alpha_{H,eff} = -\frac{\int_L W_{Nr} \Delta N dz}{\int_L W_{Ni} \Delta N dz} \quad (\text{B.10})$$

La variation de la fréquence d'émission permet de remonter au seuil d'effondrement de la cohérence *via* la détermination du coefficient de couplage  $C_k$  de la facette considérée.

Dans l'équation (B.9), le coefficient de couplage de la facette vers la cavité externe  $C_k$  se met sous la forme généralisée :

$$C_k = j \frac{\tau_i}{2} (1 - \rho_k^2) W_p \quad (\text{B.11})$$

La relation (B.11) montre que la connaissance du *Wronskien* du système et en particulier de  $W_p$  permet de retrouver l'expression du coefficient de couplage vers la cavité externe. Dans le cas où l'expression de  $W_p$  n'est pas explicite, le coefficient  $C_k$  peut être directement calculé à partir de l'équation (B.9). En effet, lorsque la variation de pulsation est maximale, le coefficient à la facette  $C_k$  se met sous la forme [12] :

$$C_k = \frac{(\Delta\omega\tau_i)_{max} (1 - |\rho_k^2|)}{2\sqrt{1 + \alpha_{H,eff}^2} \Delta\rho_k} \quad (\text{B.12})$$

Comme le montre l'équation (B.12), le coefficient de couplage vers la cavité externe peut être facilement déterminé à partir des caractéristiques fondamentales telles que la variation de fréquence maximale  $(\Delta\omega)_{max}$ , le temps aller-retour dans la cavité laser  $\tau_i$ , le facteur de couplage phase-amplitude effectif  $\alpha_{H,eff}$ , la réflectivité  $\rho_k$  et sa variation correspondante  $\Delta\rho_k$  proportionnelle à l'amplitude du taux de retour optique  $\gamma$ . La connaissance de ce coefficient permet ensuite de remonter au seuil d'effondrement de la cohérence du laser *via* la relation (B.1). Les expressions (B.11) et (B.12) étant complètement opaques à la géométrie du dispositif peuvent être utilisées sans limitation pour évaluer la sensibilité au retour optique de diodes lasers avec des géométries de cavité complexes [12].

### B.3 Lasers DFB sans effets de phases

Afin de s'affranchir des effets de phases aux facettes, j'ai conçu de nouvelles structures plus sophistiquées pendant la deuxième partie de ma thèse. Ces lasers (DFB) ont maintenant un traitement anti-reflet sur les deux faces et sont fondés sur l'utilisation d'un réseau à pas variable (*chirped grating*). Dans ces conditions, il n'y a plus d'effets de phases dans de telles structures sauf ceux liés aux réflectivités résiduelles. Le *chirp* dans la structure est induit par la variation de la largeur du ruban donc de l'indice effectif. La modélisation fondée sur la méthode des matrices de transfert [13] couplée aux caractérisations a montré un excellent

degré d'uniformité sur ces structures (avec et sans réalimentation optique) [14] [15]. La figure [B.3(a)] illustre un exemple de la structure (DFB) à réseau à pas variable et puits quantiques réalisée. La figure [B.3(b)] montre une superposition des spectres optiques de douze lasers enregistrés à 10 mW. La puissance optique, indiquée en unité décibel, est reportée en fonction de l'écart à la longueur d'onde de Bragg. Outre la validation d'un comportement spectral strictement monomode, le point le plus remarquable surgissant de ces résultats repose sur l'excellent niveau de reproductibilité obtenu sur la longueur d'onde d'émission. A noter enfin que ces structures (DFB) à réseau à pas variable ne présentent aucune non-linéarité (*kink*) dans la caractéristique courant/puissance. Un renforcement du caractère monomode est observé avec le courant d'injection démontrant un bon contrôle des non linéarités spatiales [15]. Les résultats obtenus sur les lasers à pas variable constituent la première démonstration ex-

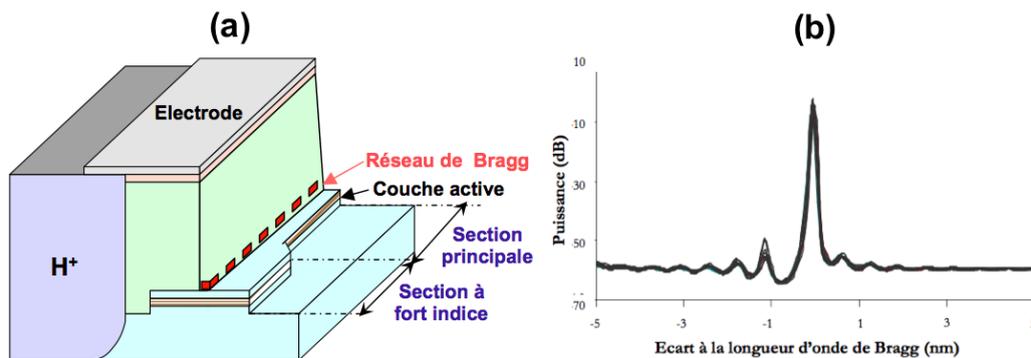


FIGURE B.2 – (a) Structures (DFB) à réseau à pas variable; (b) Superposition des spectres optiques de douze lasers enregistrés à 10 mW.

périmentale de lasers (DFB) à réseau de Bragg asymétrique et traités anti-reflet sur les deux facettes. Ce degré de qualité et de reproductibilité des résultats s'explique par l'absence totale d'effets de phases aux facettes et donc par la qualité du traitement anti-reflet déposé.

- [1] J. Carroll, J. Whiteaway and D. Plumb, "Distributed feedback semiconductor lasers", *The Institution of Electrical Engineers and The International Society for Optical Engineering*, (1998).
- [2] R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, "Regimes of feedback effects in  $1.5\mu\text{m}$  distributed feedback lasers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 4, No. (11), pp. 1655-1661, (1986).
- [3] D. Lenstra, B. H. Verbeek, A. J. Den Boef, "Coherence collapse in single-mode semiconductor lasers due to optical feedback", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 21, No. (6), pp. 674-679, (1985).
- [4] F. Grillot, B. Thedrez, J. Py, O. Gauthier-Lafaye, V. Voiriot and J.L. Lafrayette, "2.5 Gbit/s transmission characteristics of  $1.3\mu\text{m}$  DFB lasers with external optical feedback", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14, No. (1), pp. 101-103, (2002).
- [5] R. B. Clarke, "The effect of reflections on the system performances of intensity modulated laser diodes," *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 9, No. (6), pp. 741-749, (1991).
- [6] J. Helms and K. Petermann, "A simple analytic expression for the stable operation range of laser diodes with optical feedback", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 26, No. (5), pp. 833-836, (1990).

- [7] F. Grillot, "On the Effects of an Antireflection Coating Impairment on the Sensitivity to Optical Feedback of AR/HR Semiconductor DFB Lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 45, No. (6), pp. 720-729, (2009).
- [8] F. Grillot, B. Thedrez, V. Voiriot and J.L. Lafrayette, "Coherence collapse threshold of 1.3  $\mu\text{m}$  semiconductor DFB lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 15, No. (1), pp. 9-11, (2003).
- [9] C. H. Henry, "Theory of spontaneous emission noise in open resonators and its application to lasers and optical amplifiers", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 4, No. (3), pp. 288-297, (1986).
- [10] G. H. Duan, P. Gallion and G. Debarge, "Analysis of the phase-amplitude coupling factor and spectral linewidth of distributed feedback and composite-cavity semiconductor lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 26, No. (1), pp. 32-44, (1990).
- [11] R. Lang and K. Kobayashi, "External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 16, No. (3), pp.347-355, (1980).
- [12] F. Grillot, G. H. Duan and B. Thedrez, "Feedback sensitivity and coherence collapse threshold of semiconductor DFB lasers with complex structures", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 40, No. (3), pp. 1-11, (2004).
- [13] G. Bjork and O. Nilsson, "A new exact and efficient numerical matrix theory of complicated laser structures : properties of asymmetric phase-shifted DFB lasers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 5, No. (1), pp. 140-146, (1987).
- [14] F. Grillot, B. Thedrez, F. Mallecot, C. Chaumont, S. Hubert, M. F. Martineau, A. Piquier, "Analysis, Fabrication and Characterization of 1.55  $\mu\text{m}$  Selection-Free Tapered Stripe DFB Lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14, No. (8), pp. 1040-1042, (2002).
- [15] F. Mallecot, F. Grillot, B. Thedrez, Ch. Chaumont, S. Hubert, M. F. Martineau, A. Piquier, J. Py, L. Roux., "Selection-Free WDM DFB Lasers for STM16 Applications", *Optical Fiber Communication Conference*, Anaheim, USA, (2002).

# Annexe C

## Travail Post-Doctoral (2003-2004)

La micro- et la nano-photonique sur silicium est un domaine de recherche en plein essor depuis plusieurs années, que ce soit sur le plan national ou international. Les applications prometteuses sont d'une part les interconnexions optiques dans les circuits intégrés (CMOS) et d'autre part les télécommunications optiques, où le silicium peut apporter des solutions bas coûts. Par ailleurs, de forts potentiels existent pour le développement de nanostructures photoniques pour la biophotonique. Plus généralement, la micro- ou nano-photonique sur silicium permet l'intégration ultime de fonctions optiques avec d'autres fonctionnalités (traitement de l'information, capteurs...). Une grande partie des études menées dans le cadre de ce stage post-doctoral est fondée sur l'utilisation de guides d'ondes submicroniques sur substrat (SOI). Le (SOI) est constitué d'un film de silicium monocristallin sur une couche de silice, le tout sur un substrat en silicium. Le silicium est transparent aux longueurs d'ondes des télécommunications optiques ( $\lambda > 1,1 \mu\text{m}$ ). La grande différence d'indices de réfraction entre le silicium et la silice ( $\Delta n \approx 2$ ) conduit à un fort confinement du champ électromagnétique donnant accès à une forte densité d'intégration des dispositifs photoniques [1] [2] [3]. Cependant, ce fort confinement est tel qu'une imperfection même à l'échelle nanométrique de la structure engendre des pertes optiques supplémentaires. Cette augmentation est principalement due à la rugosité des flancs des guides d'ondes introduite lors des étapes technologiques (lithographie et gravure) [4].

En généralisant la théorie du guide d'onde planaire au cas d'un guide à deux dimensions, j'ai développé un outil numérique permettant de modéliser l'impact de la rugosité de surface latérale sur les pertes de propagation. La figure [C.1(a)] montre un guide d'onde planaire composé d'une couche guidante en silicium d'épaisseur  $2d$  et d'indice optique ( $n_c = 3,47$ ) entourée de silice d'indice ( $n_{cl} = 1,44$ ). On note  $\beta$  la constante de propagation du mode incident polarisé (TE). Sur la figure [C.1(a)], la rugosité de surface est représentée par une variation aléatoire  $f(z)$  de la largeur du guide de sorte que celle-ci provoque la formation d'un pseudo-réseau sur les flancs du guide entraînant localement une modification de l'indice effectif. La résolution de l'équation de propagation du champ diffusé dans les couches adjacentes permet d'extraire le coefficient de pertes (défini comme le rapport de la puissance rayonnée dans les couches adjacentes à la puissance totale) sous la forme [5] :

$$\alpha_{roughness} = \varphi^2(d)(n_c^2 - n_{cl}^2) \frac{k_0^3}{4\pi n_c} \int_0^\pi \tilde{R}(\beta - n_{cl}k_0 \cos \theta) d\theta \quad (\text{C.1})$$

avec  $\varphi^2(d)$  une fonction propre du champ modal dépendant des paramètres géométriques du guide d'onde et  $k_0$  le vecteur d'onde dans le vide. Dans l'équation (C.1), le terme d'intégra-

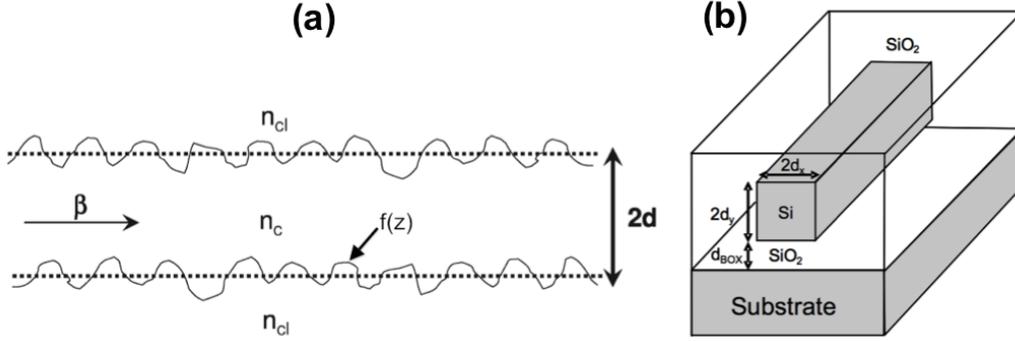


FIGURE C.1 – (a) Vue schématique du guide d'onde planaire de largeur  $2d$ . La constante de propagation du mode incident est notée  $\beta$ ; (b) Représentation tridimensionnelle du guide ruban de section  $2d_x \times 2d_y$ . Le paramètre  $d_{BOX}$  représente la hauteur de silice enterrée.

tion qui contient la fonction  $\tilde{R}(\Omega)$  avec  $\Omega = \beta - n_{cl}k_0 \cos \theta$  permet de déterminer la puissance totale rayonnée en fonction de l'angle de diffusion  $\theta$  (défini par rapport à l'axe du guide). La fonction  $\tilde{R}(\Omega)$  correspond au spectre de puissance et contient toutes les fréquences spatiales  $\Omega$  induites par la rugosité de surface.

La figure [C.1(b)] montre maintenant un guide ruban de section  $2d_x \times 2d_y$ . Le paramètre  $d_{BOX}$  représente la hauteur de silice enterrée fixée à  $3 \mu\text{m}$ . Les figures [C.2(a)] et [C.2(b)] représentent des cartographies des pertes de rugosité (en dB/cm) reportées en fonction de la rugosité *rms*  $\sigma$  ( $0 \text{ nm} \leq \sigma \leq 10 \text{ nm}$ ) et de la longueur de corrélation  $L_c$  ( $0 \text{ nm} \leq L_c \leq 800 \text{ nm}$ ) pour deux structures carrées ( $2d_x = 2d_y = 2d = 150 \text{ nm}$  (a) et  $2d_x = 2d_y = 2d = 500 \text{ nm}$  (b)). Indépendamment de la taille du guide, on observe une augmentation significative des pertes avec  $\sigma$  et  $L_c$ . Par exemple, sur la figure [C.2(a)], pour  $\sigma = 10 \text{ nm}$  et  $L_c$  variant de  $0 \text{ nm}$  à  $800 \text{ nm}$ , les pertes augmentent de  $1 \text{ dB/cm}$  à plus de  $60 \text{ dB/cm}$ . De la même manière, pour  $L_c = 50 \text{ nm}$  et  $\sigma$  variant de  $0 \text{ nm}$  à  $10 \text{ nm}$ , le coefficient de pertes subit une augmentation de  $1 \text{ dB/cm}$  à environ  $20 \text{ dB/cm}$ . En effet, une augmentation de  $\sigma$  conduit à de plus fortes variations de l'indice effectif induites par les irrégularités au niveau des interfaces Si/SiO<sub>2</sub>. Ces résultats montrent donc explicitement l'importance des paramètres  $\sigma$  et  $L_c$  pour le contrôle de la diffusion dans les guides d'ondes submicroniques.

La figure [??] représente l'évolution des pertes de propagation calculées en fonction de la largeur du guide pour  $\sigma = 2 \text{ nm}$  et  $L_c = 50 \text{ nm}$ . Les calculs sont présentés pour  $\lambda = 1600 \text{ nm}$ ,  $\lambda = 1550 \text{ nm}$  et  $\lambda = 1310 \text{ nm}$ . Une signature nette se dégage montrant une augmentation significative des pertes lorsque la largeur du guide diminue de  $500 \text{ nm}$  à  $250 \text{ nm}$ . Pour des tailles de guides importantes (typiquement  $2d > 350 \text{ nm}$ ), on note que les courbes ne sont pas dégénérées. En effet, le caractère multimode des guides associé au faible confinement optique font que la longueur d'onde "voit" moins bien la rugosité et que les pertes de propagations sont plus faibles et quasi-identiques d'une longueur d'onde à l'autre. En revanche, lorsque  $2d < 300 \text{ nm}$ , les simulations montrent que les pertes de rugosité chutent considérablement. Ainsi pour un guide de  $150 \text{ nm} \times 150 \text{ nm}$ , des pertes de  $0,5 \text{ dB/cm}$  peuvent être obtenues à la longueur d'onde de  $1550 \text{ nm}$ . Sachant que pour de tels dimensionnels, le caractère monomode du guide est toujours préservé, la baisse de la sensibilité à la rugosité de surface est attribuée

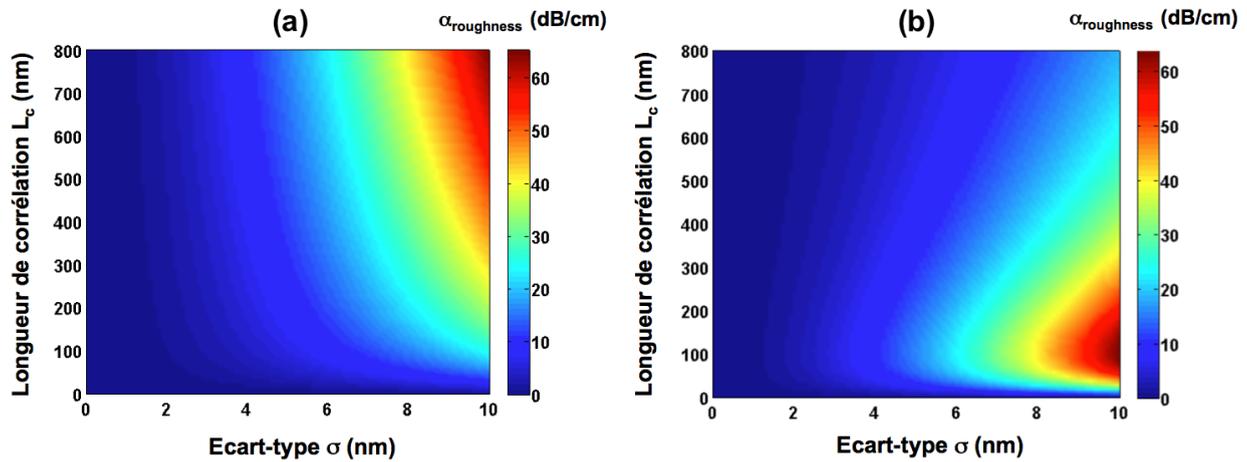


FIGURE C.2 – Pertes de rugosité calculées en dB/cm dans le plan  $(\sigma, L_c)$  : (a)  $2d=150$  nm ; (b)  $2d=500$  nm.

au déconfinement du mode optique dans la structure.

Par ailleurs, on note que les pertes induites par la rugosité de surface sont plus importantes aux courtes longueurs d'ondes. Cette levée de dégénérescence est attribuée au terme  $k_\delta^3/4\pi$  présente dans l'équation (C.1) qui augmente la quantité de lumière diffusée tout en assurant un meilleur confinement optique dans la structure. Cette étude a permis de montrer qu'il était possible de réduire les pertes de propagation même en réduisant la taille du guide d'onde [6] [7]. Cependant, les pertes de propagation ne sont en général pas négligeables et ne peuvent pas être réduites en dessous de quelques dB/cm, ce qui peut être pénalisant lorsqu'il faut se propager sur quelques millimètres voire quelques centimètres. De plus, elles dépendent énor-

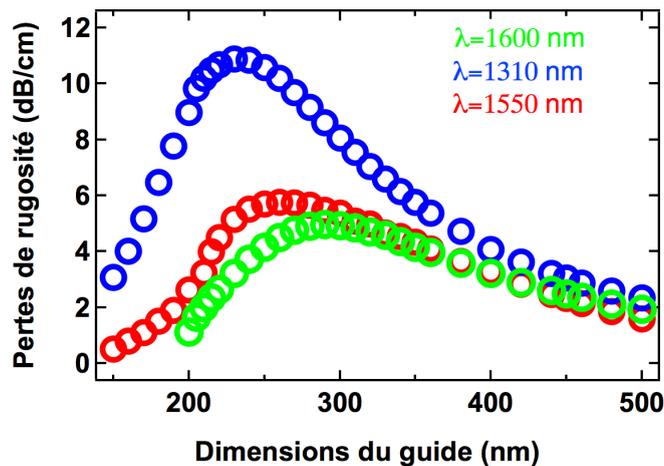


FIGURE C.3 – Pertes de rugosité calculées en dB/cm en fonction de la largeur du guide d'onde ( $\sigma=2$  nm,  $L_c=50$  nm) pour  $\lambda=1600$  nm (courbe verte) ;  $\lambda=1550$  nm (courbe rouge) ;  $\lambda=1310$  nm (courbe bleue).

mément de la qualité de réalisation technologique et peuvent être difficilement reproductibles

d'une puce à l'autre. Une des solutions pour garder à la fois une forte densité d'intégration et de faibles pertes de propagation (dans la mesure où on ne cherche pas l'insensibilité à la polarisation, comme c'est le cas pour les interconnexions optiques) est d'utiliser des guides d'ondes en arête faiblement gravés. Ceci permet de réduire considérablement l'influence de la rugosité et d'obtenir des pertes de propagation négligeables à l'échelle d'une puce silicium.

- [1] W. Bogaerts, D. Taillaert, B. Luyssaert, P. Dumon, J. Van Campenhout, P. Bienstman, D. Van Thourhout, R. Baets, V. Wiaux and S. Beckx, "Basic structures for photonic integrated circuits in Silicon-on-insulator", *Optics Express*, Vol. 12, No. (8), pp. 1583-1591, (2004).
- [2] T. Tsuchizawa, K. Yamada, H. Fukuda, T. Watanabe, T. Jun-ichi Takahashi, M. Takahashi, T. Shoji, E. Tamechika, S. Itabashi and H. Morita, "Microphotonic devices based on silicon microfabrication technology", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 11, No. (1), pp. 232-240, (2005).
- [3] Y. A. Vlasov and S. McNab, "Losses in single-mode silicon-on-insulator strip waveguides and bends", *Optics Express*, Vol. 12, No. (8), pp. 1622-1631, (2004).
- [4] K. K. Lee, D. R. Lim, H.-C Luan, A. Agarwal, J. Foresi and L. C. Limerling, "Effect of size and roughness on light transmission in a Si/SiO<sub>2</sub> waveguide : Experiments and model", *Applied Physics Letters*, Vol. 77, No. (11), pp. 1617-1619, (2000).
- [5] F. P. Payne and J. P. R Lacey, "A theoretical analysis of scattering loss from planar optical waveguides", *Optical and Quantum Electronics*, Vol. 26, No. (10), pp. 977-986, (1994).
- [6] F. Grillot, L. Vivien, S. Laval, D. Pascal and E. Cassan, "Size influence on the propagation loss induced by side-wall roughness in ultra-small SOI waveguides", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 16, No. (7), pp. 1661-1663, (2004).
- [7] F. Grillot, L. Vivien, S. Laval and E. Cassan, "Propagation loss in single-mode ultra-small square silicon-on-insulator optical waveguides", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 24, No. (2), pp. 891-896, (2006).

# Annexe D

## Définition du gain matériau

### D.1 Système de nanostructures quantiques uniforme

Le facteur de gain/absorption d'un système se déduit à partir de la règle d'or de Fermi. Pour un ensemble de boîtes quantiques, l'expression du gain se met sous la forme [1] :

$$G(\hbar\omega) = \frac{\pi\hbar e^2}{cn_r\epsilon_0 m_0^2} N_D \sum_{c,v} \frac{|P_{c,v}^\sigma|^2}{E_{c,v}} \int_{-\infty}^{+\infty} [f_c(E') - f_v(E')] G(E' - E_{cv}) B_{cv}(\hbar\omega - E') dE' \quad (D.1)$$

où  $G(\hbar\omega)$  est le gain matériau pour une énergie  $\hbar\omega$ ,  $e$  la charge de l'électron,  $\hbar$  la constante de Planck,  $c$  la célérité de la lumière,  $n_r$  l'indice de réfraction,  $\epsilon_0$  la permittivité du vide et  $m_0$  la masse de l'électron libre. Dans l'équation (D.1), la sommation inclut tous les états électroniques dans la bande de conduction ( $c$ ) et dans la bande de valence ( $v$ ). On note  $P_{cv}$  l'élément matrice de transition,  $E_{cv}$  l'énergie de transition,  $f_c(E')$  et  $f_v(E')$  les probabilités d'occupation dans la bande de conduction et dans la bande de valence pour une énergie de transition  $E'$ . Enfin, on note  $G(E' - E_{cv})$  et  $B_{cv}(\hbar\omega - E')$  les distributions décrivant respectivement les élargissements inhomogène (de la transition centrée à  $E_{cv}$ ) et homogène. Pour un ensemble uniforme de nanostructures quantiques, l'élargissement inhomogène est négligé ( $G(E' - E_{cv}) \rightarrow \delta(E' - E_{cv})$ ). Par ailleurs, si on ne considère que les transitions entre états de même nombre quantique dans les bandes de conduction et de valence, l'équation (D.1) se met sous la forme :

$$G^l(\hbar\omega) = \frac{\pi\hbar e^2}{cn_r\epsilon_0 m_0^2} N_D \mu_l \frac{|P_l^\sigma|^2}{E_{cent}^l} [f_c(E_{cent}^l) - f_v(E_{cent}^l)] B(\hbar\omega - E_{cent}^l) \quad (D.2)$$

avec  $E_{cent}$  l'énergie centrale de transition entre les électrons et les trous et  $\mu_l$  la dégénérescence du niveau quantique  $l$ . Le nombre d'électrons et de trous étant le même dans toutes les boîtes quantiques, les probabilités d'occupation vérifient la relation de fermeture :

$$f_c(E_{cent}^l) + f_v(E_{cent}^l) = 1 \quad (D.3)$$

L'inclusion de (D.3) dans (D.2) conduit à :

$$G^l(\hbar\omega) = \frac{\pi\hbar e^2}{cn_r\epsilon_0 m_0^2} N_D \mu_l \frac{|P_l^\sigma|^2}{E_{cent}^l} [2f_c(E_{cent}^l) - 1] B(\hbar\omega - E_{cent}^l) \quad (D.4)$$

En outre, si on considère que l'élargissement homogène obéit à une distribution de Dirac, l'expression finalisée du gain est de la forme :

$$G^l(\hbar\omega) = a_l \mu_l N_D [2f_c(E_{cent}^l) - 1] = a_l (2N^l - N_{max}^l) \quad (D.5)$$

où  $N_l$  est la densité de porteurs de valeur maximale de  $N_{max}^l$  et  $a_l$  le gain différentiel du niveau quantique  $l$  défini par la relation :

$$a_l = \frac{\pi \hbar e^2}{c n_r \epsilon_0 m_0^2} N_D \mu_l \frac{|P_l^\sigma|^2}{E_{cent}^l} B(E_{cent}^l) \quad (D.6)$$

avec  $B(E_{cent}^l)$  la valeur de l'élargissement homogène. L'équation (D.5) décrivant le gain comme une fonction linéaire de la densité de porteurs est similaire à celle utilisée pour des structures à matériaux massif ou à puits quantiques [2] [3]. L'élément de matrice est défini comme  $|P_l^\sigma|^2 = |I|^2 M^2$  avec  $I$  l'intégrale de recouvrement entre les fonctions d'onde des électrons et des trous pour le niveau quantique  $l$  et  $M$  un coefficient dérivé de l'interaction  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$  s'exprimant sous la forme [1] :

$$M^2 = \frac{m_0^2}{12m_e^*} \frac{E_g(E_g + \Delta)}{E_g + \frac{\Delta}{3}} \quad (D.7)$$

avec  $E_g$  l'énergie du gap,  $m_e^*$  la masse effective de l'électron et  $\Delta$  l'énergie de *split-off*.

## D.2 Système de nanostructures quantiques non-uniforme

Dans le cas d'un ensemble non-uniforme de nanostructures quantiques, l'expression générale du gain matériau (D.1) peut se ré-écrire sous la forme :

$$G(\hbar\omega) = \frac{\pi \hbar e^2}{c n_r \epsilon_0 m_0^2} N_D \mu_l \frac{|P_{c,v}^\sigma|^2}{E_{cent}^l} \int_{E_n^l}^{E_{n+1}^l} [2f_{l,n}(E') - 1] G(E' - E_{cent}) B(\hbar\omega - E') dE' \quad (D.8)$$

où  $f_{l,n}(E)$  est la probabilité d'occupation des porteurs du niveau quantique  $l$  dans la population de boîtes  $n$ . La prise en compte de plusieurs populations de boîtes quantiques permet d'exprimer la fonction de distribution des énergies d'émission des nanostructures comme une série de pics de Dirac, centrée autour de l'énergie centrale de chaque population.

Par conséquent l'équation (D.8) peut être réécrite comme :

$$G(E - E_{ES,GS}) = \sum_n G_n \delta(E - E_{ES,GSn}) \quad (D.9)$$

ou encore sous une forme plus aboutie :

$$G(E) = \frac{\pi \hbar e^2}{c n_r \epsilon_0 m_0^2} \sum_n \sum_{ES,GS} \mu_{ES,GS} \frac{|P_{ES,GS}^\sigma|^2}{E_{ES,GS}} (2f_{ES,GS}(E_{ES,GSn}) - 1) G_n B_{ES,GS}(E - E_{ES,GSn}) \quad (D.10)$$

L'équation (D.10) montre que le gain correspondant à une énergie  $E$  s'exprime comme une somme des contributions provenant de la population ayant une énergie d'émission située dans l'élargissement homogène et limitée par la probabilité d'existence de la fonction d'élargissement inhomogène (cf. figure [D.1]). L'élargissement homogène  $B_{ES,GS}$  s'exprime à partir de

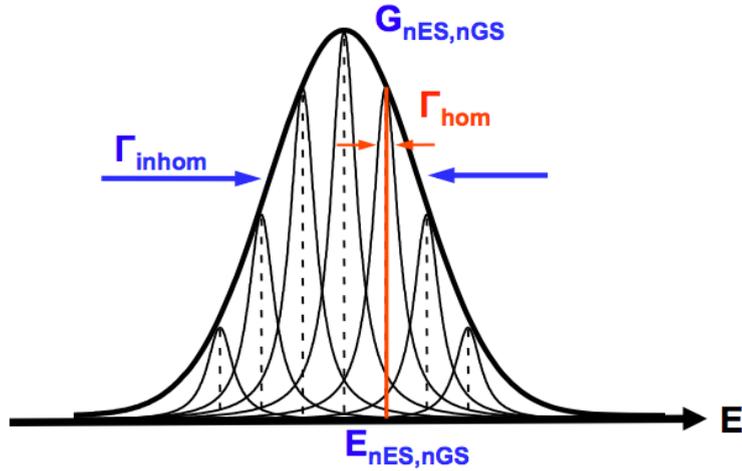


FIGURE D.1 – Fonction d'élargissement homogène des différentes tailles de boîtes quantiques insérées dans la fonction d'élargissement inhomogène.

la relation (3.37) en considérant  $\hbar\omega - E' = E_{mES,GS} - E_{nES,GS}$ .

- [1] M. Sugawara, K. Mukai, Y. Nakata and H. Ishikawa, "Effect of homogeneous broadening of optical gain on lasing spectra in self-assembled  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  quantum dot lasers", *Physical Review B*, Vol. 61, No. (11), pp. 7595-7603, (2000).
- [2] G. A. Agrawal and N. K. Dutta, "Long-Wavelength Semiconductor Laser", Van Nostrand Reinhold Company, New-York, (1986).
- [3] L. A. Coldren and S. W. Corzine, "Diode Laser and Photonic Integrated Circuits", Wiley and Sons, (1995).



## Annexe E

# Réponse petit-signal d'un laser à nanostructures quantiques

L'analyse petit-signal appliquée aux équations (3.18), (3.19) et (3.21) conduit aux équations [1] :

$$dI = I_1 e^{j\omega t} \quad (\text{E.1})$$

$$dN_{WL,ES,GS} = N_{WL1,ES1,GS1} e^{j\omega t} \quad (\text{E.2})$$

$$dS_{GS} = S_{GS1} e^{j\omega t} \quad (\text{E.3})$$

soit,

$$\begin{pmatrix} \gamma_{11} + j\omega & -\gamma_{12} & 0 & 0 \\ -\gamma_{21} & \gamma_{22} + j\omega & -\gamma_{23} & 0 \\ -\gamma_{31} & -\gamma_{32} & \gamma_{33} + j\omega & -\gamma_{34} \\ 0 & 0 & -\gamma_{43} & \gamma_{44} + j\omega \end{pmatrix} \begin{bmatrix} N_{WL1} \\ N_{ES1} \\ N_{GS1} \\ S_{GS1} \end{bmatrix} = \frac{I_1}{qV} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{E.4})$$

avec :

$$\gamma_{11} = \frac{f_{ES}}{\tau_{ES}^{WL}} + \frac{f_{GS}}{\tau_{GS}^{WL}} + \frac{1}{\tau_{WL}^{sp}} \quad (\text{E.5})$$

$$\gamma_{12} = \frac{1}{\tau_{WL}^{ES}} \quad (\text{E.6})$$

$$\gamma_{21} = \frac{f_{ES}}{\tau_{ES}^{WL}} \quad (\text{E.7})$$

$$\gamma_{22} = \frac{f_{GS}}{\tau_{GS}^{ES}} + \frac{1}{\tau_{WL}^{ES}} + \frac{1}{\tau_{ES}^{sp}} \quad (\text{E.8})$$

$$\gamma_{23} = \frac{f_{ES}}{\tau_{ES}^{GS}} \quad (\text{E.9})$$

$$\gamma_{31} = \frac{f_{GS}}{\tau_{GS}^{WL}} \quad (\text{E.10})$$

$$\gamma_{32} = \frac{f_{GS}}{\tau_{GS}^{ES}} \quad (\text{E.11})$$

$$\gamma_{33} = \frac{f_{ES}}{\tau_{ES}^{GS}} + \frac{1}{\tau_{ES}^{sp}} + v_g a_{GS} S_{GS} \quad (\text{E.12})$$

$$\gamma_{34} = v_g a_{GS}^p S_{GS} - v_g g_{GS} \quad (\text{E.13})$$

$$\gamma_{43} = \frac{\Gamma_p \beta_{sp}}{\tau_{GS}^{sp}} + \Gamma_p v_g a_{GS} S_{GS} \quad (\text{E.14})$$

$$\gamma_{44} = \Gamma_p v_g a_{GS}^p S_{GS} - \Gamma_p v_g g_{GS} + \frac{1}{\tau_p} \quad (\text{E.15})$$

La fonction de transfert (ps) du laser à nanostructures quantiques se met alors sous la forme :

$$H(j\omega) \equiv \frac{R_0}{\Delta} = \left( \frac{\omega_r^2}{\omega_r^2 - \omega^2 + j\omega\Gamma} \right) \times \left( \frac{\omega_{r0}^2}{\omega_{r0}^2 - \omega^2 + j\omega\Gamma_0} \right) = H_1(j\omega) \times H_0(j\omega) \quad (\text{E.16})$$

avec  $\Delta$  le déterminant de la matrice et :

$$\omega_r^2 = \gamma_{33}\gamma_{44} - \gamma_{34}\gamma_{43} \quad (\text{E.17})$$

$$\Gamma = \gamma_{33} + \gamma_{44} \quad (\text{E.18})$$

$$\omega_{r0}^2 = \gamma_{11}\gamma_{22} - \gamma_{12}\gamma_{21} \quad (\text{E.19})$$

$$\Gamma = \gamma_{11} + \gamma_{22} \quad (\text{E.20})$$

$$R_0 = \omega_r^2 \omega_{r0}^2 - \gamma_{23}\gamma_{44}(\gamma_{31}\gamma_{12} + \gamma_{11}\gamma_{32}) \quad (\text{E.21})$$

La variation différentielle du gain sur le niveau fondamental est définie par la relation [2] :

$$dg_{GS} = a_{GS} dN_{GS} - a_{GS}^p dS_{GS} \quad (\text{E.22})$$

avec  $a_{GS}$  le gain dynamique et  $a_{GS}^p = -\partial g_{GS} / \partial S_{GS}$  un terme relié à la compression du matériau semi-conducteur aux fortes densités de photons.

[1] C. Wang, F. Grillot and J. Even, "Carrier escape from ground state and non-zero resonance frequency at low bias powers for semiconductor quantum-dot lasers", *SPIE Photonics Europe*, Brussels, Belgium, (2012).

[2] L. A. Coldren and S. W. Corzine, "Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits", Hoboken, NJ : Wiley, (1995).

# Annexe F

## Extraction du facteur de couplage phase-amplitude par méthode interférométrique

### F.1 Dispositif expérimental

La synoptique générale de l'expérience est représentée sur la figure [F.1] [1]. L'objectif de la mesure consiste en la détermination des caractéristiques de la modulation de fréquence induite par la modulation du courant d'injection dans la cavité laser. Le signal de sortie est envoyé sur un interféromètre accordable de type Mach-Zehnder (MZ). Le système d'asservissement piézoélectrique permet de se positionner successivement sur deux points (notés respectivement A et B) en quadrature de l'interféromètre. En effet, comme le montre la caractéristique insérée sur la figure [F.1], la linéarité de la réponse de l'interféromètre autour de ces deux points fait que la modulation de fréquence (ou de phase) du signal à analyser fait apparaître une modulation d'amplitude supplémentaire, d'intensité proportionnelle à l'excursion en fréquence  $\Delta F$  autour de la porteuse optique. Le changement de signe lors du passage de A en B permet ensuite la séparation de cette modulation d'amplitude (proportionnelle à la modulation de fréquence) de la modulation d'amplitude propre au signal à caractériser. Suite aux deux mesures réalisées en A et B, les réponses (AM) et (FM) induites par la modulation du courant sont séparées en fonction de la fréquence de modulation  $f_m$  dans une gamme de 10 kHz à 20 GHz.

#### F.1.1 Cas d'un laser modulé directement

Le champ électrique issu d'un laser modulé directement peut se mettre sous l'expression suivante :

$$e(t) = \sqrt{P_0} [1 + m \cos(2\pi f_m t)]^{1/2} e^{j(2\pi f_0 t + \beta \sin(2\pi f_m t + \varphi))} \quad (\text{F.1})$$

avec  $P_0$  la puissance moyenne,  $m$  le taux de modulation d'amplitude ( $m = \Delta P/P_0$ ),  $f_m$  la fréquence de modulation du signal électrique issue de l'analyseur de réseau,  $f_0$  la fréquence optique centrale,  $\beta$  l'indice de modulation de fréquence défini comme  $\beta = \Delta F/f_m$  ( $\Delta F$  étant l'excursion de la fréquence de modulation) et  $\varphi$  la différence de phase entre la modulation de fréquence et la modulation d'amplitude.

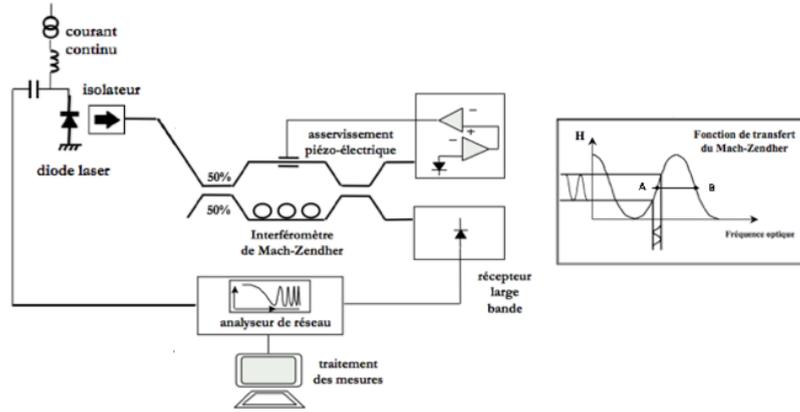


FIGURE F.1 – Dispositif expérimental pour la mesure des réponses (AM), (FM) et du facteur  $\alpha_H$ . La figure en inséré représente la fonction de transfert de l'interféromètre de (MZ).

A la sortie de l'interféromètre (MZ), le champ électrique peut s'écrire comme :

$$s(t) = \frac{1}{2} [e^{j\omega(t-T_1)} + e^{j\omega(t-T_2)}] \quad (\text{F.2})$$

avec  $T_1$  et  $T_2$  les temps de propagation dans chacun des bras de l'interféromètre. En injectant (F.1) dans (F.2), il vient :

$$s(t) = \frac{1}{2} \sqrt{P_0} [1 + m \cos(2\pi f_m(t - T_1))]^{1/2} e^{j(2\pi f_0(t-T_1) + \beta \sin(2\pi f_m(t-T_1) + \varphi)} + \frac{1}{2} \sqrt{P_0} [1 + m \cos(2\pi f_m(t - T_2))]^{1/2} e^{j(2\pi f_0(t-T_2) + \beta \sin(2\pi f_m(t-T_2) + \varphi)} \quad (\text{F.3})$$

Lorsque le système d'asservissement se positionne successivement sur les deux points A et B en quadrature, l'expression du photo-courant en sortie de l'interféromètre s'exprime comme :

$$M_{A,B} = s(t)s^*(t) = m \frac{P_0}{2} \cos\left(\frac{\pi f_m}{FSR}\right) e^{-j(2\pi f_m \tau)} \pm P_0 \beta \sin\left(\frac{\pi f_m}{FSR}\right) e^{-j(2\pi f_m \tau + \varphi)} \quad (\text{F.4})$$

Dans l'équation (F.4),  $\tau = (T_1 + T_2)/2$  et  $FSR = 1/|T_1 - T_2|$  sont respectivement le temps de transit et l'intervalle spectral libre de l'interféromètre. Le premier terme de l'équation (F.4) dépend uniquement de la modulation d'amplitude (indépendant de  $\beta$ ) tandis que le deuxième terme est quant à lui purement relié à la modulation de fréquence (indépendant de  $m$ ). Notons que l'équation (F.4) est obtenue moyennant l'application de plusieurs approximations [2].

En utilisant les expressions de  $M_A$  et  $M_B$ , on obtient :

$$\frac{2\beta}{m} = \frac{1}{\tan\left(\frac{\pi f_m}{FSR}\right)} \left| \frac{M_A - M_B}{M_A + M_B} \right|^2 \quad (\text{F.5})$$

$$\varphi = \arg\left(\frac{M_A - M_B}{M_A + M_B}\right) \quad (\text{F.6})$$

En utilisant les définitions de  $m$  et  $\beta$ , l'équation (F.5) permet d'extraire la dérive de fréquence normalisée par rapport à la puissance (*Chirp to Power Ratio* (CPR)) sous la forme [3] :

$$\frac{\Delta F}{\Delta P} = \frac{f_m}{2P_0} \tan \frac{1}{\tan\left(\frac{\pi f_m}{FSR}\right)} \left| \frac{M_A - M_B}{M_A + M_B} \right|^2 \quad (\text{F.7})$$

Le facteur de couplage phase-amplitude peut se déterminer à partir de la relation [4],

$$\frac{2\beta}{m} = \alpha_H \sqrt{1 + \left(\frac{f_c}{f_m}\right)^2} \quad (\text{F.8})$$

Dans l'équation (F.8), la fréquence  $f_c$  est définie (en négligeant la contribution de l'émission spontanée) comme la fréquence de coupure [5],

$$f_c = \frac{1}{2\pi} v_g \frac{\partial g}{\partial P} P \quad (\text{F.9})$$

avec  $v_g$  la vitesse de groupe,  $P$  la puissance de sortie et  $\frac{\partial g}{\partial P}$  un paramètre non-nul induit par le gain non-linéaire défini par la relation usuelle [6] :

$$\frac{\partial g}{\partial P} = \frac{\epsilon_P g}{1 + \epsilon_P P} \quad (\text{F.10})$$

Suivant la puissance de sortie considérée, la fréquence de coupure  $f_c$  varie typiquement de quelques centaines de MHz à quelques GHz. Pour des fréquences de modulation telles que  $f_m \gg f_c$ , le rapport  $\frac{2\beta}{m}$  converge directement vers la valeur du facteur  $\alpha_H$ . En revanche, dans le cas où  $f_m \ll f_c$ , le rapport  $\frac{2\beta}{m}$  est inversement proportionnel à la fréquence de modulation. Notons que la mesure du rapport  $\frac{2\beta}{m}$  avec la fréquence et à différents niveaux de puissance peut être utilisée pour extraire la fréquence de coupure et le facteur de compression du gain matériau.

### F.1.2 Cas d'un modulateur à électro-absorption

Dans le cas d'un modulateur à électro-absorption (MEA), la variation de phase s'exprime comme [7] :

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = \frac{\alpha_H}{2} \frac{1}{P(t)} \frac{dP(t)}{dt} \quad (\text{F.11})$$

avec  $\phi(t)$  la phase instantanée du signal optique et  $P(t)$  la puissance correspondante. L'approche petit-signal permet de mettre la puissance sous la forme :

$$P(t) = P_0 [1 + \cos(2\pi f_m t)] \quad (\text{F.12})$$

On peut montrer que le champ électrique à la sortie du modulateur peut s'écrire comme :

$$e(t) = \sqrt{P_0} [1 + m \cos(2\pi f_m t)]^{1/2} e^{j(2\pi f_0 t + m \frac{\alpha_H}{2} \sin(2\pi f_m t))} \quad (\text{F.13})$$

En utilisant la même approche que celle utilisée pour les lasers, on obtient une expression complexe du facteur de couplage phase-amplitude :

$$\alpha_H = \frac{1}{j} \frac{1}{\tan\left(\frac{\pi f_m}{FSR}\right)} \left( \frac{M_A + M_B}{M_A - M_B} \right) \quad (\text{F.14})$$

## F.2 Résultats expérimentaux

### F.2.1 Cas d'un laser modulé directement

La figure [F.2(a)] montre l'évolution du rapport (FM/AM) en amplitude et en phase en fonction de la fréquence de modulation pour un laser (DFB) à puits quantiques émettant à 1550 nm. A basse fréquence ( $f_m < 10$  MHz), les effets thermiques sont prédominants. La longueur d'onde augmentant avec la température, l'échauffement de la zone active diminue la fréquence optique. Le déphasage entre les réponses (FM) et (AM) tend alors vers  $180^\circ$ . A moyenne fréquence ( $10 \text{ MHz} < f_m < 1 \text{ GHz}$ ), les phénomènes thermiques ne sont plus significatifs. Les modulations (AM) et (FM) sont en phase ; c'est le régime adiabatique. Après stabilisation, la puissance émise induit une saturation du gain matériau. Le verrouillage de la densité de porteurs est légèrement modifié pour maintenir le gain au seuil. Enfin pour les fréquences  $f_m > 1 \text{ GHz}$ , il y a oscillation entre le nombre de porteurs et le nombre de photons (oscillations de relaxation). Les modulations (AM) et (FM) sont en quadrature [6] [8] ; c'est le régime transitoire pour lequel la modulation du gain induit une modulation de l'indice instantanée. La figure [F.2(b)] montre l'évolution du module du rapport  $\frac{2\beta}{m}$  en fonction de

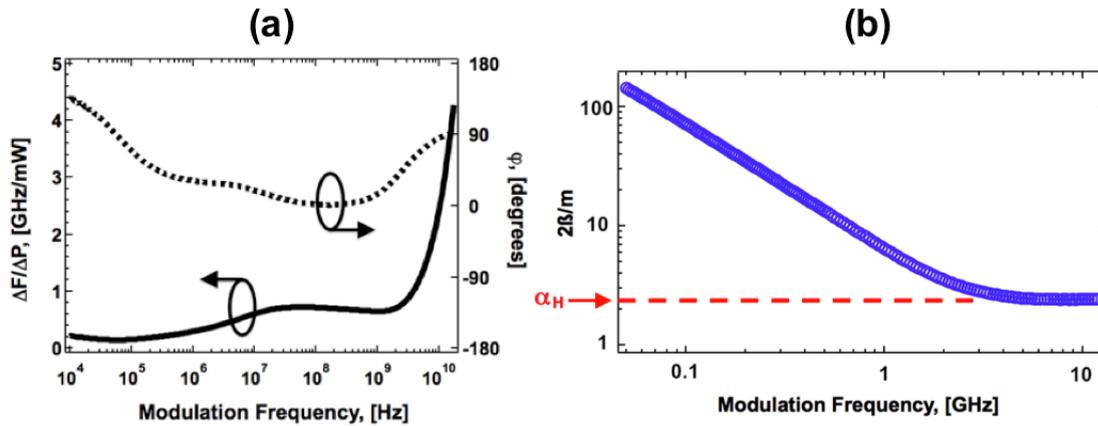


FIGURE F.2 – (a) Amplitude et phase du rapport (FM/AM) en fonction de la fréquence de modulation pour un laser (DFB) à puits quantiques ; (b) Evolution du rapport  $2\beta/m$  en fonction de la fréquence de modulation pour le laser (DFB) à puits quantiques.

la fréquence de modulation pour le laser (DFB). L'asymptote obtenue pour des fréquences  $f_m > 6 \text{ GHz}$  révèle un facteur  $\alpha_H \approx 2,5$ . Pour des fréquences  $f_m > 10 \text{ GHz}$ , la phase du rapport (FM/AM) étant environ de  $90^\circ$  confirme que  $\alpha_H > 0$  (une phase de  $-90^\circ$  indiquerait alors  $\alpha_H < 0$ ).

### F.2.2 Cas d'un modulateur électro-absorption

Les figures [F.3(a)] et [F.3(b)] montrent le facteur de couplage phase-amplitude et la phase d'un (MEA) en supposant un signal incident monochromatique. La figure [F.3(a)] obtenue pour une tension de polarisation inverse de  $-2,0 \text{ V}$  montre que le terme de phase reste constant et pratiquement égal à zéro, situation correspondant à  $\alpha_H > 0$  ( $+1,32$  dans ce cas précis). En revanche, la figure [F.3(b)] montre que lorsque la tension de polarisation est abaissée à

-3,2 V, la phase bascule à  $-180^\circ$  conduisant ainsi à un changement de signe du facteur de couplage phase-amplitude ( $-1,20$  dans ce cas précis). Ces mesures démontrent que le facteur de couplage phase-amplitude d'un (MEA) est indépendant de la fréquence de modulation et que les variations de phase associées sont une indication formelle sur le signe de ce paramètre.

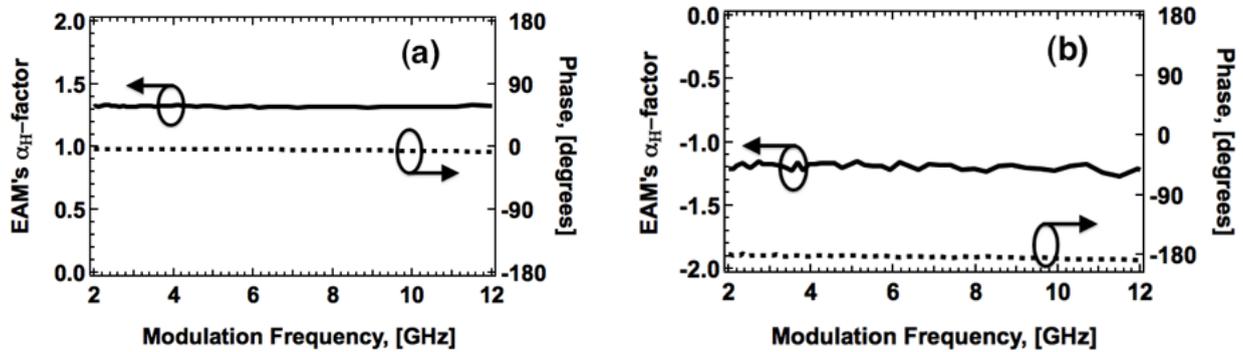


FIGURE F.3 – Facteur de couplage phase-amplitude et phase pour un (MEA) pour une tension de polarisation (a)  $-2,0$  V ; (b)  $-3,2$  V.

### F.2.3 Cas d'un laser modulateur à électro-absorption

La figure [F.4(a)] représente l'évolution du facteur de couplage phase-amplitude et la phase d'un laser modulateur à électro-absorption (LMEA) réalisé à partir de puits quantiques. La figure [F.4(b)] montre une représentation schématique et une photographie prise au microscope électronique du dispositif intégré. *A l'instar* du (MEA), le facteur  $\alpha_H$  d'un (LMEA) est indépendant de la fréquence de modulation. Cependant, dans certains cas, des réflexions parasites peuvent être détectées dans le profil de phase et dans l'évolution du facteur de couplage phase-amplitude [9] [10]. Ces réflexions peuvent être induites, soit à l'interface entre les sections de gain et d'absorption, soit par une qualité non-optimale du traitement antireflet apposé. En général, on observe que l'influence de cette réflexion parasite se trouve principalement exacerbée lorsque la fréquence de modulation est proche de la résonance électron-photon du laser. Par exemple, sur la figure [F.4(a)], on observe l'occurrence d'une dépression négative pour une fréquence de modulation proche 7,7 GHz. Bien que la phase soit légèrement perturbée dans cette région, on note cependant que le facteur  $\alpha_H$  reste à peu près constant et égal à  $+0.17$  pour toutes les autres valeurs de fréquence de modulation.

[1] W.V. Sorin, K.W. Chang, G.A. Conrad and P. R. Hernday, "Frequency domain analysis of an optical FM discriminator", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 10, No. (6), pp. 787-793, (1992).

[2] J.-G. Provost and F. Grillot, "Measuring the chirp and the linewidth enhancement factor of optoelectronic devices with a Mach-Zehnder interferometer", *IEEE Photonics Journal*, Vol. 3, No. (3), pp. 476-488, (2011).

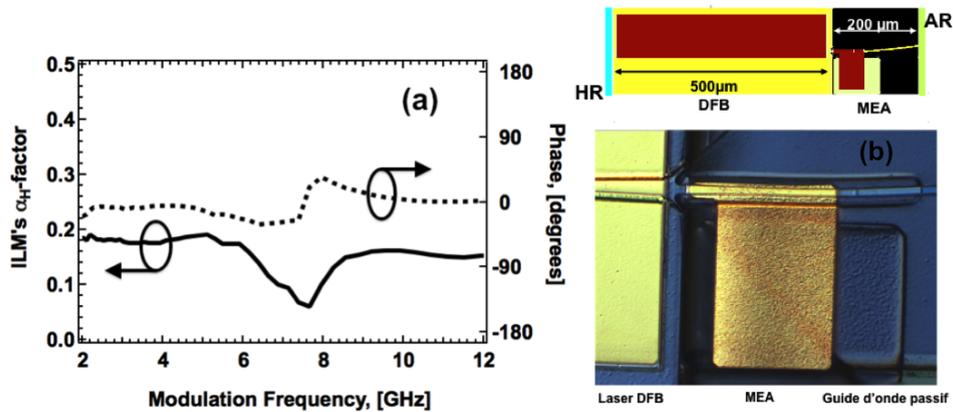


FIGURE F.4 – (a) Variations du facteur de couplage phase-amplitude et de la phase en fonction de la fréquence de modulation pour un (LMEA) à puits quantiques ; (b) Représentation schématique et photographie prise au microscope électronique du (LMEA), avec la permission de C. Kazmierski, (Bell Labs France).

- [3] T. L. Koch and J.E. Bowers, "Nature of wavelength chirping in directly modulated semiconductor lasers", *Electronics Letters*, Vol. 20, No. (25-26), pp. 1038-1040, (1984).
- [4] R. Schimpe, J. E. Bowers and T. L. Koch, "Characterization of frequency response of 1.5- $\mu\text{m}$  InGaAsP DFB laser diode and InGaAs PIN photodiode by heterodyne measurement technique", *Electronics Letters*, vol. 22, No. (9), pp. 453-454, (1986).
- [5] L. Olofsson and T. G. Brown, "Frequency dependence of the chirp factor in 1.55 $\mu\text{m}$  distributed feedback semiconductor lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 4, No. (7), pp. 688-691, (1992).
- [6] L. A. Coldren and S. W. Corzine, "Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits", Hoboken, NJ : Wiley, (1995).
- [7] F. Koyama and K. Iga, "Frequency chirping in external modulators", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 6, No. (1), pp. 87-93, (1988).
- [8] K. Petermann, "Laser Diode Modulation and Noise", Norwell, MA : Kluwer, (1991).
- [9] P. Brosson and H. Bissessur, "Analytical expressions for the FM and AM responses of an integrated laser-modulator", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 2, No. (2), pp. 336-340, (1996).
- [10] N. H. Zhu, G. H. Hou, H. P. Huang, G. Z. Xu, T. Zhang, Y. Liu, H. L. Zhu, L. J. Zhao, and W. Wang, "Electrical and optical coupling in an electro-absorption modulator integrated with a DFB Laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 43, No. (7), pp. 535-543, (2007).

# Annexe G

## Saturation du gain dans un laser à semi-conducteur

La dynamique des paires électrons-trous entre la bande de valence et la bande de conduction est dictée par l'équation de la "baignoire" [1] :

$$\frac{dN}{dt} = G - (R_{sp} + R_{nr}) - R_{st} \quad (\text{G.1})$$

avec  $G$  le taux de génération,

$$G = \frac{J}{qd} \quad (\text{G.2})$$

où  $q$  est la charge élémentaire de l'électron,  $J$  le taux de pompage et  $d$  l'épaisseur de la zone active.

Les taux de recombinaisons spontanées, non-radiatifs et stimulées s'expriment par les relations :

$$R_{sp} + R_{nr} = \frac{N}{\tau} \quad (\text{G.3})$$

$$R_{st} = v_g a (N - N_t) S \quad (\text{G.4})$$

avec  $v_g$ ,  $a$ ,  $S$ ,  $N_t$  et  $\tau$  la vitesse de groupe, le gain dynamique, la densité de photons, la densité de porteurs à la transparence et le temps de recombinaison totale des porteurs.

En se plaçant dans les conditions stationnaires et au-dessus du seuil ( $N \gg N_t$ ), l'équation (G.1) conduit à l'expression :

$$g = \frac{g_0}{(1 + S/S_{sat})} \quad (\text{G.5})$$

avec  $g_0 = aJ\tau/qd$  le gain de la cavité froide et  $S_{sat} = 1/v_g a \tau$  la densité de photon de saturation.

[1] E. Rosencher, "Optoélectronique", Masson, (1998).



# Annexe H

## Equations d'évolutions et relaxation intra-bande

La réponse d'un milieu actif d'un laser à semiconducteur au champ optique intra-cavité est décrite par les équations de la matrice densité. La prise en compte de la relaxation intra-bande conduit aux équations d'évolutions suivantes [1] [2] [3] :

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma v_g \left( \frac{g_L}{\sqrt{1+p}} - g_{th} \right) S + R_{sp} \quad (\text{H.1})$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \Gamma v_g \frac{\alpha_0}{2} (g_L - g_{th}) - \frac{\beta}{2} \left( \frac{\Gamma v_g g_L p}{1 + \sqrt{1+p}} \right) \quad (\text{H.2})$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{q} - \gamma N - \frac{\Gamma v_g g_L S}{\sqrt{1+p}} \quad (\text{H.3})$$

avec  $R_{sp}$  le taux d'émission spontanée du mode lasant,  $I$  le courant de pompe,  $S$  le nombre de photons intra-cavité,  $N$  le nombre d'électrons,  $\phi$  la phase du champ optique,  $\Gamma$  le facteur de confinement,  $v_g$  la vitesse de groupe,  $g_{th}$  le gain au seuil et  $\gamma$  le taux de recombinaison de l'électron.

On note  $p = |E_0|^2 / I_{sat} \equiv S/S_{sat}$  avec  $|E_0|^2$  l'intensité du mode intra-cavité et  $I_s$  l'intensité de saturation liée aux temps de relaxation intra-bande selon la relation,

$$I_{sat} = \frac{\hbar^2}{\mu^2 \tau_{in} (\tau_c + \tau_v)} \quad (\text{H.4})$$

avec  $\mu$  le moment dipolaire,  $\tau_c$  et  $\tau_v$  les temps de relaxation intra-bande des porteurs dans les bandes de conduction et  $\tau_{in}$  le temps de relaxation de polarisation défini par [4] :

$$\frac{1}{\tau_{in}} = \left( \frac{1}{\tau_c} + \frac{1}{\tau_v} \right) / 2 \quad (\text{H.5})$$

Les valeurs de  $\tau_c$ ,  $\tau_v$  et  $\tau_{in}$  étant bien inférieures aux temps de vie des porteurs et des photons, la réponse du milieu au champ intra-cavité est instantanée.

Les équations d'évolutions (H.1), (H.2) et (H.3) prennent en compte les effets de la relaxation intra-bande à travers le terme de saturation  $p$ .

Dans les équations (H.1), (H.2) et (H.3),  $g_L$  et  $\gamma$  s'expriment comme :

$$g_L = a(N - N_t) \quad (\text{H.6})$$

$$\gamma = a(N_{th} - N_t) \quad (\text{H.7})$$

avec  $a$  le gain dynamique,  $N_t$  la densité de porteurs à la transparence et  $N_{th}$  la densité de porteurs au seuil.

L'application des conditions stationnaires aux équations (H.1), (H.2) et (H.3) permet de déterminer le changement induit par les porteurs sur la susceptibilité :

$$\Delta\chi = \Delta\chi_L + \Delta\chi_{NL} \quad (\text{H.8})$$

Le gain optique  $g$  et la variation de l'indice s'expriment en fonction de  $\Delta\chi$  sous la forme :

$$\Delta\chi = 2n(\Delta n - jg/2k_0) \quad (\text{H.9})$$

avec  $n$  l'indice effectif et  $k_0 = \omega_0/c = 2\pi/\lambda_0$  le vecteur d'onde.

Après quelques manipulations algébriques, on montre que :

$$\Delta\chi_L = 2n(\Delta n_L - jg_L/2k_0) \quad (\text{H.10})$$

$$\Delta\chi_{NL} = \frac{ng_L}{k_0} \frac{\left(\beta + j\frac{1}{\sqrt{1+p}}\right)p}{1 + \sqrt{1+p}} \quad (\text{H.11})$$

avec,

$$\beta = \frac{1}{g_L(\omega_0)\tau_{in}} \left(\frac{dg_L}{d\omega}\right)_{\omega=\omega_0} \quad (\text{H.12})$$

un paramètre lié à la pente du gain linéaire.

Dans l'hypothèse d'un profil de gain spectral Gaussien :

$$g_L(\omega) = g_L(\omega_P) \exp^{-[(\omega - \omega_P)^2/\Delta\omega_G^2]} \quad (\text{H.13})$$

on trouve :

$$\beta(\omega) = \frac{-2(\omega_0 - \omega_p)}{\tau_{in}\Delta\omega_g^2} \quad (\text{H.14})$$

avec  $\omega_0$  la fréquence d'émission,  $\omega_p$  la fréquence d'émission au pic de gain et  $\Delta\omega_g$  la largeur de la courbe de gain.

La partie linéaire  $\Delta n_L$  est souvent rapportée de manière phénoménologique au gain linéaire selon la relation :

$$\Delta n_L = \frac{-\alpha_{H0}g_L}{2k_0} \quad (\text{H.15})$$

avec  $\alpha_{H0}$  le facteur de couplage phase-amplitude du mode centré sur la fréquence  $\omega_0$ .

En injectant (H.10) et (H.11) dans (H.8), les modifications du gain et de l'indice de réfraction s'expriment selon les relations :

$$g = \frac{g_L}{\sqrt{1+p}} \quad (\text{H.16})$$

$$\Delta n = \frac{-g_L}{2k_0} \left(\alpha_{H0} - \frac{\beta p}{1 + \sqrt{1+p}}\right) \quad (\text{H.17})$$

La saturation du gain décrite par l'équation (H.16) présente une forme différente de celle obtenue en utilisant une approche d'un système à deux niveaux (cf. annexe H) et pour lequel la densité d'état n'est pas prise en considération. L'origine intra-bande de la saturation du gain

---

est identifiable dans l'équation (H.4) qui montre que  $p = 0$  pour  $\tau_{in} = 0$ . L'équation (H.17) montre que lorsque le temps de relaxation intra-bande est fini, l'indice du mode optique est dépendant de l'intensité.

- [1] G. P. Agrawal, "Intensity dependence of the linewidth enhancement factor and its implications for semiconductor lasers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 1, No. (8), pp. 212-214, (1989).
- [2] G. P. Agrawal, "Effect of gain and index nonlinearities on single-mode dynamics in semiconductor lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 26, No. (11), pp. 1901-1909, (1990).
- [3] G. P. Agrawal, G.H. Duan and P. Gallion, "Influence of refractive index nonlinearities on modulation and noise properties of semiconductor lasers", *Electronics Letters*, Vol. 28, No. (19), pp. 1773-1774, (1992).
- [4] M. Asada, "Intraband relaxation time in quantum-well lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 25, No. (9), pp. 2019-2026, (1989).



# Annexe I

## Facteur de couplage phase-amplitude d'un laser à nanostructures quantiques

La variation d'indice  $\delta n$  associée à l'état quantique fondamental ( $|GS\rangle$ ) peut s'écrire comme [1] :

$$\delta n = \sum_{k=|GS\rangle,|ES\rangle} \alpha_k \delta g_k \quad (\text{I.1})$$

soit,

$$\delta n = \alpha_{|GS\rangle} \delta g_{|GS\rangle} + \alpha_{|ES\rangle} \delta g_{|ES\rangle} \equiv \delta g \alpha_H \quad (\text{I.2})$$

Dans l'équation (I.2),  $\delta g$  et  $\alpha_H$  correspondent respectivement aux variations du gain et du facteur de couplage phase-amplitude de l'état fondamental. Le premier terme de (I.2) inclut l'effet de la compression du gain sur le niveau fondamental tandis que le deuxième terme prend en compte le remplissage des porteurs sur l'état excité ( $|ES\rangle$ ).

L'équation (I.2) permet d'écrire :

$$\alpha_H = \left( \alpha_{|GS\rangle} + \alpha_{|ES\rangle} \frac{a_{|ES\rangle}}{a_{|GS\rangle}} \right) \quad (\text{I.3})$$

avec  $a_{|ES\rangle}$  et  $a_{|GS\rangle}$  les gains dynamiques des états fondamental et excité.

Dans un milieu à boîtes quantiques, l'évolution du gain s'exprime comme [2] :

$$g_{|GS\rangle}(N) = g_{max} \left( 1 - e^{-\ln(2)(N/N_t-1)} \right) \quad (\text{I.4})$$

avec  $N$  la densité de porteurs,  $N_t$  la densité de porteurs à la transparence et  $g_{max}$  la valeur maximal du gain.

Lorsque le laser est pompé au-dessus du seuil, l'utilisation de la relation (I.4) permet de montrer :

$$a_{|GS\rangle} \equiv \frac{dg_{|GS\rangle}}{dN} = \frac{\ln(2)}{N_t} (g_{max} - g_{|GS\rangle}) \quad (\text{I.5})$$

avec,

$$g_{|GS\rangle} = g_{th} (1 + \epsilon_P P) \quad (\text{I.6})$$

le gain du matériau compressé avec  $\epsilon_P$  le facteur de compression,  $P$  la puissance optique  $P$  et  $g_{th}$  le gain au seuil.

L'équation (I.5) conduit ensuite à l'expression :

$$a_{|GS\rangle} = a_0 \left( 1 - \frac{g_{th}}{g_{max} - g_{th}} \epsilon_P P \right) = a_0 \left( 1 - \frac{g_{th}}{g_{max} - g_{th}} \epsilon_S S \right) \quad (\text{I.7})$$

où  $a_0$  est le gain dynamique du matériau non-compressé ( $\epsilon_P=0$ ).

Dans un laser à semi-conducteurs, la mesure de la fréquence de relaxation en fonction de la puissance optique est un moyen d'évaluer la compression du gain. La fréquence de relaxation d'une diode laser s'exprime selon la relation :

$$f_r^2 = \frac{v_g a_{|GS\rangle} S}{4\pi^2 \tau_p (1 + \epsilon_S S)} \quad (\text{I.8})$$

avec  $v_g$  la vitesse de groupe,  $\tau_p$  le temps de vie des photons dans la cavité, et  $\epsilon_S$  le facteur de compression relatif à la densité de photons  $S$  ( $\epsilon_P P \equiv \epsilon_S S$ ).

En injectant l'équation (I.7) dans (I.8), la fréquence de relaxation peut se ré-écrire sous la forme :

$$f_r^2 = \frac{v_g a_0 S}{4\pi^2 \tau_p (1 + \epsilon_{S,eff} S)} \quad (\text{I.9})$$

avec,

$$\epsilon_{S,eff} = \epsilon_S \frac{1}{1 - \frac{g_{th}}{g_{max}}} \quad (\text{I.10})$$

Pour un laser à nanostructures quantiques, l'équation (I.10) montre que le facteur de compression est exalté d'un facteur  $g_{max}/(g_{max} - g_{th})$  ce qui constitue *de facto* un facteur limitant pour les applications dynamiques.

En combinant les équations (I.3) et (I.7), le facteur de couplage phase-amplitude du laser émettant sur le niveau quantique fondamental peut s'écrire sous la forme :

$$\alpha_H(P) = \alpha_{|GS\rangle} (1 + \epsilon_P P) + \frac{\alpha_{|ES\rangle} (a_{|ES\rangle}/a_0)}{1 - \frac{g_{th}}{g_{max} - g_{th}} \epsilon_P P} \quad (\text{I.11})$$

**Remarque :** le gain de l'état fondamental peut également s'écrire comme [3] :

$$a_{|GS\rangle} = \frac{dg_{|GS\rangle}}{dN_t} = \left( \frac{dg_{|GS\rangle}}{dN_{|GS\rangle}} \right) \left( \frac{dN_{|GS\rangle}}{dN_{BQ}} \right) \left( \frac{dN_{BQ}}{dN_t} \right) \quad (\text{I.12})$$

avec  $\frac{dg_{|GS\rangle}}{dN_{|GS\rangle}}$  un terme matériau dépendant uniquement de la section efficace de la transition. Le deuxième terme permet d'évaluer l'effet de la relaxation intra-boîte  $|ES\rangle \rightarrow |GS\rangle$  (défini comme la variation relative du nombre de porteurs du niveau fondamental par rapport au nombre de porteurs total dans les boîtes quantiques). Le dernier terme quantifie l'effet de la capture des porteurs depuis la couche de mouillages (défini comme la variation relative du nombre de porteurs total dans les boîtes quantiques par rapport au nombre de porteurs total dans les états confinés et dans la couche de mouillage). Les études numériques prouvent que la limitation du gain dynamique dans un laser à boîtes quantiques est complètement conditionnée par la dynamique des porteurs intra-boîte (et ce même lorsque la relaxation intra-boîte est plus rapide que le processus de capture) [3].

[1] F. Grillot, B. Dagens, J. G. Provost, H. Su, and L. F. Lester, "Gain compression and above threshold linewidth enhancement factor in 1.3 $\mu$ m InAs-GaAs quantum-dot lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 44, No. (10), pp. 946-951, (2008).

[2] H. Su and L. F. Lester, "Dynamic properties of quantum dot distributed feedback lasers : high speed linewidth and chirp", *Journal of Physics D : Applied Physics*, Vol. 38, No. (13),

---

pp. 2112-2218, (2005).

[3] A. Fiore and A. Markus, "Differential gain and gain compression in quantum-dot lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 43, No. (3), pp. 287-294, (2007).



# Annexe J

## Solutions stationnaires du système injecté

L'application des conditions stationnaires aux équations (5.1), (5.2) et (5.3) conduit à la relation [1] [2] [3] :

$$\Delta\omega_{inj} = \alpha \frac{g}{2} \Delta N_0 - (k_c \sin \phi_0) \frac{A_{inj}}{A_0} \quad (\text{J.1})$$

avec  $\Delta N_0 = N_0 - N_{th}$ ,  $\phi_0$  et  $A_0$ , les paramètres du système injecté définis dans les conditions stationnaires. L'équation (J.1) traduit la corrélation entre le désaccord en fréquence, la condition de seuil et l'amplitude du champ injecté. On note  $g$  le gain dynamique (incorporant implicitement la vitesse de groupe  $v_g$  c'est-à-dire  $g = v_g a$ ). Suivant les valeurs prises par le désaccord en fréquence et par la différence de phase, le champ injecté induit une déviation du gain au seuil proportionnelle à  $g\Delta N_0$ .

L'application des conditions stationnaires aux équations (5.2) et (5.4) conduit aux expressions [1] [2] :

$$A_0^2 = \frac{A_{fr}^2 - \frac{\gamma_N}{\gamma_P} \Delta N_0}{1 + \frac{g\Delta N_0}{\gamma_P}} \quad (\text{J.2})$$

$$\phi_0 = \arcsin \left[ -\frac{\Delta\omega_{inj}}{k_c \sqrt{1 + \alpha^2}} \frac{A_0}{A_{inj}} \right] - \arctan(\alpha) \quad (\text{J.3})$$

$$\Delta N_0 = \frac{2}{g} (k_c \cos \phi_0) \frac{A_{inj}}{A_0} \quad (\text{J.4})$$

avec  $A_{fr}$  l'amplitude du champ du laser solitaire.

En réarrangeant l'équation (J.3), on montre que :

$$\Delta\omega_{inj} = -k_c \sqrt{1 + \alpha^2} \frac{A_{inj}}{A_0} \sin(\phi_0 + \arctan(\alpha)) \quad (\text{J.5})$$

Le calcul du désaccord en fréquence donné par l'équation (J.5) est en règle générale impossible sauf si la différence de phase, le facteur de couplage phase-amplitude et le taux d'injection sont parfaitement connus. La combinaison des équations (J.4) et (J.5) permet de déterminer les conditions de stabilité du système injecté ainsi que les contours de la zone de verrouillage [4].

Sachant que  $\arcsin(x) \leq 1$ , l'équation (J.3) conduit à :

$$-\arctan(\alpha) - \frac{\pi}{2} \leq \phi_0 \leq -\arctan(\alpha) + \frac{\pi}{2} = \arctan\left(\frac{1}{\alpha}\right) \quad (\text{J.6})$$

La condition définie par l'inégalité (J.6) permet d'extraire le facteur de couplage phase-amplitude du laser esclave [4]. Notons cependant qu'une contrainte supplémentaire s'applique à l'inégalité (J.6) : cette dernière repose sur le fait que la densité de porteurs  $N$  ne peut excéder la valeur seuil  $N_{th}$  ( $\Delta N < 0$ ).

En appliquant cette nouvelle condition à (J.4) et en réarrangeant (J.6), il vient :

$$-\frac{\pi}{2} \leq \phi_0 \leq \arctan\left(\frac{1}{\alpha}\right) \quad (\text{J.7})$$

L'équation (J.7) montre que la différence de phase est nécessairement comprise entre  $-\frac{\pi}{2}$  et  $\frac{1}{\alpha}$  (pour un désaccord en fréquence variant entre les extrémités négative et positive de la zone de verrouillage).

En appliquant la condition (J.7) à l'équation (J.5), on montre que les valeurs  $\Delta\omega_{inj}$  délimitant les frontières de la zone de verrouillage sont définies par l'intervalle :

$$-k_c \sqrt{1 + \alpha^2} \frac{A_{inj}}{A_0} \leq \Delta\omega_{inj} \leq k_c \frac{A_{inj}}{A_0} \quad (\text{J.8})$$

- [1] A. Murakami, K. Kawashima, and K. Atsuki, "Cavity resonance shift and bandwidth enhancement in semiconductor lasers with strong light injection", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 39, No. (10), pp. 1196-1204, (2003).
- [2] L. Chrostowski, B. Faraji, W. Hofmann, M. C. Amann, S. Wiczorek, W. W. Chow, "40 GHz Bandwidth and 64 GHz Resonance Frequency in Injection- Locked 1.55  $\mu$ m VCSELs", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 13, No. (5), pp. 1200-1208 , (2007).
- [3] E. K. Lau, H.-K. Sung, and M. C. Wu, "Frequency response enhancement of optical injection locked lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 44, No.(1), pp. 90-99, (2008).
- [4] F. Mogensen, H. Olesen, and G. Jacobsen, "Locking conditions and stability properties for a semiconductor laser with external light injection", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 21, No. (7), pp. 784-793, (1985).

# Annexe K

## Réponse petit-signal de l'oscillateur couplé

La réponse petit-signal (ps) d'un système injecté s'exprime à partir de la fonction de transfert suivante [1] [2] :

$$|H(j\omega)|^2 = \left| \frac{\Delta A}{\Delta J} \right|^2 = \frac{|M|^2(\omega^2 + Z^2)}{(C - A\omega^2)^2 + (B\omega - \omega^3)^2} \quad (\text{K.1})$$

Les termes paramétriques  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $Z$  et  $M$  sont définis par les relations [2] :

$$A = 2\eta \cos \phi_0 + \gamma_N + gA_0^2 \quad (\text{K.2})$$

$$B = \eta^2 + 2\eta(\gamma_N + gA_0^2) \cos \phi_0 + gA_0^2(\gamma_P - 2\eta \cos \phi_0) \quad (\text{K.3})$$

$$C = \eta^2(\gamma_N + gA_0^2) - gA_0^2(\gamma_P - 2\eta \cos \phi_0)Z \quad (\text{K.4})$$

$$Z = \eta(\alpha \sin \phi_0 - \cos \phi_0) \quad (\text{K.5})$$

$$M = \frac{g}{2}A_0 \quad (\text{K.6})$$

avec  $\gamma_N$  l'inverse du temps de vie des porteurs,  $\gamma_P$  l'inverse du temps de vie des photons dans la cavité,  $g$  le gain différentiel,  $\alpha$  le facteur de couplage phase-amplitude,  $\phi_0$  la différence de phase dans les conditions stationnaires et  $\eta$  le taux d'injection défini par :

$$\eta = k_c \frac{A_{inj}}{A_0} = \frac{\eta_0}{R_{FE}} \quad (\text{K.7})$$

Dans l'équation (K.7), on note  $k_c$  le coefficient de couplage,  $A_{inj}/A_0$  le rapport des amplitudes des champs,  $\eta_0$  le taux d'injection maximum et  $R_{FE} = \frac{A_0}{A_{fr}}$  le facteur d'augmentation du champ du laser esclave lié à l'injection. Le terme  $|M|^2$  défini dans (K.6) étant indépendant de la fréquence n'apparaîtra pas dans l'expression de la réponse petit-signal normalisée  $\left| \frac{H(j\omega)}{H(0)} \right|^2$ . Le terme paramétrique  $A$  dans (K.2) correspond au taux d'amortissement de l'oscillateur couplé :

$$A = \gamma_{slave} + \gamma_{th} \quad (\text{K.8})$$

avec  $\gamma_{slave}$  le taux d'amortissement du laser esclave :

$$\gamma_{slave} = gA_0^2 + \gamma_N = (\gamma_{fr} - \gamma_N)R_{FE}^2 + \gamma_N \quad (\text{K.9})$$

où  $\gamma_{fr}$  est le taux d'amortissement du laser solitaire.

Dans l'équation (K.8)  $\gamma_{th}$  est la variation du gain au seuil s'exprimant comme,

$$\gamma_{th} = 2\eta \cos \phi_0 = -g\Delta N_0 \quad (\text{K.10})$$

La combinaison des équations (K.8), (K.9) et (K.10) conduit à :

$$A = (\gamma_{fr} - \gamma_N)R_{FE}^2 + \gamma_N + \gamma_{th} \quad (\text{K.11})$$

Comme le montre l'équation (K.1), le terme paramétrique  $B$  intervenant dans le dénominateur de la fonction de transfert correspond à la fréquence de résonance totale de l'oscillateur couplé. En utilisant les résultats précédents, l'équation (K.3) peut se mettre sous la forme :

$$B = \eta^2 + \gamma_{th}\gamma_{slave} + gA_0^2(\gamma_P - \gamma_{th}) \quad (\text{K.12})$$

En manipulant l'équation (J.2), on montre que :

$$gA_0^2(\gamma_P - \gamma_{th}) = g\gamma_P A_{fr}^2 + \gamma_N \gamma_{th} \quad (\text{K.13})$$

Sachant que le premier terme de l'équation (K.13) correspond à la fréquence de résonance du laser esclave solitaire ( $g\gamma_P A_{fr}^2 = \omega_r^2$ ), il vient :

$$B = (\omega_r^2 + 2\gamma_N \gamma_{th}) + \left(\frac{\eta_0}{R_{FE}}\right)^2 + \gamma_{th}(\gamma_{fr} - \gamma_N)R_{FE}^2 \quad (\text{K.14})$$

De la même manière, les termes paramétriques  $C$  et  $Z$  donnés par les équations (K.4) et (K.5) peuvent se réécrire sous la forme :

$$C = \left(\frac{\eta_0}{R_{FE}}\right)^2 [\gamma_N + (\gamma_{fr} - \gamma_N)R_{FE}^2] - (\omega_r^2 + \gamma_N \gamma_{th})Z \quad (\text{K.15})$$

$$Z = \frac{\eta_0}{R_{FE}} (\alpha \sin \phi_0 - \cos \phi_0) \quad (\text{K.16})$$

La combinaison des équations (K.1), (K.11), (K.14), (K.15) et (K.16) permet d'écrire la réponse (ps) normalisée du système injecté sous la forme [3] :

$$|H_R|^2 = \left| \frac{H(\omega)}{H(0)} \right|^2 = \frac{(\frac{C}{Z})^2(\omega^2 + Z^2)}{(C - A\omega^2)^2 + (B\omega - \omega^3)^2} \times \left( \frac{1}{1 + (\frac{\omega}{\gamma_c})^2} \right) \quad (\text{K.17})$$

[1] L. Chrostowski, B. Faraji, W. Hofmann, M. C. Amann, S. Wiczorek, W. W. Chow, "40 GHz Bandwidth and 64 GHz Resonance Frequency in Injection-Locked 1.55  $\mu\text{m}$  VCSELs", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 13, No. (5), pp. 1200-1208, (2007).

[2] E. K. Lau, H. K. Sung, and M. C. Wu, "Frequency response enhancement of optical injection locked lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 44, No.(1), pp. 90-99, (2008).

[3] N. A. Naderi, M. Pochet, F. Grillot, V. Kovanis, N. B. Terry and L. F. Lester, "Modeling the injection-locked behavior of a quantum dash semiconductor laser", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 15, No.(3), pp. 563-571, (2009).

# Annexe L

## Bifurcation de Hopf et dynamique chaotique

- Une bifurcation correspond au changement qualitatif de la solution d'un système dynamique lorsqu'un paramètre de contrôle passe par une valeur critique. Cette valeur critique est associée à un point de bifurcation. La représentation des différentes solutions dynamiques en fonction d'un paramètre de bifurcation constitue le diagramme de bifurcation. Il existe plusieurs types de diagramme de bifurcation [1] [2].
- L'espace des phases est un espace de représentation des variables dynamiques ou le temps est absent. C'est un espace de représentation de l'état du système qui permet d'observer les trajectoires solutions d'un système dynamique.
- Un attracteur attire asymptotiquement les conditions initiales vers une même trajectoire solution et l'ensemble des conditions initiales aboutissant à un même attracteur est un bassin d'attraction. L'attracteur étrange possède une structure dense et complexe qui est à l'origine de la propriété de sensibilité aux conditions initiales. Les trajectoires ne sont ni périodiques, ni quasi-périodiques mais plutôt apériodiques. Ces dernières sont chaotiques, elles sont denses, mais elles ne se croisent jamais entre elles.
- La bifurcation de Hopf donne naissance à des solutions oscillantes [2]. L'espace des phases est à deux composantes et la forme normale s'écrit dans le plan complexe  $\dot{z} = \mu z - z|z|^2$ . En posant  $\mu = \mu_r + i\mu_i$  et  $z = x e^{i\theta}$ , on obtient alors  $\dot{x} = \mu_r x - x^3$  et  $\dot{\theta} = \mu_i$  c'est-à-dire une bifurcation fourche pour l'amplitude tandis que la phase tourne à la vitesse  $\dot{\theta}$ . La solution est donc périodique et les trajectoires décrivent une spirale attirée vers une courbe asymptotique nommée cycle limite. Lorsque la bifurcation de Hopf est supercritique (la branche de solutions coexiste avec un état stationnaire instable), les solutions périodiques sont stables (cf. figure [L.1(a)]). Lorsque la bifurcation de Hopf est souscritique  $\dot{z} = \mu z + z|z|^2$  (la branche de solutions coexiste avec un état stationnaire stable), les solutions périodiques sont instables (cf. figure [L.1(b)]). Dans ce dernier cas, le cycle limite instable est un répulseur structure contraire à un attracteur dans l'espace des phases.

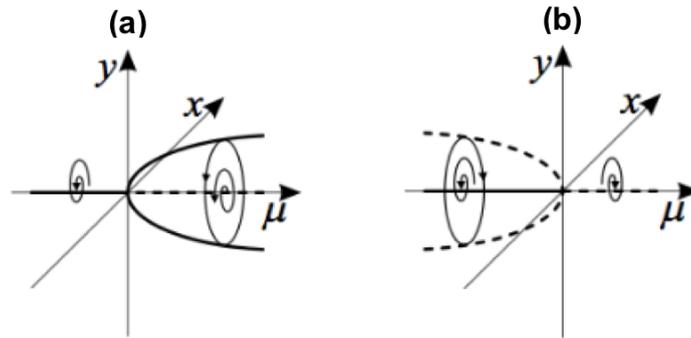


FIGURE L.1 – Diagrammes de bifurcation de Hopf : (a) super-critique ; (b) sous-critique.

- Un système dynamique est décrit comme chaotique si une portion significative de son espace des phases présente simultanément un phénomène de sensibilité aux conditions initiales et une forte récurrence. Pour un système chaotique, une très petite erreur sur la connaissance de l'état initial dans l'espace des phases va se trouver (presque toujours) rapidement amplifiée (cf. figure [L.2]). Les erreurs croissent localement selon une loi du type exponentielle comprenant un temps caractéristique du système chaotique, appelé exposant de Lyapounov dont la valeur moyenne s'exprime par la relation :

$$\bar{\lambda}_j = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t - t_0} \ln \left| \frac{e_j(t)}{e_j(t_0)} \right| \quad (\text{L.1})$$

Ainsi l'équation (L.1) montre que lorsque  $\bar{\lambda}_j > 0$  le système diverge et devient chaotique.

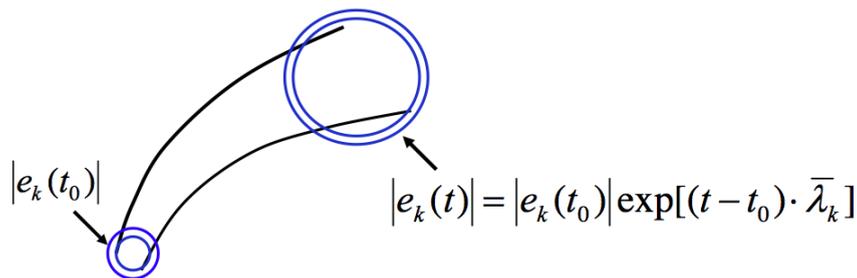


FIGURE L.2 – Système chaotique : une très petite erreur sur la connaissance de l'état initial dans l'espace des phases se trouve rapidement amplifiée.

[1] T. Erneux, "Applied Delay Differential Equations", *Surveys and Tutorials in the Applied Mathematical Sciences*, Vol. 3, Springer, New York, (2009).  
 [2] S. H. Strogatz, "Nonlinear dynamics and chaos", *Studies in Nonlinearity*, Westview Press, (1994).