



HAL
open science

Contribution à l'étude du bruit d'amplitude de lasers dédiés aux télécommunications optiques

Julien Poette

► **To cite this version:**

Julien Poette. Contribution à l'étude du bruit d'amplitude de lasers dédiés aux télécommunications optiques. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Rennes 1, 2005. Français. NNT: . tel-00079102

HAL Id: tel-00079102

<https://theses.hal.science/tel-00079102>

Submitted on 10 Jun 2006

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

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

N° 2005REN1E004

THÈSE

présentée devant

L'UNIVERSITÉ DE RENNES I

Pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Université de Rennes I

Mention : PHYSIQUE

par

JULIEN POËTTE

LABORATOIRE D'OPTRONIQUE
ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE SCIENCES APPLIQUÉES ET DE TECHNOLOGIE
ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES DE LA MATIÈRE

**CONTRIBUTION À L'ÉTUDE DU BRUIT D'AMPLITUDE DE LASERS
DÉDIÉS AUX TÉLÉCOMMUNICATIONS OPTIQUES**

Soutenue le 09 décembre 2005 devant la Commission d'Examen :

Pascal Besnard :	Professeur à l'Université de Rennes I	Directeur de thèse
Christian Boisrobert :	Professeur à l'Université de Nantes	Rapporteur
Béatrice Cabon :	Professeur à l'ENSERG/INPG	Rapporteur
Jean-Pierre Cariou :	Chargé de mission ONERA	Examineur
Jean-Pierre Huignard :	Directeur de recherches THALES	Examineur
Dominique Mongardien :	Ingénieur de recherche ALCATEL	Examineur
Jean-Claude Simon :	Professeur à l'Université de Rennes I	Président

*À Lénaïk, la femme de ma vie,
Ewen, ma p'tite souris,
Et Pauline, ma petite fleur.*

Remerciements

Cette thèse a été réalisée au sein du laboratoire d'Optronique de l'ENSSAT, situé à Lannion (22) dans le Groupe Physique des Lasers (GPL). Je tiens sincèrement à remercier Jean-Claude Simon, directeur du laboratoire, pour m'avoir accueilli si chaleureusement au sein de son équipe.

Je remercie les rapporteurs, Christian Boisrobert et Béatrice Cabon, d'avoir eu la gentillesse d'étudier mes travaux de thèse via ce manuscrit. Je n'oublie pas non plus Jean-Pierre Huignard qui a lui aussi bien voulu examiner mes résultats. Bien que prévenu tardivement, Jean-Pierre Cariou et Dominique Mongardien ont accepté de faire partie du jury et je les en remercie très sincèrement.

Ce travail n'aurait pas pu être mené à bien sans l'implication de Pascal Besnard, mon directeur de thèse. Je voudrais lui présenter ici ma plus grande admiration pour la confiance qu'il a su me donner au cours de ces trois années. Il m'a permis de m'épanouir dans mon travail en me donnant toute l'autonomie possible, tout en étant toujours présent en cas de besoin. Je tiens aussi à souligner la disponibilité et l'efficacité dont il a fait preuve à mon égard, et ce, bien que ses autres fonctions lui prennent beaucoup de temps.

Le Groupe Physique des Lasers ne serait pas ce qu'il est sans Patrice Féron. Les discussions fructueuses que j'ai pu avoir avec lui m'ont toujours appris énormément de choses, scientifiques ou non. Les anecdotes (et elles sont nombreuses !) qui ponctuent ses discours font de lui plus qu'un orateur, mais un véritable conteur de science.

Les quelques travaux que j'ai réalisés avec Monique Thual du CCLO (Centre Commun Lannionais d'Optique) m'ont permis de découvrir une personnalité agréable et sympathique. Toujours efficace et dynamique, elle a su prendre le temps de m'apprendre quelques techniques de fabrication de micro-optiques dont elle a le secret.

Je remercie Sophie Larochelle qui nous a fourni les lasers à fibre qu'elle fabrique. Guillaume Brochu qui réalise sa thèse dans son équipe est venu passer un mois au laboratoire. Ce temps pendant lequel nous avons travaillé ensemble a été très fructueux, tant du point de vue des résultats scientifiques que sur le plan humain. Ce fut un véritable plaisir de réaliser ces expériences et de pouvoir discuter nos résultats.

Avant cette thèse, j'avais réalisé un stage de DEA au sein de ce même laboratoire. Durant ces quelques mois, Stéphane Blin m'a encadré et a su me montrer la vie du laboratoire. Son dynamisme et sa bonne humeur permanente n'ont rendu que plus agréable mon insertion dans ce monde passionnant qu'est celui de la recherche. J'ai toujours été étonné de la facilité qu'il avait d'expliquer les phénomènes les plus complexes avec les mots et les images les plus simples. Comme beaucoup de monde du laboratoire, je me souviendrai de "Tatane" comme une personne aux qualités humaines et scientifiques exemplaires.

Un travail de recherche est avant tout un travail au sein d'une équipe. Je tiens à remercier Laurent Bramerie qui m'a permis de débiter du point de vue expérimental sur l'expérience qui m'a accompagnée pendant tout ce temps. Par la suite, j'ai pu compter sur

lui et ses conseils pratiques pour me dépanner, en cas de manque d'inspiration.

Olivier est celui du laboratoire avec qui j'ai passé le plus de temps lors de nos expériences communes. C'est avec lui que j'ai eu l'honneur de tester pour la première fois les manip via téléphone où chacun de nous se trouvait dans son labo respectif pour régler simultanément les divers appareils de la même expérience. Les diverses énigmes résolues ensemble, scientifiques ou non, n'ont eu de cesse de nous rapprocher et de faire de lui plus qu'un simple collègue de travail.

Bien que travaillant à Lyon, nous avons réussi Armel et moi à garder contact via internet. La complicité que nous avons développée durant nos années d'étude n'a pas souffert de la distance qui nous sépare et c'est avec émotion que j'ai eu l'honneur d'être témoin de son mariage. Un grand merci et beaucoup de bonheur à mon gros nénéphant, à sa femme Patricia et à leur adorable et charmante fille Cléa.

Concernant les personnes avec qui j'ai un peu moins travaillé, je tiens à faire une dédicace spéciale à Sylvain qui, avec son caractère bien trempé et son humour décapant, a toujours su être disponible.

En parlant de caractère fort, je n'oublierai pas Gwenaëlle avec qui j'ai aussi beaucoup discuté. Elle a su tenir son rôle de grincheuse (parfois bien justifié !) tout en gardant le sourire.

Je tiens aussi à remercier Gautier d'avoir bien voulu m'accueillir dans son bureau les deux dernières années de ma thèse. Il a su me faire découvrir le charme et le potentiel des structures à boîtes quantiques qu'il manipulait.

J'ai eu le plaisir au cours de ces trois ans de pouvoir accompagner plusieurs étudiants pendant leur stage. Tout d'abord, je tiens à remercier Vincent qui pendant son stage de licence professionnelle a su aborder avec sa bonne humeur des sujets très délicats. J'ai ensuite travaillé avec Loïc venant de l'INSA de Rennes. Malgré le peu de temps passé en France avant le début de son stage, Pang Chengxin a su contourner la barrière de la langue par son travail consciencieux.

Jean-françois qui désormais a élu domicile dans mon bureau à la place de Gautier a aussi réalisé un stage avec moi. Il débute en ce moment sa thèse dans le Groupe Physique des Lasers et je lui souhaite de passer trois années aussi agréables qu'ont été les miennes.

Le duo Gaëlle-Fabienne qui a suivi fut le premier que j'eus à encadrer. Bien que devoir gérer les deux projets simultanément ne fut pas toujours de tout repos, elles ont su rendre ce moment agréable par leur bonne humeur et leur implication dans leur travail.

Le second binôme, constitué de Mervin et d'Élodie, fut aussi très agréable. Comme aime à le dire Pascal, ce fut les derniers mais pas les moindres. Mervin a goûté aux peines plus qu'aux joies des réglages optiques. Bien que je l'ai souvent taquinée à propos de son travail, j'ai particulièrement apprécié de travailler avec Élodie. Je tiens à la remercier tant pour l'aspect professionnel qu'humain de nos relations. Il m'arrive encore d'écouter certains des groupes musicaux "particuliers" que ma "squatteuse de bureau" m'a fait découvrir. A l'heure où je rédige ces remerciements, elle débute sa troisième année d'étude d'ingénieur en Angleterre. Je lui souhaite tout le courage nécessaire pour la suite de ses études.

Une pensée aussi à certains stagiaires du laboratoire que je n'ai pas personnellement encadrés mais avec qui il m'est arrivé de travailler. Je fais une place ici pour Caroline. Elle et Élodie ont su égayer mon dernier mois de juillet par leur papotage et leurs différentes histoires. Je leur avoue ici que j'ai encore du mal à écouter entièrement les chansons de Brigitte. J'y arriverai... Un jour... Peut être...

Enfin, un très grand merci au personnel qui permet au laboratoire de fonctionner dans

de bonnes conditions. Je pense en particulier à Réjane, devenue secrétaire de Jean Claude, à Serge et Stéphane du service technique. J'ai certainement oublié d'autres personnes qui mériteraient de figurer ici et je tiens à m'en excuser. Je conclurais juste en disant que toutes les rencontres que j'ai pu faire pendant ces trois années m'ont beaucoup apporté, principalement sur le point de vue humain. Je remercie sincèrement chacune des personnes que j'ai côtoyées de près ou de loin d'y avoir participé.

Table des matières

I Études théoriques	3
1 Modélisation d'un laser à 4 niveaux	5
1.1 Rappel	6
1.1.1 Généralités	6
1.1.2 Le laser à quatre niveaux	7
1.1.3 Description de la matrice densité	10
1.2 Équations d'évolution d'un laser à quatre niveaux	12
1.2.1 Description de l'Hamiltonien	13
1.2.2 Équations pour les cohérences optiques	14
1.2.3 Équations pour les populations	16
1.2.4 Équations d'évolution de la différence de population	18
1.2.5 Équation de propagation du champ	20
1.3 Étude du système	23
1.3.1 Solutions stationnaires	23
1.3.2 Étude dynamique	24
1.3.3 Introduction des forces de Langevin	27
1.3.4 Description du spectre du bruit théorique	28
2 Les lasers à trois niveaux et première approche des lasers à semi-conducteurs	31
2.1 Modélisation d'un laser à trois niveaux	32
2.1.1 Équations d'évolution	32
2.1.2 Étude du système	34
2.1.3 Étude dynamique	36
2.1.4 Modélisation du bruit d'amplitude	37
2.2 Modélisation d'un laser à deux niveaux	38
2.2.1 Équations d'évolution	38
2.2.2 Étude du système	40
2.2.3 Étude dynamique	41
2.3 Modélisation numérique	42
2.3.1 Seuil laser	43
2.3.2 Intensité laser	44
2.3.3 Efficacité	45
2.3.4 Fréquence de relaxation	46
2.3.5 Amortissement	47
2.3.6 Récapitulatif des expressions théoriques	48

3	Modélisation des lasers à semi-conducteurs	51
3.1	Quelques rappels	53
3.1.1	Le milieu semi-conducteur	53
3.1.2	La jonction PN	53
3.1.3	Photodiode et diode laser	54
3.2	Équations d'évolution	56
3.2.1	Gain de la structure	56
3.2.2	Recombinaison spontanée	57
3.2.3	Équation d'évolution de la densité de porteurs	58
3.2.4	Équation d'évolution de la densité de photons	58
3.3	Etude du système	60
3.3.1	Solutions stationnaires	60
3.3.2	Étude dynamique	62
3.4	Modélisation du bruit d'amplitude	65
3.4.1	Expression générale	65
3.4.2	Forces de Langevin	66
II	Expérimentation	71
4	La détection optique	73
4.1	Le détecteur	75
4.1.1	Le principe photoélectrique	75
4.1.2	Le détecteur idéal	76
4.1.3	Le détecteur réel	76
4.2	Le bruit lié à la détection	78
4.2.1	Le bruit thermique	78
4.2.2	Le bruit de grenaille	79
4.2.3	le bruit en $1/f$	79
4.3	Le bruit électronique post-détection	80
4.3.1	Le bruit thermique des appareils	80
4.3.2	Le bruit suite à une amplification	80
5	Banc de mesure	83
5.1	Le principe de mesure du bruit d'amplitude	84
5.1.1	La composition du signal électrique	84
5.1.2	L'élimination des bruits indésirables	85
5.1.3	Les différentes techniques de mesure du bruit de grenaille actuelles	87
5.2	Technique de mesure du bruit	90
5.2.1	Acquisition des mesures	90
5.2.2	Laser de référence	92
5.2.3	Laser de référence et bruit de grenaille	95
5.2.4	Mesure du RIN	98
5.3	Technique de mesure différentielle	101
5.3.1	Banc de mesure	101
5.3.2	Interpolation des mesures	105
5.3.3	Performance de la technique de mesure	111
5.4	Mesure de bruit de fréquence	115
5.4.1	Conversion des variations de fréquence en variation d'amplitude	115

5.4.2	Mesure du bruit de fréquence	119
6	Résultats expérimentaux	123
6.1	Présentation des Lasers à fibre	124
6.2	Lasers à fibre DFB monomodes	126
6.2.1	Laser Southampton	126
6.2.2	Laser à fibre Kohéras	128
6.2.3	Présentation des lasers DFB provenant de l'université Laval à Québec	130
6.2.4	Laser bi-mode DFB	132
6.3	Lasers à fibre multi-fréquence	134
6.3.1	Principe d'un laser à fibre multi-fréquences DFB Fabry Perot	134
6.3.2	Présentation des lasers multifréquences	136
6.3.3	Problématique	137
6.4	Caractérisation des lasers	139
6.4.1	Comparaison à un laser DFB monomode	139
6.4.2	Vieillissement des structures	140
6.4.3	Présence d'un mode secondaire de très faible amplitude	140
6.4.4	Observation de battements entre modes longitudinaux	142
6.4.5	Bruit de partition des lasers multi-fréquences	144
6.5	Étude de la fréquence de relaxation des lasers à fibre	150
6.5.1	Montage	150
6.5.2	Étude de la fréquence de relaxation	152
6.5.3	Étude en fonction du taux de pompage	154
6.5.4	Comparaison entre les techniques de mesure	156
6.6	Étude de différentes sources	158
6.6.1	Laser à semi-conducteurs	158
6.6.2	Laser à blocage de modes	163
6.6.3	Les sources "blanches"	165
6.6.4	Influence de l'amplification	167
III	Application à l'étude du transfert de bruit par injection optique	171
7	Évolution de la largeur de raie d'un laser injecté	173
7.1	Présentation de l'injection optique	175
7.2	Évolution de la largeur de raie d'un laser soumis à injection	177
7.2.1	Modélisation du spectre d'un laser	177
7.2.2	Spectre d'un laser injecté	179
7.2.3	Le profil de Voigt	180
7.2.4	Étude expérimentale des spectres optiques.	181
7.2.5	Mesures expérimentales lors du transfert de pureté spectrale	182
7.2.6	Mesures expérimentales lors du transfert d'impureté	185
8	Étude du bruit d'amplitude d'un laser injecté	189
8.1	Équation d'évolution d'un laser injecté	191
8.1.1	Le laser maître.	191
8.1.2	Équations d'évolution du laser esclave	192
8.1.3	Solutions stationnaires	192
8.2	Modélisation du bruit d'amplitude.	194

8.3	Simulation numérique du RIN d'un laser injecté	197
8.3.1	Laser maître plus bruyé que le laser esclave.	197
8.3.2	Injection par un laser dont le RIN est inférieur à celui de l'esclave.	200
8.4	Montage expérimental	203
8.5	Évolution du bruit d'amplitude par injection optique	205
8.5.1	Étude d'une diode à semi-conducteurs	205
8.5.2	Étude du laser JDSU	207
Annexes		216
A	Le bruit de grenaille	219
B	La détection synchrone	223
C	Bruit d'une chaîne d'amplificateur	225
D	La densité spectrale de puissance après un interféromètre	227
E	Les différents régimes de l'injection optique	231
F	Bruit de battement signal-spontané et spontané-spontané	235
F.1	Description du champ	235
F.2	Battement spontanée-spontanée	236
F.3	Bilan	236
G	Publications et conférences	239
Bibliographie		256

Table des figures

1.1	Niveaux d'énergie des ions lanthanides	8
1.2	Principe de fonctionnement d'un laser à quatre niveaux	9
1.3	Schématisme d'un laser à quatre niveaux	12
1.4	Simulation numérique de la réponse d'un laser à un échelon de pompe . . .	25
1.5	Simulation numérique du RIN d'un laser.	29
2.1	Principe du modèle à trois niveaux.	33
2.2	Principe du modèle à deux niveaux.	38
2.3	Simulation de l'intensité laser	44
2.4	Simulation de l'efficacité laser	45
2.5	Simulation de la fréquence de relaxation	46
2.6	Simulation du coefficient d'amortissement.	47
3.1	Modélisation numérique des solutions stationnaires	61
3.2	Modélisation numérique de paramètres dynamiques	63
3.3	Simulation du RIN d'un laser à semi-conducteur	67
3.4	Ecart entre la fréquence de relaxation et la fréquence pour laquelle le RIN est maximum en fonction du taux de pompage	68
5.1	Principe de la mesure de RIN	90
5.2	Bruit thermique du système de détection 100 KHz-10 GHz	91
5.3	Estimation du bruit d'amplitude du laser Lightwave	93
5.4	Bruit d'amplitude du laser Dicos	94
5.5	DSP du laser Lightwave en fonction du photocourant	96
5.6	DSP normalisé par rapport au photocourant	97
5.7	Contribution des trois termes de bruit en fonction de la puissance optique .	99
5.8	Principe de la mesure précise du RIN	101
5.9	Trace temporelle du signal sur l'ASE après hachage optique	103
5.10	Schéma d'étalonnage de la détection synchrone	104
5.11	Étalonnage de la détection synchrone	105
5.12	Erreur sur alpha	105
5.13	Exemple de mesure de γ à 10 MHz.	106
5.14	Écart entre la mesure et l'estimation du bruit de grenaille.	107
5.15	Écart entre la mesure sur un laser de référence et laser à fibre.	109
5.16	Écart entre la mesure sur un laser de référence et laser à fibre avec correction. .	110
5.17	Mesure à haute fréquence du bruit de grenaille.	111

5.18	Rin minimum mesurable en fonction de la puissance reçue pour un écart au shot noise donné (a), et en fonction de l'écart au shot noise pour une puissance donnée (b)	112
5.19	Erreur sur l'estimation du Rin pour une erreur de 0,1 dB sur la mesure.	113
5.20	Répétabilité des mesure de bruit d'amplitude.	114
5.21	Contraste en fonction de la distance séparant les deux axes des faisceaux gaussiens.	118
5.22	Contraste en fonction de position du collimateur.	119
5.23	Influence de la différence de taille	119
5.24	Mesure de bruit de fréquence en fonction du courant de pompe.	121
6.1	Caractérisation du laser "Southampton".	127
6.2	Influence de diode de pompe sur le laser "Southampton".	128
6.3	Spectre électrique permettant la mesure de la largeur de raie du laser Koheras en sortie de l'autohétérodyneur de 55 km.	128
6.4	RIN du laser Koheras pour des puissances de sortie de 10 et 20 mW	129
6.5	RIN du laser DFB 261002-04.	130
6.6	RIN du laser DFB 0606200305.	131
6.7	RIN du laser bi-mode DFB 101202-04.	133
6.8	Principe d'un laser multi fréquence	135
6.9	Spectre optique du laser Multi20050304.pdf	136
6.10	Bruit d'amplitude du laser Multi20050304	136
6.11	Spectre optique du laser Multi140304034 en fonction de la puissance de pompe. Mesure dès la conception à Québec (a), et dès la réception à l'ENSSAT.	137
6.12	RIN d'un mode du laser Multi20050304.	139
6.13	Spectre du laser Multi20050304 filtré.	139
6.14	Caractéristique du DFB 10 mm.	140
6.15	Spectre optique du DFB 10 mm.	140
6.16	observation d'un battement de faible amplitude	141
6.17	Battement à 1,64 GHz	142
6.18	Spectre du laser bi-mode DFB30MM	143
6.19	Visualisation du battement de modes longitudinaux	143
6.20	Bruit d'amplitude des lignes d'un laser multifréquence comparé au RIN de l'ensemble des lignes. En bleu sont représentés les mesures sur les modes filtrés, en noir sur l'ensemble des modes.	145
6.21	Comparaison entre le bruit de l'ensemble des lignes et de la somme des lignes d'un laser multifréquence	146
6.22	Caractéristiques de modes laser multi-fréquences	146
6.23	Fréquence de relaxation en fonction du pompage pour différentes modes.	147
6.24	Fréquence de relaxation en fonction du taux de pompage.	147
6.25	Bruit de partition entre les modes de polarisation.	148
6.26	Principe de mesure "classique" des fréquences de relaxation	150
6.27	Exemple de mesure de la fréquence de relaxation	151
6.28	Mesure de la fréquence de relaxation d'un laser à fibre	153
6.29	Évolution de la fréquence de relaxation pendant une mesure.	153
6.30	Différence entre les techniques de mesure de la fréquence de relaxation.	154
6.31	Mesure de l'amortissement d'un laser à fibre	155

6.32	Influence de la température sur le bruit d'amplitude	159
6.33	Exemple de mesure de spectre au Fabry Perot d'analyse 300 MHz.	160
6.34	Largeur de raie et contribution lorentzienne en fonction du pompage.	161
6.35	Mesure du RIN en fonction du pompage.	162
6.36	Fréquence de relaxation et amortissement en fonction du taux de pompage.	162
6.37	Principe des lasers impulsionnels à cavité externe.	163
6.38	Mesures de RIN de lasers impulsionnels à cavité externe.	165
6.39	Spectre d'une source blanche.	166
6.40	Mesure du bruit d'amplitude d'une source blanche.	166
6.41	Modification du bruit d'amplitude par un amplificateur optique.	168
7.1	Résolution numérique de l'intensité et de la largeur de raie d'un laser.	179
7.2	Simulation du spectre d'un laser injecté en fonction du taux d'injection.	180
7.3	Largeurs caractéristiques du spectre d'un laser libre à semi-conducteur.	181
7.4	Interpolation de la demi-largeur de raie.	183
7.5	Interpolation de Γ	183
7.6	Spectre optique du laser esclave lors du transfert de pureté spectrale.	183
7.7	Variations des largeurs σ et Γ du piédestal en fonction de la puissance injectée.	184
7.8	Évolution de σ et de Γ en fonction de la puissance injectée lors de transfert d'impureté.	185
8.1	Injection optique d'un laser par un laser plus bruité en fonction du taux de couplage κ pour les valeurs suivantes : $\kappa = 0,1$ (puissance injectée de $7,7 \mu\text{W}$), 1 ($77 \mu\text{W}$), 5 ($0,38 \text{ mW}$), 10 ($0,77 \text{ mW}$)	198
8.2	Injection optique d'un laser par un laser plus bruité ayant une fréquence de relaxation plus élevée en fonction du taux de couplage κ pour les valeurs suivantes : $\kappa = 1$ (puissance injectée de $16,5 \mu\text{W}$), 2 ($33 \mu\text{W}$), 10 ($0,16 \text{ mW}$), 20 ($0,33 \text{ mW}$)	199
8.3	Injection optique d'un laser par un laser moins bruité en fonction du taux de couplage κ pour les valeurs suivantes : $\kappa = 0,5$ (puissance injectée de $0,36 \text{ mW}$), 1 ($0,73 \text{ mW}$), 2 ($1,45 \text{ mW}$), 5 ($3,64 \text{ mW}$)	200
8.4	Injection optique d'un laser par un laser moins bruité ayant un fréquence de relaxation supérieure en fonction du taux de couplage κ pour les valeurs suivantes : $\kappa = 0,001$ (puissance injectée de $1,5 \mu\text{W}$), $0,01$ ($15 \mu\text{W}$), $0,05$ ($0,11 \text{ mW}$)	201
8.5	Montage expérimental utilisé lors de l'injection optique	203
8.6	Bruit d'amplitude d'une diode à semi-conducteurs injectée.	205
8.7	Bruit d'amplitude d'une diode à semi-conducteurs injectée par un laser amplifié.	206
8.8	Bruit d'amplitude du laser JDSU sous injection optique	207
8.9	Bruit d'amplitude du laser JDSU par un laser amplifié.	209
8.10	Spectre optique du laser maître.	209
8.11	RIN du laser maître.	209
E.1	Cartographie de l'injection d'une diode à semi-conducteurs polarisée à 4 fois son seuil.	233

Introduction

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

Le bruit d'amplitude entraîne donc une dégradation du signal qu'est la puissance optique. Ainsi, pour certaines applications en télécommunications, l'amplitude de ce bruit, exprimé par le RIN (Relatif Intensity Noise) ne doit pas dépasser certaines valeurs. Par exemple, dans le cas des transmissions analogiques, très sensibles à la puissance du signal, le bruit du laser ne doit pas dépasser celui du bruit de grenaille. Ce dernier étant invariablement présent car directement issu de la détection du signal optique.

Si le bruit d'amplitude est un inconvénient que l'on cherche à éliminer dans certaines applications, il n'est pas moins porteur d'informations sur la structure du laser. Les processus aléatoires menant à l'émission spontanée dans la cavité laser ainsi que la variation de la densité de porteurs dans le cas des lasers semi-conducteurs sont les principales causes de la présence de bruit dans les lasers. Ils vont induire certaines caractéristiques au bruit d'amplitude qui pourront être utilisés afin de caractériser le laser et de connaître certains de ses paramètres tels que la fréquence de relaxation, l'amortissement ou encore le taux d'émission spontanée.

Les résultats présentés dans ce manuscrit correspondent à une partie de travail réalisé au cours de ma thèse au sein du laboratoire d'Optronique de l'ENSSAT dans le Groupe Physique des Lasers. Un des buts principaux était la réalisation d'un outil de caractérisation du bruit d'amplitude des lasers utilisé au laboratoire.

Modélisation

Une première partie est dédiée à la modélisation de différents types de lasers. Le premier chapitre présente la modélisation complète d'un laser solide à quatre niveaux. Les équations d'évolutions obtenues à partir du formalisme de la matrice densité permettent non seulement d'atteindre les caractéristiques statiques du laser en fonctionnement, mais

aussi ses propriétés dynamiques. En les modifiant, nous allons voir comment obtenir le bruit d'amplitude de tels lasers.

Le chapitre suivant correspond à la modélisation sur les lasers à deux et trois niveaux. Il est bien évident que la méthode pour ces structures est similaire à celle utilisé dans le chapitre précédent. Elle ne sera donc pas détaillée à nouveau. Seules les différences seront mises en évidence. Afin de pouvoir bien comprendre les différences et les similitudes des résultats obtenus à partir des trois modèles, des simulations numériques sur des lasers dont seuls le nombre de niveau varie viendront appuyer les commentaires issus des expressions mathématiques obtenues.

Les lasers solides ne sont pas les structures les plus utilisés actuellement. L'amélioration des techniques de croissance et la qualité des structures des lasers à semi-conducteurs font de ce dernier type de lasers une figure incontournable du monde des télécommunications. Le dernier et troisième chapitre de cette partie concerne la modélisation de source à semi-conducteur.

Mesures expérimentales

La seconde partie du manuscrit est consacrée à l'étude expérimentale du bruit d'amplitude des lasers. Afin de bien comprendre la technique de mesure du bruit d'amplitude, un premier chapitre sera consacré aux différents rappels sur la détection de signaux optiques.

Le second chapitre concerne les différents bancs de mesure de bruit qui ont été réalisés aux cours de cette thèse. Les paramètres mesurés ainsi que la technique de mesure seront présentés dans le détail. Le traitement des données recueillies lors de la mesure forme un point essentiel pour la précision de la mesure et sera lui aussi présenté.

Enfin, un dernier chapitre regroupe quelques résultats intéressants sur des lasers utilisables dans le cadre des télécommunications optiques. Les premiers correspondent à des structures classiques. Nous avons aussi eu à notre disposition des lasers plus "exotiques" permettant l'observation de phénomènes particuliers.

Application à l'injection optique

La dernière partie de ce manuscrit est consacrée à une étude particulière du bruit dans les lasers. Nous nous sommes intéressés à la modification du spectre de bruit d'amplitude de lasers soumis à l'injection optique.

Un premier chapitre présente un modèle théorique prenant en compte le bruit d'amplitude du laser injecté (esclave) ainsi que celui du laser maître, dont le champ est injecté dans le premier laser. Diverses simulations selon plusieurs configurations ont été testées.

Enfin, le dernier chapitre de cette partie et de ce manuscrit présente les résultats expérimentaux concernant l'injection optique de lasers à semi-conducteurs.

Première partie

Études théoriques

Chapitre 1

Modélisation d'un laser à 4 niveaux

L'étude théorique des lasers consiste principalement en une modélisation adaptée du milieu amplificateur. Selon le milieu considéré, différentes approximations peuvent être réalisées tout en conduisant à des résultats coïncidant avec les mesures expérimentales. Le bruit d'amplitude, ou plutôt les caractéristiques de ce bruit dépendent des propriétés physiques du milieu amplificateur. Nous verrons dans ce chapitre comment modéliser un laser solide, et surtout comment déterminer le bruit d'amplitude de ces lasers. Les différents paramètres qui peuvent être déduits de l'étude du spectre de bruit seront présentés.

Ce chapitre présente la modélisation d'un laser solide à quatre niveaux. Le formalisme utilisé est celui de la matrice densité, lequel est présenté dans un premier temps. Il s'en suivra une étude détaillée du système permettant l'établissement des équations d'évolution du système atomique permettant la génération du champ laser. L'approfondissement de ces équations aboutira à l'expression des solutions stationnaires. Ensuite, l'approximation de faibles perturbations associée au traitement petit signal des équations donneront l'expression analytique de termes propres à la dynamique du laser. Enfin le bruit d'amplitude de ce type de laser pourra être exprimé grâce à l'introduction de forces de LANGEVIN.

1.1 Rappel

Ce paragraphe regroupe quelques rappels concernant la mécanique quantique et plus particulièrement aux outils utilisés par la suite pour modéliser l'évolution d'un atome lors des différentes phases relatives à l'effet laser.

1.1.1 Généralités

Le but de cette partie est de modéliser le comportement des atomes entrant en jeu pour la production d'un effet laser. La modélisation des lasers solides amenant à l'expression des équations d'évolutions est assez standard et à déjà été traité [1–3], mais forme le fondement même de la modélisation du bruit des lasers. Dans un esprit de clarté, nous allons maintenant faire quelques rappels sur le formalisme qui nous servira à cette étude, basé sur la théorie de la mécanique quantique.

La mécanique quantique actuelle est basée sur le formalisme de la mécanique Hamiltonienne, elle-même établie en 1833 par Hamilton. Cette dernière consiste à reformuler la mécanique classique. Si la résolution des équations obtenues par ce formalisme s'avère plus simple que celles de la mécanique classique, leur obtention en est d'autant plus difficile. Au final, l'étude des systèmes macroscopiques par ce formalisme n'en est pas améliorée.

La mécanique quantique a su quant à elle tirer avantage de ce formalisme en l'utilisant à bon escient. C'est ainsi grâce à cette représentation que sont modélisés les comportements des particules. Cependant il existe plusieurs différences fondamentales entre la mécanique des systèmes macroscopiques et celle des particules. La principale est que la mécanique quantique n'est pas déterministe contrairement à la mécanique classique. Cela peut se traduire par la façon suivante : les résultats obtenus ne permettent pas de déterminer la position d'une particule, par exemple, mais la probabilité que celle-ci a d'occuper un espace considéré. Les systèmes sont totalement décrits par ce qu'on appelle les coordonnées généralisées q_i . L'étude du système se fait via celle d'une fonction dite fonction d'onde $\Psi(q_1, q_2, \dots, t)$ autrement appelée fonction d'état. La densité de probabilité que l'expérimentateur a de trouver le système dans un état donné (q_1, q_2, \dots) au temps t est égale au module au carré de la fonction d'onde $|\Psi(q_1, q_2, \dots, t)|^2$.

Pour l'étude du système atomique, les résultats obtenus par la mécanique quantique vont donc nous indiquer dans le cadre d'une particule, ici un atome, qu'il a une certaine probabilité, disons 60% de se trouver dans tel état excité par exemple. Notre laser n'utilise pas un seul atome pour générer les photons par émission stimulée mais une quantité importante d'atomes que l'on considérera identique. Chaque atome ayant la même probabilité (60%) d'être dans tel état excité, on se trouvera donc avec un système ayant 60% d'atomes en moyenne dans cet état excité. C'est ce genre de considération qui permet de faire le lien entre la physique quantique ne donnant que des probabilités avec un phénomène concrètement mesurable : on a 60% d'atome excités.

En mécanique classique, l'ensemble des études de système se fait principalement grâce

au principe fondamental de la dynamique qui peut se traduire comme suit : La somme des forces \overrightarrow{Force}_i agissant sur un système non perturbé est égale au produit de la masse m par l'accélération \overrightarrow{a} :

$$\sum \overrightarrow{Force}_i = m \cdot \overrightarrow{a} \quad (1.1)$$

Dans un système conservatif, c'est-à-dire sans perte d'énergie, cette même formulation peut s'écrire :

$$\dot{Z}_t = J \nabla H(Z_t) \quad (1.2)$$

avec $J = \begin{pmatrix} 0 & I_n \\ -I_n & 0 \end{pmatrix}$ et $Z_t = (x_t, \zeta_t)$ où x_t désigne la position et ζ_t la quantité de mouvement de la particule par exemple. La fonction $(x, \zeta) \mapsto H(x, \zeta)$ correspond à l'hamiltonien et est une fonction indéfiniment différentiable dans \mathbb{R}^n . Cet outil désigne l'énergie du système étudié.

1.1.2 Le laser à quatre niveaux

Dans l'étude qui va suivre, nous allons nous concentrer sur la modélisation d'un atome. La figure 1.1 représente les différents niveaux d'énergie des atomes classés dans la catégorie des lanthanides.

Les différents atomes peuvent être définis par la répartition des électrons sur les différentes couches électroniques. Ainsi les lanthanides ont tous la même structure externe, à savoir les couches $5s^2$, $5p^6$ et $6s^2$ saturées. Les différences entre chacun des lanthanides est qu'ils ont un remplissage différent de la couche électronique 4f. Le niveau d'ionisation est trivalent, c'est à dire qu'ils vont pouvoir perdre 3 électrons dans le processus d'ionisation : deux du niveau 6s (le plus externe) et un du niveau 4f. Les électrons restant sur le niveau 4f seront protégés des perturbations extérieures grâce aux couches supérieures qui sont saturées.

Prenons le cas de l'ion Néodyme par exemple, qui est assez souvent utilisé comme dopant dans les lasers à fibres et permettant un effet laser à 1064 nm. La figure 1.1 montre que l'ion Néodyme possède de nombreux niveaux. En général, quatre niveaux d'énergie sont seulement considérés.

Le niveau dit "fondamental" est le niveau sur lequel se trouve l'ion lorsqu'il n'est pas soumis à une excitation. C'est en quelque sorte son état de moindre énergie. Un ion excité aura toujours tendance à vouloir retrouver cet état quand il aura été excité.

Dans un laser, il est nécessaire de fournir de l'énergie. Cet apport se fait grâce à des photons dans les lasers solides. Ces photons dits de "pompe" auront été choisis de façon à avoir une longueur d'onde leur permettant d'être absorbés par l'ion en présence (Néodyme dans notre cas). En effet, seules les longueurs d'onde correspondant à des transitions atomiques pourront permettre de transmettre de l'énergie aux ions. En absorbant ce photon, l'ion passera alors de son niveau fondamental à un niveau supérieur : ce sera le

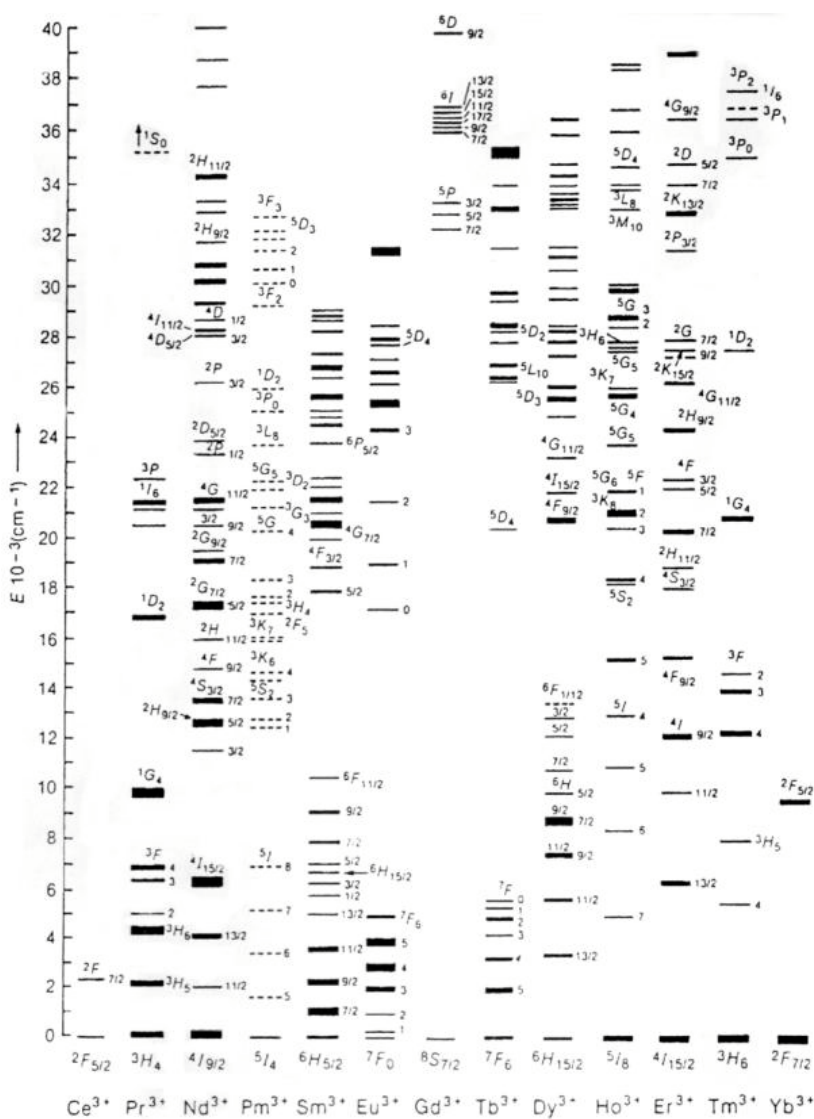


FIG. 1.1 – Niveaux d'énergie des ions lanthanides

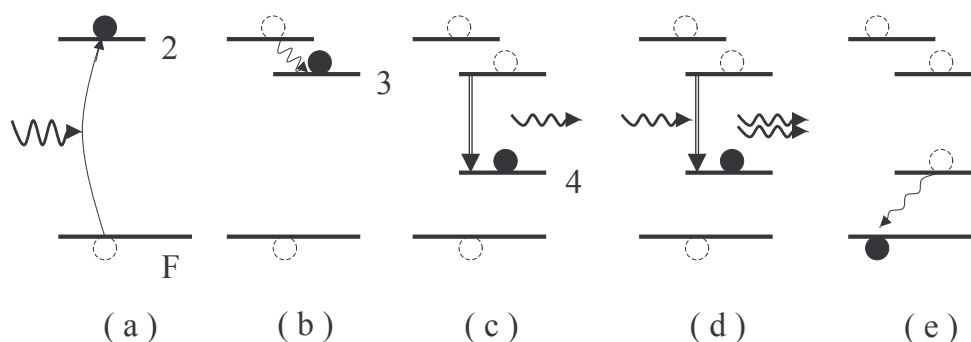


FIG. 1.2 – Principe de fonctionnement d'un laser à quatre niveaux

second niveau considéré (fig.1.2.a.). L'écart d'énergie entre les niveaux correspond alors à l'énergie transportée par le photon.

L'atome une fois excité aura tendance à vouloir retrouver son état fondamental. Pour cela, il peut passer par des états de transition entre le second niveau et le niveau fondamental. A chacune de ces transitions, l'ion réduit son énergie. Il est donc nécessaire qu'il en transmette soit en émettant un photon d'énergie égale à celle perdue, soit en transmettant au milieu environnant sous forme de phonons (mode de vibration quantifié) qui génère des vibrations dans la maille cristalline, augmentation de chaleur etc. Au bout d'un certain temps relatif aux temps de vie des différents niveaux, l'atome se retrouvera donc sur le niveau fondamental. Il se peut alors qu'il ait émis quelques photons pour cela. Si l'émission de photons par ce phénomène se fait rapidement après l'excitation (temps < 1 ns), on appellera cela la fluorescence. Le photon ainsi émis pourra être de même longueur d'onde que le photon de pompe (fluorescence de résonance) ou à une longueur d'onde plus grande. Si l'émission des photons se fait longtemps après l'excitation, ce sera de la phosphorescence. La différence entre ces deux phénomènes n'est donc due qu'au temps de vie des différents niveaux en jeu.

Dans le cas du laser à quatre niveaux, une fois que l'atome a été excité sur le second niveau, il se désexcite sur un niveau d'énergie inférieur par émission d'un phonon en général. Il se retrouve alors sur le troisième niveau considéré (fig.1.2.b.). Si rien ne se passe, il redescendra encore d'un niveau vers le quatrième niveau considéré en émettant naturellement un photon correspondant à l'énergie perdue : c'est l'émission spontanée (fig.1.2.c.). Si par contre avant qu'il ne se désexcite naturellement, il "voit" un photon dont l'énergie correspond aussi à l'énergie de transition entre le troisième et le quatrième niveau, il va alors émettre un photon ayant les mêmes caractéristiques de phase, de fréquence, de polarisation et de direction : c'est l'émission stimulée, base de l'effet laser (fig.1.2.d.). Dans les deux cas, l'ion se retrouve sur le quatrième niveau. Il va ensuite rapidement se désexciter sur le niveau fondamental, généralement par émission de phonons (fig.1.2.e.).

Il se peut que l'atome passe par d'autres états d'énergie durant les transitions du second au troisième niveau ou encore du quatrième vers le niveau fondamental. Cependant pour la modélisation, il est toujours possible d'associer des temps de vie différents au second et quatrième niveau afin de tenir compte de ces états intermédiaires et donc de se ramener à un système équivalent à quatre niveaux.

On peut ainsi deviner les caractéristiques nécessaires pour avoir un bon laser. Il faut tout d'abord pouvoir absorber efficacement les photons de pompe. Ensuite, il faut que les atomes, une fois excités, se mettent tous et rapidement sur le troisième niveau pour être disponibles le plus vite possible pour l'effet laser. Il faut donc avoir un temps de vie court pour le second niveau et, de plus, éviter les désexcitations vers d'autres niveaux que le niveau trois. Il faut aussi que les atomes soient disponibles le plus longtemps possible sur le troisième niveau : le temps de vie de ce niveau doit être le plus long possible. Une fois l'émission de photons obtenue, il faut aussi rapidement que possible pouvoir réutiliser ces atomes : le temps de vie du quatrième niveau doit donc être le plus court possible lui aussi. C'est cet ensemble de contraintes qui permettent d'obtenir des lasers. La transition permettant fixe la longueur d'onde d'émission.

1.1.3 Description de la matrice densité

L'analogie quantique du système hamiltonien pour la description des systèmes macroscopiques est l'équation de Schrödinger qui détermine comment évoluent les fonctions d'ondes, en fonction des paramètres du système :

$$i\hbar \frac{\partial |\Psi\rangle}{\partial t} = H|\Psi\rangle \quad (1.3)$$

où Ψ représente la fonction d'onde et H l'Hamiltonien du système. Cette fonction peut être décomposée comme combinaison linéaire d'un ensemble de fonctions d'onde élémentaire constituant une base orthonormée de l'espace des états $\{|u_n\rangle\}$ du système étudié. On peut donc écrire.

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_{i=1}^n c_i(t) |u_i\rangle \quad (1.4)$$

si A est une observable, dont les différents éléments de matrice sont $A_{np} = \langle u_n | A | u_p \rangle$, la valeur moyenne de A à un instant 't' donné s'écrit :

$$\langle A \rangle (t) = \langle \Psi(t) | A | \Psi(t) \rangle = \sum_{i,j=1}^n c_i^*(t) c_j(t) A_{ij} \quad (1.5)$$

Cette dernière équation montre que les coefficients $\{c_i(t)\}$ apparaissent dans la valeur moyenne des observables sous la forme des expressions quadratiques $\{c_i^*(t) c_j(t)\}$ qui sont les différents éléments de l'opérateur $|\Psi(t)\rangle \langle \Psi(t)|$. C'est cet opérateur que l'on nomme *opérateur densité* $\rho(t)$, qui est représenté dans la base des $\{|u_i\rangle\}$ par une matrice appelée *matrice densité* dont les différents éléments sont :

$$\rho_{ij}(t) = \langle u_i | \rho(t) | u_j \rangle = c_i^*(t) c_j(t) \quad (1.6)$$

La donnée de $\rho(t)$ suffit à caractériser entièrement l'état du système quantique. La moyenne d'une observable s'écrit alors :

$$\langle A \rangle (t) = \text{Tr}(\rho(t)A) \quad (1.7)$$

Au final, l'équation de Schrödinger peut se mettre sous la forme représentant l'équation d'évolution de la matrice densité :

$$i\hbar \frac{\partial \rho}{\partial t} = [H, \rho] \quad (1.8)$$

où $[\]$ représente le commutateur. C'est à partir de cette équation que nous allons modéliser les lasers à quatre niveaux, les différents éléments de la matrice densité représentant des grandeurs concrètes de notre système qui seront explicitées par la suite.

1.2 Équations d'évolution d'un laser à quatre niveaux

Nous allons reprendre le fonctionnement décrit précédemment pour le laser à quatre niveaux. Le schéma présent sur la figure 1.3 regroupe l'ensemble des notations qui seront utilisées par la suite.

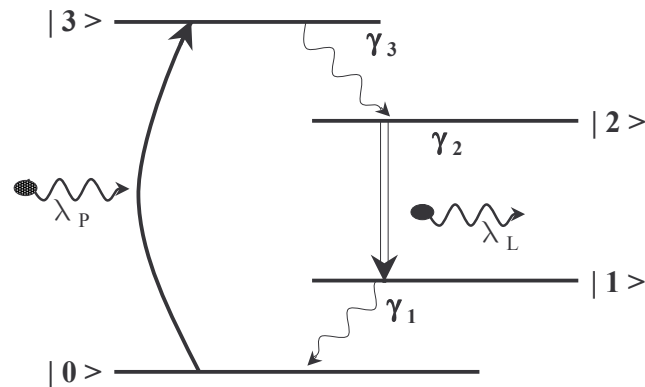


FIG. 1.3 – Schématisation d'un laser à quatre niveaux

Les différents états dans lesquels peut se trouver l'atome sont représentés par les kets $|0\rangle$, $|1\rangle$ etc... Quand l'atome se trouve excité, il reste un certain temps dans l'état excité avant de redescendre à un état d'énergie inférieur. Il est bien évident que cette durée n'est pas déterministe (c'est une valeur statistique, nous sommes en mécanique quantique tout de même...). Si on considère un ensemble d'atomes excités à ce niveau, le temps considéré correspond au temps nécessaire pour que le nombre d'atomes présent sur le niveau soit divisé par e . Ces ions se trouveront alors à un niveau d'énergie inférieur.

Nous ne considérerons que les transitions des niveaux vers les niveaux directement inférieurs. Par exemple, on ne prendra pas en compte les transitions du niveau $|3\rangle$ vers les niveaux $|1\rangle$ et $|0\rangle$ mais uniquement celles vers le niveau $|2\rangle$. Il est bien évident que ces autres transitions peuvent exister en réalité, mais elles sont en général très minoritaires devant celle que l'on considère ici. La durée de vie associée sera dénommée τ_3 par exemple pour le niveau $|3\rangle$ et est exprimée en secondes. Dans la pratique, il peut être préférable d'utiliser l'inverse du temps de vie que l'on notera $\gamma_3 = \frac{1}{\tau_3}$.

Par la suite, nous considérerons le système comme étant fermé : on considère que seuls les échanges entre les niveaux considérés ici existent. Nous avons déjà vu que si des transitions avec d'autres niveaux existent, il est toujours possible de les associer avec un autre niveau utilisé ici afin d'obtenir un modèle à quatre niveaux équivalent au système étudié. Ainsi, en considérant les photons incident et émis, nous pouvons considérer la conservation de l'énergie totale du système.

1.2.1 Description de l'Hamiltonien

Considérons le cas d'un ion unique. Soumis à aucune perturbation, ce système peut être décrit entièrement par l'expression de son Hamiltonien H . Dans le cas présent, le plus simple, les fonctions d'ondes correspondent à la base orthonormée de notre système et sont représentées par les différents kets notés $|0\rangle$, $|1\rangle$, $|2\rangle$ et $|3\rangle$. Ces derniers associés aux différents niveaux énergétiques de l'ion. Ces vecteurs sont des valeurs propres de l'Hamiltonien du système exprimé dans cette base dont les différentes valeurs propres correspondent aux énergies des différents niveaux associés. Nous avons donc :

$$H|i\rangle = E_i|i\rangle \quad \forall i \in \{0, 1, 2, 3\} \quad (1.9)$$

L'Hamiltonien H_0 du système non perturbé s'écrit donc simplement dans la base considérée :

$$H_0 = \begin{pmatrix} E_0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & E_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & E_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & E_3 \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

Sous l'action d'un champ électrique extérieur \mathbf{E} , le système va être perturbé. Cette action peut se traduire par une modification de l'Hamiltonien non perturbé H_0 . L'opérateur qui en résulte est la somme de H_0 et de l'Hamiltonien due à la perturbation H_E . En se plaçant dans l'approximation dipolaire, la perturbation s'exprime en fonction du moment dipolaire électrique μ et du champ électrique E par la relation :

$$H_E = -\mu\mathbf{E} \quad (1.11)$$

Comme déjà dit précédemment, les transitions de l'état $|3\rangle$ vers l'état $|2\rangle$ et de l'état $|1\rangle$ vers l'état $|0\rangle$ se font grâce à l'émission de phonons dans le matériau et sont donc non radiatives. Nous allons maintenant résoudre l'équation 1.8 pour chacun des différents éléments ρ_{nm} de la matrice densité. Pour cela, il suffit de projeter sur les différents éléments :

$$\langle n|i\hbar \frac{\partial \rho}{\partial t}|m\rangle = i\hbar \frac{\partial \langle n|\rho|m\rangle}{\partial t} = i\hbar \frac{\partial \rho_{nm}}{\partial t} \quad (1.12)$$

On obtient alors l'équation suivante pour chacun des éléments de la matrice densité :

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{nm}}{\partial t} = \langle n|H\rho|m\rangle - \langle n|\rho H|m\rangle . \quad (1.13)$$

avec

$$\langle n|H\rho|m\rangle = \sum_{k=0}^3 H_{nk}\rho_{kj}$$

A cette expression, on ajoutera des termes phénoménologiques traduisant les relaxations des populations ainsi que les pertes des cohérences, qui seront introduites et expliquées par la suite. Cette écriture qui comprend a priori de nombreux facteurs peut se simplifier

en considérant quelques approximations. Les termes diagonaux, égaux aux énergies des différents niveaux, ainsi que les moments dipolaires ne faisant intervenir que la transition due à l'absorption du faisceau de pompe ($|0\rangle \rightarrow |3\rangle$) et celle concernant la transition laser ($|2\rangle \rightarrow |1\rangle$) sont non nuls. Les termes nuls correspondent aux transitions non radiatives. En effet seuls les échanges entre le milieu et un champ électrique ont un moment dipolaire non-nul. Le champ électrique \mathbf{E} est la somme d'un champ dont la longueur d'onde correspond à la transition de pompe (de $|0\rangle$ à $|3\rangle$) et de la transition laser (de $|1\rangle$ à $|2\rangle$). Une première simplification conduit à ne considérer pour la transition de pompe que le champ de pompe, de même pour la transition laser. C'est ainsi que l'Hamiltonien peut s'écrire :

$$H = \begin{pmatrix} E_0 & 0 & 0 & -\mu_{03}\mathbf{E} \\ 0 & E_1 & -\mu_{12}\mathbf{E} & 0 \\ 0 & -\mu_{21}\mathbf{E} & E_2 & 0 \\ -\mu_{30}\mathbf{E} & 0 & 0 & E_3 \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

Avec $\mathbf{E} = \mathbf{E}_P + \mathbf{E}_L$ où \mathbf{E}_P représente le champ électrique associé au faisceau de pompe qui est absorbé par l'ion et \mathbf{E}_L le champ créé par émission d'un photon.

1.2.2 Équations pour les cohérences optiques

Les différents éléments de la matrice densité représentent des grandeurs physiques différentes : les éléments diagonaux sont égaux aux densités de probabilité d'occupation du niveau énergétique correspondant à l'indice de l'élément, tandis que les termes non diagonaux correspondent aux cohérences. Dans cette partie, nous nous intéresserons principalement aux équations pour les cohérences optiques.

Une des propriétés importantes concernant les termes non diagonaux de la matrice densité est qu'elle est hermitique, tout comme la matrice μ associée au dipôle électrique. Nous avons donc la propriété suivante

$$\rho_{nm} = \rho_{mn}^* \quad \text{et} \quad \mu_{nm} = \mu_{mn}^*$$

De l'équation 1.13 et de la relation de fermeture $\sum_{n=0}^3 |n\rangle\langle n| = 1$, on obtient facilement l'équation générique pour les cohérences :

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{mn}}{\partial t} = \sum_{k=0}^3 H_{mk} \rho_{kn} - \rho_{mk} H_{kn} \quad (1.15)$$

en notant $H_{kj} = \langle k|H|j\rangle$.

Une autre simplification provient directement du fait que nous étudions les cohérences optiques, et donc seul les cohérences en lien avec une transition optique, i.e. interagissant avec un champ électrique seront prises en compte. Il devient alors aisé d'obtenir :

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{03}}{\partial t} = E_0 \rho_{03} - \mu_{03} \rho_{33} \mathbf{E} + \rho_{00} \mu_{03} \mathbf{E} - E_3 \rho_{03}$$

qui peut se réécrire en regroupant les termes de la façon suivante :

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{03}}{\partial t} = -\hbar\omega_{30}\rho_{03} - \mu_{03}(\rho_{33} - \rho_{00})\mathbf{E} \quad (1.16)$$

en posant $E_3 - E_0 = \hbar\omega_{30}$ avec ω_{30} la pulsation de résonance correspondant à la transition $|0\rangle \rightarrow |3\rangle$. A cette expression, nous allons ajouter les termes phénoménologiques précédemment introduits. Ils vont permettre de prendre en compte les pertes de cohérences des champs électriques au cours du temps. Soit $\tau_{03} = \frac{1}{\gamma_{03}}$ le temps de vie de la cohérence du champ entre les niveaux $|0\rangle$ et $|3\rangle$. L'équation précédente se complète en :

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{03}}{\partial t} = -\hbar\omega_{30}\rho_{03} - \mu_{03}(\rho_{33} - \rho_{00})\mathbf{E} - i\hbar\gamma_{03}\rho_{03} \quad (1.17)$$

On peut constater sur cette expression que l'équation d'évolution de la cohérence est directement liée à l'inversion de population entre les niveaux $|3\rangle$ et $|0\rangle$.

Une simplification consiste à faire l'approximation des ondes tournantes, c'est à dire que l'enveloppe lentement variable est séparée du terme de phase. Cette approximation est applicable au champ oscillant à la pulsation ω_p , et est couramment utilisée en optique. On va considérer que la cohérence va elle aussi osciller à la même fréquence que celle du terme d'excitation. Ceci va nous conduire à utiliser cette même approximation sur les cohérences :

$$\mathbf{E}_P = \frac{1}{2} \left(E_p e^{-i\omega_p t} + E_p^* e^{i\omega_p t} \right) \quad (1.18a)$$

$$\mathbf{E}_L = \frac{1}{2} \left(E_l e^{-i\omega_l t} + E_l^* e^{i\omega_l t} \right) \quad (1.18b)$$

$$\rho_{30}^* = \rho_{03} = p_{03} e^{i\omega_p t} \quad (1.18c)$$

$$\rho_{21}^* = \rho_{12} = p_{12} e^{i\omega_l t} \quad (1.18d)$$

On ne conservera dans l'équation que les termes multiples de $e^{i\omega_p t}$, c'est à dire qu'on ne retiendra que les termes traduisant des variations lentes en temps dans l'équation d'évolution de p_{03} . Ainsi, après regroupement des termes et simplification par $e^{i\omega_p t}$, l'équation peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\partial p_{03}}{\partial t} = (i(\omega_{30} - \omega_p) - \gamma_{33}) p_{03} + i \frac{\mu_{03}}{2\hbar} (\rho_{33} - \rho_{00}) E_p^* \quad (1.19)$$

Pour la transition faisant intervenir le champ optique, nous allons introduire la pulsation du champ laser ω_l . En réalisant la même approximation des ondes tournantes, mais cette fois à la pulsation correspondant à la longueur d'onde laser, en ne conservant que les termes en $e^{i\omega_l t}$, nous obtenons la seconde équation pour la cohérence du champ laser :

$$\frac{\partial p_{12}}{\partial t} = (i(\omega_{21} - \omega_l) - \gamma_{12}) p_{12} + i \frac{\mu_{12}}{2\hbar} (\rho_{22} - \rho_{11}) E_l^* \quad (1.20)$$

en posant $E_2 - E_1 = \hbar\omega_{21}$.

Remarque : Pour les expressions des termes de cohérences ρ_{30} et ρ_{12} , il suffit de prendre les expressions conjuguées des équations précédentes. Nous avons déjà vu que ces termes étaient tels que $\rho_{21} = \rho_{12}^*$ et que $\rho_{03} = \rho_{30}^*$. Ces termes ne donnant pas d'information supplémentaire, ils ne seront pas formulés explicitement.

Les temps caractéristiques des cohérences sont très nettement inférieurs à ceux correspondant aux populations. Ils correspondent aux temps mis par l'atome pour osciller à la fréquence du champ exciteur. On les considérera négligeable devant les durées de vie des différents niveaux (qui peuvent aller jusqu'à plusieurs millisecondes). Les expressions précédentes peuvent alors se simplifier en utilisant l'élimination adiabatique des cohérences qui consiste à supposer que ces dernières sont toujours en états stationnaires, leur réponse étant très rapide. La dérivée temporelle peut donc être considérée nulle ce qui mène à :

$$\rho_{03} = i \frac{\mu_{03}}{2\hbar\gamma_{03}} (\rho_{33} - \rho_{00}) E_p^* \frac{1 - i\delta_p}{1 + \delta_p^2} \quad (1.21a)$$

$$\rho_{12} = i \frac{\mu_{12}}{2\hbar\gamma_{12}} (\rho_{22} - \rho_{11}) E_l^* \frac{1 - i\delta_l}{1 + \delta_l^2} \quad (1.21b)$$

en introduisant $\delta_p = \frac{\omega_p - \omega_{30}}{\gamma_{03}}$ correspondant respectivement au désaccord normalisé entre la fréquence du champ exciteur et la fréquence de résonance de la transition $|0\rangle \rightarrow |3\rangle$. En pratique, la pulsation ω_p du champ de pompe (exciteur) est fixée par la longueur d'onde du laser utilisé comme laser de pompe. De même, on introduit $\delta_l = \frac{\omega_l - \omega_{21}}{\gamma_{12}}$ qui traduit l'écart normalisé entre la fréquence laser fixée en partie par les propriétés de la cavité et la fréquence correspondant à la transition atomique.

On pourra considérer par la suite, étant donné que les autres transitions ne sont pas radiatives que $\rho_{01} = \rho_{13} = 0$.

1.2.3 Équations pour les populations

De la même manière que les termes non diagonaux de la matrice densité correspondent aux cohérences des transitions entre les niveaux, les termes diagonaux quant à eux traduisent la probabilité que l'atome d'être sur le niveau énergétique correspondant.

De cette description, on comprend facilement que la probabilité que l'atome se situe sur un des quatre niveaux est et donc égale à un. On a donc :

$$\rho_{00} + \rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1 \quad (1.22)$$

Si maintenant on considère un milieu dopé avec les ions correspondant au système étudié, connaissant la densité d'ions N exprimé en cm^{-3} , la densité d'ions dans un état énergétique donné $|i\rangle$ est obtenue par l'expression $N\rho_{ii}$.

De la même manière que pour les cohérences, les termes de relaxation traduisant les pertes de chacun des niveaux sont introduits dans les équations pour les populations. On

introduit les temps de relaxation $\tau_i = \frac{1}{\gamma_i}$ traduisant les pertes "spontanées" des populations du niveau $|i\rangle$ considéré. Ce temps correspond selon le cas aux transitions non radiatives conduisant à l'émission de phonons comme aux transitions radiatives engendrant des photons, phénomène appelé couramment *émission spontanée*. En réutilisant la formule générique (1.15) pour les éléments de la matrice densité, nous obtenons les équations suivantes pour les populations des différents niveaux :

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{00}}{\partial t} = -(\mu_{03}\rho_{30} - \mu_{30}\rho_{03}) \mathbf{E} \quad (1.23a)$$

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} = +(\mu_{21}\rho_{12} - \mu_{12}\rho_{21}) \mathbf{E} \quad (1.23b)$$

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} = -(\mu_{21}\rho_{12} - \mu_{12}\rho_{21}) \mathbf{E} \quad (1.23c)$$

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{33}}{\partial t} = +(\mu_{03}\rho_{30} - \mu_{30}\rho_{03}) \mathbf{E} \quad (1.23d)$$

Selon le niveau énergétique considéré, on retiendra différents termes phénoménologiques correspondant pour certains aux pertes du niveau et pour d'autres à un apport d'ions à ce niveau énergétique provenant de pertes de niveau de plus grande énergie. Comme nous l'avons déjà dit plus tôt, nous faisons l'approximation de désexcitation vers les niveaux directement inférieurs. Ainsi, le terme de pertes spontanées du niveau $|3\rangle$ sera associé au terme de gain d'ions du niveau $|2\rangle$, de même entre les niveaux $|1\rangle$ et $|0\rangle$.

L'apport d'ions au niveau $|3\rangle$ se fait dans la pratique grâce au pompage optique et apparaîtra dans les équations à travers le terme où apparaît le champ E_p . De façon analogue, l'émission stimulée est traduite dans les équations par les termes contenant le champ optique E_l .

En considérant l'introduction des termes phénoménologiques décrits ci-avant et l'élimination des termes nuls de la matrice densité, les équations sur les porteurs se réduisent alors aux expressions suivantes :

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{00}}{\partial t} = -(\mu_{03}\rho_{30} - \mu_{30}\rho_{03}) \mathbf{E} + i\hbar\gamma_1\rho_{11} \quad (1.24a)$$

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} = +(\mu_{21}\rho_{12} - \mu_{12}\rho_{21}) \mathbf{E} + i\hbar\gamma_2\rho_{22} - i\hbar\gamma_1\rho_{11} \quad (1.24b)$$

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} = -(\mu_{21}\rho_{12} - \mu_{12}\rho_{21}) \mathbf{E} + i\hbar\gamma_3\rho_{33} - i\hbar\gamma_2\rho_{22} \quad (1.24c)$$

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{33}}{\partial t} = +(\mu_{03}\rho_{30} - \mu_{30}\rho_{03}) \mathbf{E} - i\hbar\gamma_3\rho_{33} \quad (1.24d)$$

Les équations précédentes vont pouvoir être simplifiées en utilisant l'approximation des ondes tournantes sur les champs de pompe et laser ainsi que sur les termes de cohérences. Les variations des populations des différents niveaux sont très lentes devant les fréquences optiques des champs en jeu. On ne retiendra dans les équations que les termes traduisant des variations lentes, c'est à dire en excluant ceux en $e^{+2i\omega_p t}$ et $e^{-2i\omega_p t}$. De cette manière,

les expressions des équations d'évolution des populations deviennent fonction des populations des différents niveaux et non plus des cohérences :

$$\frac{\partial p_{00}}{\partial t} = + \frac{|\mu_{03}|^2}{\hbar^2 \gamma_{03}} (\rho_{33} - \rho_{00}) \frac{1}{1 + \delta_p^2} |E_p|^2 + \gamma_1 \rho_{11} \quad (1.25a)$$

$$\frac{\partial p_{11}}{\partial t} = + \frac{|\mu_{12}|^2}{\hbar^2 \gamma_{12}} (\rho_{22} - \rho_{11}) \frac{1}{1 + \delta_l^2} |E_l|^2 + \gamma_2 \rho_{22} - \gamma_1 \rho_{11} \quad (1.25b)$$

$$\frac{\partial p_{22}}{\partial t} = - \frac{|\mu_{12}|^2}{\hbar^2 \gamma_{12}} (\rho_{22} - \rho_{11}) \frac{1}{1 + \delta_l^2} |E_l|^2 + \gamma_3 \rho_{33} - \gamma_2 \rho_{22} \quad (1.25c)$$

$$\frac{\partial p_{33}}{\partial t} = - \frac{|\mu_{03}|^2}{\hbar^2 \gamma_{03}} (\rho_{33} - \rho_{00}) \frac{1}{1 + i\delta_p^2} |E_p|^2 - \gamma_{33} \rho_{33} \quad (1.25d)$$

Une première remarque à faire sur ce système d'équations est que la somme des différentes équations est nulle, ce qui traduit l'hypothèse de départ de système fermé : la somme des populations des quatre niveaux est constante, il n'y a pas d'ajouts ni de pertes vers l'extérieur du système composé des quatre niveaux.

1.2.4 Équations d'évolution de la différence de population

Les équations d'évolution précédentes permettent de décrire l'évolution des populations des différents niveaux ainsi que la cohérence des différents champs optiques. Cependant, nous allons retransformer ces équations afin de les simplifier et trouver l'équation d'évolution du flux optique ainsi que de la différence de population entre les niveaux correspondant à la transition laser. Pour aboutir à un tel résultat, plusieurs approximations vont être faites, en accord avec les principales caractéristiques des lasers à quatre niveaux.

Les paramètres qui vont être introduits seront la densité totale N d'ions en présence dans notre milieu amplificateur (en cm^{-3}), la différence de population D définie par :

$$D = N(\rho_{22} - \rho_{11})$$

Plus cette différence D sera importante, plus il y aura d'ions disponibles sur le niveau $|2\rangle$ qui pourront fournir une désexcitation spontanée vers le niveau $|1\rangle$ et donc participer à l'effet laser.

On obtient directement l'équation de la différence de population entre les niveaux lasers :

$$\frac{\partial D}{\partial t} = - \frac{|\mu_{12}|^2}{\hbar^2 \gamma_{12}} \frac{|E_l|^2}{1 + \delta_l^2} D + \gamma_3 N \rho_{33} - 2\gamma_2 N \rho_{22} + \gamma_1 N \rho_{11} \quad (1.26)$$

Les temps de vie des niveaux $|1\rangle$ et $|3\rangle$ sont très nettement inférieurs (de l'ordre de la nanoseconde) devant ceux du niveau $|2\rangle$, le niveau $|0\rangle$ étant le niveau fondamental. On considérera la dérivée temporelle des populations des niveaux $|1\rangle$ et $|3\rangle$ nulle qui traduit le fait qu'il se trouvent beaucoup plus rapidement dans leur état stationnaire que le niveau $|2\rangle$ (on considère en faisant cette approximation qu'ils le font de façon instantanée : c'est l'élimination adiabatique de l'équation associée).

Ainsi l'équation d'évolution du niveau $|1\rangle$ conduit à :

$$\gamma_1 N \rho_{11} = \gamma_2 N \rho_{22} + \frac{|\mu_{12}|^2 |E_L|^2}{\hbar^2 \gamma_{12} (1 + \delta_l^2)} D \quad (1.27)$$

Pour l'élimination adiabatique de l'équation d'évolution du niveau $|3\rangle$, d'autres approximations portant sur la probabilité d'occupation des différents niveaux sont nécessaires. Le "réservoir" d'ions est constitué du niveau fondamental $|0\rangle$. La probabilité de trouver un ion dans cet état est très importante devant celle de le trouver sur un autre niveau d'énergie. Dans le cas d'un nombre N d'ions, cela revient à dire que le nombre d'ions sur le niveau $|0\rangle$ est très nettement supérieur à celui des autres niveaux, et principalement devant celui du niveau $|3\rangle$ qui possède un temps de vie court. On fera alors les approximations $N(\rho_{00} - \rho_{33}) \simeq N\rho_{00}$ et $N\rho_{00} \simeq N$ lors de l'élimination adiabatique de l'équation du niveau $|3\rangle$ pour aboutir à :

$$\gamma_3 N \rho_{33} \simeq \frac{|\mu_{03}|^2 |E_P|^2}{\hbar^2 \gamma_{03} (1 + \delta_p^2)} N \quad (1.28)$$

En utilisant les résultats 1.27 et 1.28, l'équation d'évolution de la différence de population devient :

$$\frac{\partial D}{\partial t} = -\frac{|\mu_{12}|^2 |E_L|^2}{\hbar^2 \gamma_{12} (1 + \delta_l^2)} D + \frac{|\mu_{03}|^2 |E_P|^2}{\hbar^2 \gamma_{03} (1 + \delta_p^2)} N - \gamma_2 D \quad (1.29)$$

En considérant que puisque le temps de vie du niveau $|1\rangle$ est très court devant celui du niveau $|2\rangle$, il se vide plus vite que ce dernier. La répartition des ions est donc telle que le nombre d'ions sur le niveau $|2\rangle$ est plus grand que celui sur le niveau $|1\rangle$ d'où l'approximation dans l'équation précédente : $N\rho_{22} \simeq N(\rho_{22} - \rho_{11}) = D$.

L'équation 1.29 obtenue fait intervenir les modules carrés des champs de pompe et laser. Or il est bien connu que ces termes sont directement proportionnels aux intensités optiques. La relation qui relie le flux optique au champ est :

$$\phi = \frac{1}{2} \frac{nc\epsilon_0}{\hbar\omega} |E|^2$$

Nous allons par la suite introduire les flux optiques de pompe Φ_P et laser Φ_L . Suivant les longueurs d'ondes de ces champs, l'efficacité d'absorber le champ de pompe et d'émettre le champ laser ne sont pas constantes. Pour en tenir compte, on introduit les sections efficaces d'absorption du champ de pompe σ_p et d'émission du champ laser σ_l . Ces termes permettent de faire le lien entre les grandeurs exprimées dans l'équation d'évolution de la différence de population précédente et des grandeurs plus facilement observables comme l'absorption du milieu à la longueur d'onde de pompe et plus indirectement le gain à la longueur d'onde laser. L'équation 1.29 se simplifie en :

$$\frac{\partial D}{\partial t} = -(\sigma_l \Phi_L + \gamma_2) D + \sigma_p \Phi_P N \quad (1.30)$$

en posant

$$\sigma_l \Phi_L = \frac{|\mu_{12}|^2 |E_L|^2}{\hbar^2 \gamma_{12} (1 + \delta_l^2)} \quad (1.31a)$$

$$\sigma_p \Phi_P = \frac{|\mu_{03}|^2 |E_P|^2}{\hbar^2 \gamma_{03} (1 + \delta_p^2)} \quad (1.31b)$$

Par identification, on peut exprimer des sections efficaces des flux de pompe et laser :

$$\sigma_l = \frac{2\omega_l |\mu_{12}|^2}{nc\epsilon_0 \hbar \gamma_{12}} \frac{1}{1 + \delta_l^2} \quad (1.32a)$$

$$\sigma_p = \frac{2\omega_p |\mu_{03}|^2}{nc\epsilon_0 \hbar \gamma_{03}} \frac{1}{1 + \delta_p^2} \quad (1.32b)$$

1.2.5 Équation de propagation du champ

L'équation d'évolution de la différence de population entre les niveaux laser est l'équation permettant de décrire une composante essentielle au laser qu'est le milieu amplificateur. Pour prendre en compte la cavité, nous allons nous intéresser à l'évolution du champ électrique à l'intérieur de celle-ci.

Pour obtenir l'équation de propagation du champ électrique \mathbf{E}_L , il est nécessaire de repartir des équations de Maxwell sur le champ électrique et magnétique. En réduisant leur écriture de façon à ne faire apparaître que les dépendances du champ \mathbf{E}_L en fonction de lui-même et de la polarisation \mathbf{P} , on obtient l'équation de propagation des ondes dans un milieu donné :

$$\Delta \mathbf{E}_L - \frac{\sigma}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial \mathbf{E}_L}{\partial t} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_L}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (1.33)$$

avec c la célérité du champ relié à la perméabilité magnétique et à la permittivité du vide par la relation bien connue : $\epsilon \mu_0 = \frac{1}{c^2}$.

Le champ \mathbf{E}_L présent dans le milieu va induire une polarisation \mathbf{P}_e . Ces deux termes sont habituellement reliés l'un à l'autre via la permittivité du milieu, ou encore par la susceptibilité χ du milieu, ou encore plus indirectement par l'indice de réfraction complexe du milieu. On peut regrouper l'ensemble de ces relations décrivant la densité de flux électrique \mathbf{d} ainsi :

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E}_L + \mathbf{P}_e = (\epsilon_0 + \chi) \mathbf{E}_L \quad (1.34)$$

d'où

$$\mathbf{P}_e = (\epsilon - \epsilon_0) \mathbf{E}_L = \chi \mathbf{E}_L \quad (1.35)$$

A cette polarisation induite par la présence du champ électrique dans un milieu vont s'ajouter d'autres polarisations. L'émission spontanée de photons lors de la désexcitation des ions du niveau $|2\rangle$ vers le niveau $|1\rangle$ va engendrer une polarisation $\mathbf{P}_{\text{spont}}$. Cette

dernière peut être représentée dans l'équation par un terme de Langevin¹. De même, l'interaction du champ électrique avec la matière qui va conduire à l'émission stimulée de photon se traduit là aussi par la "création" d'une polarisation \mathbf{P} qui va s'ajouter aux deux polarisation précédentes. La polarisation \mathbf{P} présente dans les équations est la contribution de l'interaction du champ \mathbf{E}_L avec les ions en présence (\mathbf{P}). On notera par la suite :

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E}_L + \mathbf{P}_e + \mathbf{P} = \epsilon \mathbf{E}_L + \mathbf{P} \quad (1.36)$$

Pour simplifier l'équation d'évolution du champ électrique \mathbf{E}_L , différentes approximations vont être réalisées. Tout d'abord, nous allons considérer que le champ électrique et la polarisation peuvent se décomposer en deux parties de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_L &= \frac{1}{2} \left(E_L e^{-i\omega_1 t} + E_L^* e^{i\omega_1 t} \right) \\ \mathbf{P} &= \frac{1}{2} \left(P e^{-i\omega_1 t} + P^* e^{i\omega_1 t} \right) \end{aligned}$$

Cette approximation dite des ondes tournantes, déjà réalisée dans l'obtention de l'équation d'évolution de la différence de populations permet d'isoler les termes à variations très rapides ($e^{\pm i(kz - \omega t)}$) de ceux dont l'évolution est plus lente (E_L et P). Le choix de l'axe de propagation (z) est totalement arbitraire et ne dépend que de la base considérée. Il est bien évident qu'une base adaptée dont l'un des axes coïncide avec l'axe de propagation permet une telle écriture.

En utilisant cette notation et en regroupant les termes en ($e^{+i(kz - \omega t)}$) et ($e^{-i(kz - \omega t)}$) on aboutit à deux équations conjuguées. L'équation précédente aboutit à l'équation d'évolution de l'amplitude du champ E_L . En plus de l'approximation de sondes tournantes, celle des enveloppes lentement variables permet de négliger les dérivées du second ordre, tant spatiales que temporelles, des amplitudes du champ électrique E_L et de la polarisation P . Concernant la polarisation, une approximation encore plus restrictive permet de ne pas prendre en compte la dérivée temporelle du premier ordre de la polarisation en considérant le champ faiblement perturbatif. De même, on ne prendra pas en compte les variations du champ le long de l'axe z , ce qui peut être interprété comme l'utilisation de l'approximation du champ moyen dans le milieu. Ainsi, on se placera dans le cas de faibles pertes ce qui revient à poser $\sigma \frac{\partial E_L}{\partial t} = 0$. Avec toutes ces simplifications, nous obtenons l'expression de l'équation d'évolution du champ :

$$\frac{\partial E_L}{\partial t} = \frac{i}{2\omega_1} (\omega_1^2 - c^2 k^2) E_L - \frac{\sigma}{2\epsilon_0} E_L + \frac{i\omega_1}{2\epsilon_0} P \quad (1.37)$$

Cette équation fait apparaître l'équation de dispersion reliant la constante de propagation k dans un milieu avec la pulsation ω_1 et la célérité de l'onde dans ce même milieu :

$$k^2 = \frac{\omega_1^2}{c^2}$$

¹Ces termes permettent de prendre en compte des phénomènes aléatoires. Ils seront décrits dans la section consacrée à l'étude du bruit d'amplitude

d'où

$$\frac{\partial E_L}{\partial t} = -\frac{\sigma}{2\epsilon_0} E_L + \frac{i\omega_l}{2\epsilon_0} P \quad (1.38)$$

La polarisation du milieu par le champ créé par émission stimulée peut être reliée à la matrice densité via les termes de cohérence. On a en effet la relation :

$$\mathbf{P} = N (\mu_{21}\rho_{12} + \mu_{12}\rho_{21}) \quad (1.39)$$

ce qui revient, en tenant compte de la relation 1.21.b, à :

$$\begin{aligned} P &= 2N\mu_{12}\rho_{21} \\ &= -i \frac{|\mu_{12}|^2}{\hbar\gamma_{12}} \frac{1+i\delta_l}{1+\delta_l^2} D E_L \\ &= -i\mathcal{L}(1+i\delta_l) D E_L \end{aligned} \quad (1.40)$$

en posant $\mathcal{L} = \frac{|\mu_{12}|^2}{\hbar\gamma_{12}} \frac{1}{1+\delta_l^2}$. Par la suite, nous allons introduire le temps de vie des photons dans la cavité τ_c qui est directement liée aux pertes de la cavité σ par la relation

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$$

L'équation d'évolution du champ devient alors :

$$\frac{\partial E_L}{\partial t} = \left[-\frac{1}{2\tau_c} + \frac{\omega_l}{2\epsilon_0} \mathcal{L} (1+i\delta_l) D \right] E_L \quad (1.41)$$

De cette équation, on en déduit l'équation d'évolution du flux Φ_l optique à la longueur d'onde laser, proportionnel au carré du module du champ électrique :

$$\frac{\partial \Phi_l}{\partial t} = \left(-\frac{1}{\tau_c} + \frac{\omega_l}{\epsilon_0} \mathcal{L} D \right) \Phi_l \quad (1.42)$$

Le modèle présenté ci-dessus correspond au modèle Maxwell-Bloch et permet, à partir de l'Hamiltonien d'obtenir les équations d'évolution des éléments de la matrice densité. Pour simplifier le problème, plusieurs approximations ont été réalisées et ont permis d'aboutir aux équations d'évolution du flux optique et de la différence de population entre les niveaux lasers. Nous obtenons alors le système d'équation permettant de modéliser un laser à quatre niveaux :

$$\frac{\partial D}{\partial t} = -(\sigma_l \Phi_L + \gamma_2) D + \sigma_p \Phi_P N \quad (1.43a)$$

$$\frac{\partial \Phi_l}{\partial t} = \left(-\frac{1}{\tau_c} + \frac{\omega_l}{\epsilon_0} \mathcal{L} D \right) \Phi_l \quad (1.43b)$$

1.3 Étude du système

Le système d'équation de Maxwell-Bloch simplifié 1.43 permet de décrire le comportement d'un laser.

L'équation d'évolution de la différence de population montre bien que l'émission stimulée $\sigma_l \Phi_L$ a tendance à la réduire tandis que le pompage $\sigma_p \Phi_P$ alimente le système en ions excités. L'énergie apportée par pompage optique doit non seulement compenser l'énergie consommée dans le phénomène laser, mais aussi celle perdue par émission spontanée représentée par le temps de vie γ_2 du niveau $|2\rangle$.

La seconde équation représente le flux optique par émission stimulée. Une fois le régime laser obtenu et stabilisé, l'équation montre la compétition entre les pertes de la cavité traduites par le temps de vie des photons dans celle-ci τ_c et la consommation des ions disponibles pour la transition laser représentée par la différence de population D . Le temps de vie regroupe à la fois les pertes dues aux miroirs mais peut aussi prendre en compte l'absorption des photons à l'intérieur même de la cavité. Les pertes induites par les miroirs sont nécessaires car c'est grâce à elles que le laser fournit l'énergie à l'extérieur de la cavité, seule énergie réellement utilisable.

On peut aussi remarquer que l'équation d'évolution du flux de photon est indépendante de la modélisation du système atomique. Cette équation peut donc être reprise sans modification pour décrire les systèmes à 2, 3 et 4 niveaux.

1.3.1 Solutions stationnaires

La première des études à faire à partir de ces équations est de décrire les états d'équilibre que ce système permet. Les solutions stationnaires s'obtiennent facilement en posant que, puisque ce régime est décrit par une constance des variables, alors leurs dérivées doivent s'annuler. Un des couples solutions décrit le cas où le flux est nul :

$$D_0 = \frac{\sigma_p \Phi_P}{\gamma_2} N \quad (1.44a)$$

$$\Phi_0 = 0 \quad (1.44b)$$

Tandis que l'autre permet d'obtenir les solutions où l'émission stimulée est effective :

$$D_0 = \frac{\epsilon_0}{\omega_l \mathcal{L} \tau_c} = \frac{2}{nc \sigma_l \tau_c} \quad (1.45a)$$

$$\Phi_0 = \frac{\sigma_p N}{\sigma_l D_0} \Phi_P - \frac{\gamma_2}{\sigma_l} \quad (1.45b)$$

Cet ensemble de solutions permet de retrouver la caractéristique bien connue d'un laser. Dans un premier temps, le flux de pompe est insuffisant pour permettre au système de générer de l'émission stimulée. Les ions excités sont plus vite consommés que générés. Le flux laser est alors nul tandis que l'inversion de population croît avec le pompage (solution 1.44).

Une fois le seuil atteint, l'inversion de population reste constante. C'est le clamping. Le surplus d'énergie apporté par le champ de pompe est alors évacué de la cavité grâce à l'émission stimulée. En effet, les photons stimulés vont pouvoir quitter la cavité, et donc réduire l'énergie de celle-ci grâce aux pertes $\frac{1}{\tau_c}$, et notamment par la contribution des miroirs aux pertes.

Le seuil est associé à l'énergie de pompe nécessaire pour se situer à la frontière entre les deux couples solutions. Le flux au seuil est donné par :

$$\Phi_{p-th} = \frac{\gamma_2 D_0}{\sigma_p N} \quad (1.46)$$

De l'expression du flux optique, il est aisé de déduire l'efficacité de pompage. Ce terme traduit la quantité d'énergie laser obtenue en fonction de l'énergie de pompe apportée. Ce taux de conversion est inférieur à 1 et est généralement exprimé en pourcent :

$$\text{Efficacité} = \frac{\omega_l \sigma_p N}{\omega_p \sigma_l D_0} \quad (1.47)$$

Les pulsations laser apparaissent ici suite à l'utilisation de la relation entre l'intensité optique I_{opt} et le flux de photons ϕ :

$$I_{opt} = \hbar \omega \phi$$

1.3.2 Étude dynamique

Les solutions stationnaires permettent d'obtenir les valeurs de l'intensité et de la différence de population entre les niveaux lasers pour un taux de pompage donné. L'étude dynamique quand à elle permet de modéliser le comportement du système soumis à des perturbations, et plus particulièrement la façon dont il retrouve un état stable. Les équations vont mettre en évidence une fréquence de relaxation, fréquence de résonance du système à laquelle l'échange d'énergie entre les ions et le champ électrique est amplifié. Comme tout système dynamique, le retour à l'équilibre s'accompagne d'un amortissement caractérisé par un temps $\tau_r = \frac{1}{\Gamma_r}$, qui se traduit par un ralentissement des variations des paramètres.

Le graphique fig.1.4 représente l'évolution de l'intensité optique à un échelon du signal de pompe. Le champ optique à la longueur d'onde de pompe est nul initialement puis passe à une valeur constante, au dessus de la valeur seuil. On observe alors la réponse du laser, réponse caractéristique d'un oscillateur.

L'inversion de population croît de la valeur nulle, le niveau supérieur de la transition laser étant initialement vide jusqu'à atteindre la valeur seuil à laquelle il se stabilisera. Tant que l'inversion de population reste inférieure à cette valeur, la densité de photons optique reste quasiment nulle. Seule l'émission spontanée existe, et est proportionnelle à l'inversion de population. Dès que le niveau de seuil est franchi, une émission de photon sous forme de pulse se produit qui va désexciter un grand nombre d'ions excités. Le temps

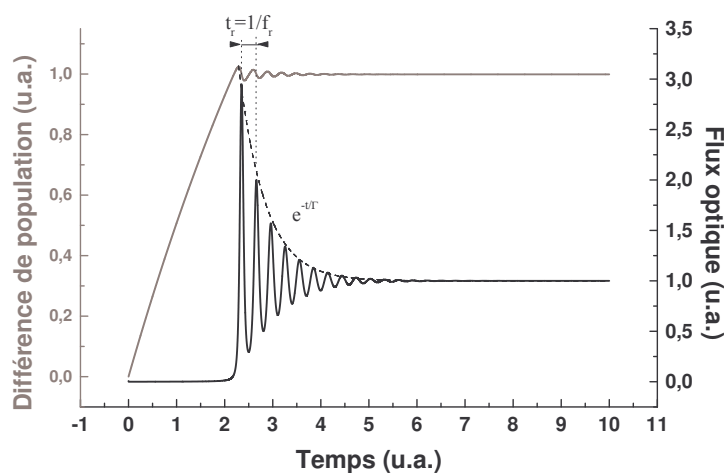


FIG. 1.4 – Simulation numérique de la réponse d'un laser à un échelon de pompe

séparant le début du pompage et l'émission des premiers photons est appelé retard à l'allumage. Dès lors, l'inversion de population repasse en dessous de la valeur seuil, l'émission stimulée s'arrête et la croissance du nombre de porteurs augmente, mais cette fois il part d'une valeur non nulle et ainsi de suite jusqu'à stabilisation complète du système.

Généralement, la fréquence à laquelle la densité de photons oscille avant de se stabiliser est appelée fréquence de relaxation. La technique la plus correcte analytiquement pour déterminer cette fréquence est la résolution du système d'équation 1.43 en fonction du temps avec pour conditions initiales une inversion nulle et une densité de photon quasi-nulle. Cette méthode numérique a l'inconvénient de ne pas donner de solution analytique. Par contre, elle donne accès au retard à l'allumage.

Pour obtenir une expression analytique de la fréquence de relaxation, la méthode consiste à utiliser l'approche petit signal. On considère alors une petite perturbation du système par rapport à sa position d'équilibre. L'étude de l'évolution des perturbations permet de retrouver les paramètres lasers tels que la fréquence de relaxation, le coefficient d'amortissement. Ces nouvelles équations permettront par la suite de réaliser une étude plus complète sur le bruit d'amplitude. Il est bien évident que les paramètres obtenus par l'approche petit signal ne peuvent pas être obtenus expérimentalement en utilisant la méthode courante de modulation de la pompe (avec un chopper optique par exemple dans le cas des lasers solides), cette expérience ne mettant pas en jeu des faibles perturbations.

Comme déjà dit précédemment, l'approche petit signal considère des faibles perturbations par rapport à des solutions stables. Compte tenu des expressions D_0 et ϕ_0 obtenues dans l'étude stationnaire, on introduira les expressions suivantes pour la densité de pho-

tons et de l'inversion de population :

$$D = D_0 + \delta D \quad (1.48a)$$

$$\phi = \phi_0 + \delta\phi \quad (1.48b)$$

En remplaçant D et ϕ par ces expressions dans les équations d'évolution du système 1.43. En utilisant le fait que D_0 et ϕ_0 sont solutions stationnaires du système et en négligeant les termes d'ordre deux devant ceux d'ordre un, les équations d'évolution temporelles des perturbations s'écrivent :

$$\frac{\partial \delta D}{\partial t} = -(\sigma_1 \phi_0 + \gamma_2) \delta D - \sigma_1 D_0 \delta\phi \quad (1.49a)$$

$$\frac{\partial \delta\phi}{\partial t} = \frac{\omega_1 \mathcal{L}}{\epsilon_0} \phi_0 \delta D \quad (1.49b)$$

En dérivant une nouvelle fois la première équation et en y introduisant la seconde, on obtient l'équation du second degré :

$$\frac{\partial^2 \delta D}{\partial t^2} + (\sigma_1 \phi_0 + \gamma_2) \frac{\partial \delta D}{\partial t} + \frac{\sigma_1 \phi_0}{\tau_c} \delta D = 0 \quad (1.50)$$

L'expression de l'équation est celle correspondant à un oscillateur et peut se mettre sous la forme plus générale :

$$\frac{\partial^2 \delta D}{\partial t^2} + 2\Gamma \frac{\partial \delta D}{\partial t} + (\omega_r^2 + \Gamma^2) \delta D = 0$$

avec Γ le coefficient d'amortissement et ω_r la pulsation de résonance. La solution de cette équation peut alors se mettre sous la forme :

$$\delta D = \delta D_0 e^{(\Gamma \pm i\omega_r)t}$$

Les expressions de l'amortissement et de la pulsation de résonance sont, par identification des deux équations :

$$\Gamma = \frac{\sigma_1 \phi_0 + \gamma_2}{2} \quad (1.51a)$$

$$\begin{aligned} \omega_r^2 &= \frac{1}{\tau_c} \sigma_1 \phi_0 - \frac{(\sigma_1 \phi_0 + \gamma_2)^2}{4} \\ &= \frac{1}{\tau_c} \sigma_1 \phi_0 - \Gamma^2 \end{aligned} \quad (1.51b)$$

La pulsation de résonance ω_r est associée à la fréquence de relaxation $f_r = \frac{\omega_r}{2\pi}$, fréquence à laquelle oscille la différence de population lors du retour à l'équilibre. Le coefficient d'amortissement Γ correspond à la vitesse à laquelle tend le système vers l'état stationnaire.

1.3.3 Introduction des forces de Langevin

Les études précédentes ont permis d'obtenir les points de fonctionnement stationnaires d'un laser à quatre niveaux. Les termes dynamiques que sont la fréquence de relaxation ainsi que le coefficient d'amortissement ont pu être déterminés de manière analytique.

Un laser en fonctionnement est constamment soumis à des perturbations extérieures comme les vibrations mécaniques de la cavité, les modifications thermiques du milieu, les défauts de pompage. L'ensemble de ces défauts peut être corrigé de façon à améliorer la stabilité du laser et est en général à l'origine du bruit en $1/f$ aux très basses fréquences. Nous ne prendrons pas en compte par la suite les perturbations provoquées par des perturbations extérieures, ces dernières pouvant être corrigé par une meilleure isolation du laser à ces perturbations. L'étude présentée ici ne s'intéresse qu'aux variations intrinsèques au fonctionnement laser.

L'émission spontanée de photons dans la cavité va entraîner une modification du nombre de photons dans la cavité, mais aussi du nombre d'ions excités. Ce phénomène étant indispensable car générant les premiers photons qui seront par la suite "dupliqués" par émission stimulée, il est inutile d'essayer de le supprimer. Cependant, il est possible de modifier certains paramètres du laser de façon à réduire le bruit du laser. Il est possible par exemple d'asservir le pompage d'un laser solide sur la puissance émise de façon à stabiliser le laser. Cela permet entre autres choses de réduire le bruit d'intensité du laser, notamment au voisinage la fréquence de relaxation, qui est, comme on va le voir par la suite, le domaine où le bruit est le plus important.

Les premières études qui ont amené à l'utilisation des forces de Langevin ont été réalisées par LANGEVIN lui-même, lors de l'observation des mouvements de cellules dans un milieu liquide. Au début du XIX^{ème} siècle, le botaniste BROWN observe le mouvement d'un grain de pollen plongé dans un bain non perturbé. Bien qu'il semble immobile à l'œil nu, une observation beaucoup plus précise montre que, bien que sa vitesse moyenne soit nulle, la particule est perturbée car sa position varie de manière aléatoire : c'est le mouvement brownien, dû à l'agitation thermique. Les travaux d'EINSTEIN sur le sujet vont conforter l'idée de la nature atomique de la matière et vont par la suite permettre à PERRIN d'exprimer le nombre d'Avogadro, aujourd'hui indispensable en chimie. Mais ce sont les travaux de LANGEVIN qui vont aboutir à l'introduction des forces du même nom dans les équations cinétiques de la particule, forces permettant de tenir compte des perturbations aléatoires.

Dans le domaine de l'optique, c'est principalement Melvin LAX [4–6] dans les années 1960 qui a permis d'introduire ces notions à l'étude des lasers. Ainsi MCCUMBER [7] a pu réaliser premières études du bruit d'amplitude en 1966. HAUG a très rapidement réalisé l'application aux semi-conducteurs en 1969 [8]. Plus récemment, le modèle de MARCUSE [9, 10] est très proche de ceux encore utilisés.

Les forces $F_i(t)$ utilisées dans ce cadre sont un peu particulières compte tenu des pro-

priétés à décrire. Elles ont la particularité d'être décrites par leurs différents moments. La valeur moyenne doit être nulle.

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

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

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

Ces forces ne traduisent que de faibles perturbations. On les introduit dans les équations d'évolution des écarts aux solutions stationnaires 1.49 pour obtenir :

$$\frac{\partial \delta D}{\partial t} = -(\sigma_l \phi_0 + \gamma_2)\delta D - \sigma_l D_0 \delta \phi + f_d \quad (1.52a)$$

$$\frac{\partial \delta \phi}{\partial t} = \frac{\omega_l \mathcal{L}}{\epsilon_0} \phi_0 \delta D + f_\phi \quad (1.52b)$$

La transposition de ces équations dans le domaine des fréquences, en considérant que la dérivée temporelle se traduit par une multiplication par $i\omega$, permet d'exprimer le spectre de l'écart à la solution stationnaire de la densité de photons :

$$\delta \phi = \frac{\frac{\phi_0}{D_0 \tau_c} f_d + (i\omega + 2\Gamma) f_\phi}{\omega_r^2 + \Gamma^2 - \omega^2 + 2i\omega\Gamma} \quad (1.53)$$

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

$$RIN(\omega) = \frac{\langle |\delta \phi|^2 \rangle}{\phi_0^2} = \frac{|\frac{1}{D_0 \tau_c}|^2 \langle |f_d|^2 \rangle + \frac{\omega^2 + 4\Gamma^2}{\phi_0^2} \langle |f_\phi|^2 \rangle + 4\Gamma |\frac{1}{\phi_0 D_0 \tau_c}| \langle f_d f_\phi \rangle}{(\omega_r^2 + \Gamma^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 \Gamma^2} \quad (1.54)$$

1.3.4 Description du spectre du bruit théorique

L'équation précédente montre l'évolution théorique du bruit relatif d'intensité dû uniquement aux effets de l'émission spontanée et des porteurs. L'expression obtenue fait apparaître la fréquence de relaxation ainsi que le coefficient d'amortissement du laser.

L'expression 1.54 peut s'écrire, en regroupant les termes dépendant des différentes puissances de la pulsation :

$$RIN(\omega) = \frac{\langle |\delta \phi|^2 \rangle}{\phi_0^2} = \frac{A + B\omega^2}{(\omega_r^2 + \Gamma^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 \Gamma^2} \quad (1.55)$$

où A est un facteur dépendant des différents paramètres que sont la pulsation de la transition laser ω_l , du flux optique ϕ_0 , du coefficient d'amortissement Γ et des différents coefficients de diffusion associés aux moments $\langle f_d f_d \rangle$, $\langle f_d f_\phi \rangle$ et $\langle f_\phi f_\phi \rangle$. Le terme

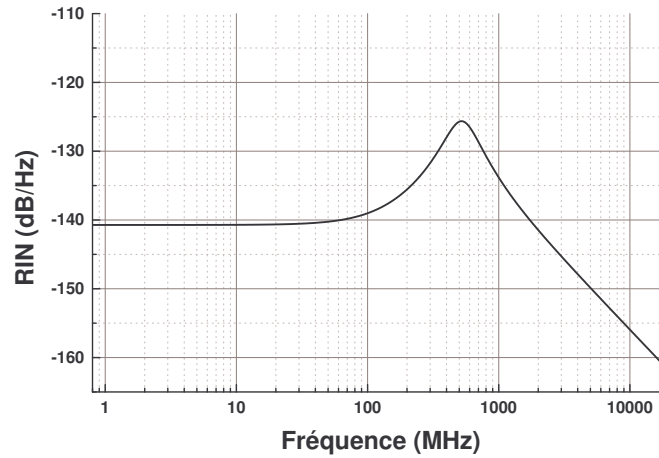


FIG. 1.5 – Simulation numérique du RIN d'un laser.

B est beaucoup plus simple et permet de déterminer la contribution du bruit de photon connaissant le flux de photons :

$$B = \frac{\langle f\phi \rangle^2}{\phi_0^2}$$

Les paramètres utilisés pour la simulation sont $A = 10^{21}$, $B = 1.10^5 s^{-2}$, $f_r = \frac{\omega}{2\pi} Hz$ et $\Gamma = 1.10^9 s$. La dépendance du RIN en fonction de la fréquence montre qu'il doit être possible à partir des spectres de définir quelques unes des grandeurs dont il dépend. La figure 1.5 représente une simulation numérique de l'expression théorique du RIN d'un laser.

Le bruit est constant pour des fréquences très inférieures à la fréquence de relaxation. Lorsque ω tend vers l'infini, le spectre se rapproche d'une asymptote dont la pente est de 20 dB par décade. Le bruit atteint un maximum pour une fréquence proche de la fréquence de relaxation, fixée ici à 500 MHz. De ces courbes qui seront obtenues par la suite à partir de relevés expérimentaux, il est possible de déterminer les différents paramètres via :

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} = \frac{A}{\Gamma^4}$$

$$\lim_{\omega \rightarrow +\infty} = \frac{B}{\omega^2}$$

L'expression 1.55 met en évidence une fréquence de résonance ω_{res} différente de la fréquence de relaxation ω_r précédemment déterminée. La contribution de l'amortissement Γ_r tend à augmenter cette valeur telle que :

$$\omega_{res}^2 = \omega_r^2 + \Gamma_r^2 \quad (1.56)$$

A partir de cette équation simplifiée du RIN, il est possible de déterminer la fréquence correspondant au maximum de bruit en déterminant celle qui annule la dérivée de cette

expression. On obtient alors la fréquence f_{max} :

$$\omega_{max}^2 = -\frac{A}{B} + \sqrt{\frac{A^2}{B^2} + (\omega_r^2 + \Gamma^2)^2} + 2\frac{A}{B}(\omega_r^2 - \Gamma^2) \quad (1.57)$$

Dans la plupart des ouvrages, la fréquence du maximum de bruit est en général associée à la fréquence de relaxation. Cette approximation n'est valable que dans le cas où le coefficient d'amortissement est faible devant la pulsation de relaxation. Ce n'est malheureusement pas le cas général, comme dans la simulation présentée, où les paramètres ont été déterminés pour approcher des mesures expérimentales qui seront présentées dans une autre partie. L'écart entre la fréquence du maximum de bruit et la fréquence de relaxation atteint 24 MHz soit un écart de près de 5% par rapport à la fréquence de relaxation.

L'étude précédente porte sur les lasers qui peuvent être modélisés par quatre niveaux d'énergie. C'est le cas lorsque les transitions de pompe permettant d'apporter de l'énergie au système sont totalement dissociées des niveaux correspondant à la transition laser. Cela peut concerner des systèmes à un seul atome, mais peut aussi simuler le cas de co-dopage, comme par exemple dans les lasers Erbium-Ytterbium pour lesquels la transition de pompe se situe entre les niveaux $^2F_{7/2}$ et $^2F_{5/2}$ de l'ion Ytterbium, dont la longueur d'onde associée est de 980 nm. Il s'en suit un transfert des électrons du niveau $^2F_{5/2}$ vers le niveau $^4I_{11/2}$ de l'Erbium, l'inverse étant très peu probable étant donnée la faible durée de vie de ce dernier niveau. La transition laser se situe quant à elle entre les niveaux $^4I_{13/2}$ et $^4I_{15/2}$ de l'Erbium. Le co-dopage peut être utilisé notamment pour contrôler l'absorption du champ de pompe, proportionnel à la densité d'un des dopants (l'Ytterbium dans le cas précédent) tandis que l'émission est proportionnelle à la densité de l'autre dopant (l'Erbium). Dans le cas présenté, l'inconvénient de dopage à l'Erbium seul est l'association des ions sous forme de paires en cas de fort dopage. Ils se comportent alors comme des absorbants saturables ce qui peut provoquer une auto-pulsation du laser. Le co-dopage à l'Ytterbium permet d'éviter ce phénomène.

Chapitre 2

Les lasers à trois niveaux et première approche des lasers à semi-conducteurs

Le chapitre précédent a permis d'exprimer de façon analytique les paramètres tant stationnaires que dynamiques d'un laser modélisé par quatre niveaux d'énergie. La même méthode sera employée ici afin d'étudier les lasers solides à trois niveaux. Par comparaison, le modèle à deux niveaux, pouvant être une première approche des lasers à semi-conducteurs sera aussi développé. L'ensemble des résultats analytiques sera discuté et afin de compléter cette approche qualitative, une étude numérique est réalisée en dernière partie.

Le but de ce chapitre est de présenter les différents résultats concernant les lasers solides à 2, 3 et 4 niveaux afin de pouvoir les comparer. Les paramètres étudiés seront principalement ceux qui peuvent être déduits des mesures de bruit d'amplitude.

2.1 Modélisation d'un laser à trois niveaux

Le modèle du laser à trois niveaux est représenté sur le schéma 2.1. Le niveau inférieur de la transition pompe et laser est le niveau fondamental. Dans le modèle à quatre niveaux, le niveau inférieur de la transition laser peut être considéré quasiment vide, il suffit de "quelques" électrons sur le niveau supérieur pour obtenir une inversion de population suffisante. Cela permet d'atteindre des puissances de pompe au seuil très faibles (quelques mW en pratique).

Pour le modèle à trois niveaux, le niveau inférieur de la transition laser est le niveau fondamental. Cela implique un pompage important de façon à exciter plus de la moitié de la densité de dopants pour obtenir une différence de population positive entre les niveaux correspondant à la transition laser. Il s'en suit naturellement une puissance nécessaire importante pour atteindre le seuil laser.

2.1.1 Équations d'évolution

Le principe de modélisation du laser à trois niveaux étant quasi identique au modèle à quatre niveaux, seul les résultats principaux seront rappelés ici, ainsi que les approximations si elles diffèrent du précédent cas.

En utilisant les mêmes hypothèses que dans le laser 4 niveaux, à savoir l'utilisation des enveloppes lentement variables, l'approximation de ondes tournantes, ainsi que l'élimination adiabatique des cohérences des transitions radiatives (les autres étant considérées nulles), on obtient les expressions des cohérences suivantes :

$$p_{01} = i \frac{\mu_{01}}{2\hbar\gamma_{01}} (\rho_{11} - \rho_{00}) \frac{1 - i\delta_l}{1 + \delta_l^2} E_l^* \quad (2.1a)$$

$$p_{02} = i \frac{\mu_{02}}{2\hbar\gamma_{02}} (\rho_{22} - \rho_{00}) \frac{1 - i\delta_p}{1 + \delta_p^2} E_p^* \quad (2.1b)$$

en posant $\delta_p = \frac{\omega_p - \omega_{20}}{\gamma_{20}}$ et $\delta_l = \frac{\omega_l - \omega_{10}}{\gamma_{10}}$, avec $\hbar\omega_{10} = E_1 - E_0$ et $\hbar\omega_{20} = E_2 - E_0$. Le champ total s'exprimant toujours comme la somme des champs pompe et laser :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_p + \mathbf{E}_l = \frac{1}{2} \left(E_p e^{-i\omega_p} + E_p^* e^{+i\omega_p} \right) + \frac{1}{2} \left(E_l e^{-i\omega_l} + E_l^* e^{+i\omega_l} \right)$$

De même, l'expression des différentes populations est, compte tenu des termes de relaxation, de différents niveaux :

$$\frac{\partial \rho_{00}}{\partial t} = + \frac{|\mu_{01}|^2}{\hbar^2 \gamma_{01}} (\rho_{11} - \rho_{00}) \frac{1}{1 + \delta_l^2} |E_l|^2 + \frac{|\mu_{02}|^2}{\hbar^2 \gamma_{02}} (\rho_{22} - \rho_{00}) \frac{1}{1 + \delta_p^2} |E_p|^2 + \gamma_1 \rho_{11} \quad (2.2a)$$

$$\frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} = - \frac{|\mu_{01}|^2}{\hbar^2 \gamma_{01}} (\rho_{11} - \rho_{00}) \frac{1}{1 + \delta_l^2} |E_l|^2 + \gamma_2 \rho_{22} - \gamma_1 \rho_{11} \quad (2.2b)$$

$$\frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} = - \frac{|\mu_{02}|^2}{\hbar^2 \gamma_{02}} (\rho_{22} - \rho_{00}) \frac{1}{1 + \delta_p^2} |E_p|^2 - \gamma_2 \rho_{22} \quad (2.2c)$$

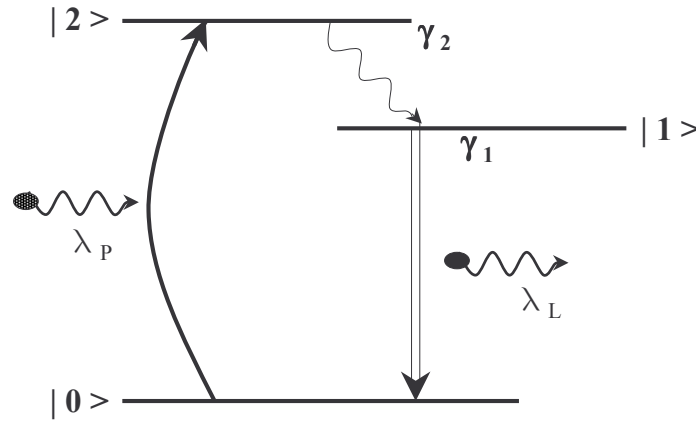


FIG. 2.1 – Principe du modèle à trois niveaux.

En employant toujours la même méthode, l'élimination adiabatique des niveaux possédant des temps de vie très courts devant les autres permet de simplifier ici l'expression de la densité de population du niveau $|2\rangle$ en :

$$\rho_{22} = \frac{1}{1 + \hbar^2 \frac{\gamma_2 \gamma_{02}}{|\mu_{02}|^2} \frac{1 + \delta_p^2}{|E_p|^2}} \rho_{00} = \frac{1}{1 + \frac{\gamma_2}{\sigma_p \phi_p}} \rho_{00} = A \rho_{00} \quad (2.3)$$

Par définition, on a A inférieur ou égal à 1. En introduisant la différence de population D entre les niveaux correspondant à la transition laser :

$$D = N(\rho_{11} - \rho_{00})$$

N étant toujours le nombre total de dopants (ou la densité de dopants). L'équation d'évolution de la différence de population peut être obtenue à partir des équations sur les populations :

$$\frac{\partial D}{\partial t} = - \left(2\sigma_l \phi_l + \gamma_1 + \frac{A}{2} \gamma_2 + \frac{1}{2} \sigma_p \phi_p \right) D + \left(\frac{1}{2} \sigma_p \phi_p - \gamma_1 + \frac{A}{2} \gamma_2 \right) N \quad (2.4)$$

L'expression précédente s'obtient en reprenant les mêmes notations pour les sections efficaces des flux de pompe et laser. La population du niveau $|2\rangle$ a été négligée dans les expressions faisant intervenir d'autres niveaux. Les relations suivantes ont été utilisées :

$$\begin{aligned} N\rho_{11} + N\rho_{00} &\simeq N \\ N\rho_{11} - N\rho_{00} &= D \end{aligned}$$

Lorsque le pompage est nul, il est évident, à partir l'expression 2.3, que la valeur de A est nulle. Cependant, même pour des intensités de pompe élevées (permettant de dépasser plusieurs fois la valeur du seuil), il s'avère que la valeur de A reste négligeable devant 1.

Les termes où ce facteur entre en compte pourront donc être éliminés sans modification notable sur les valeurs numériques.

L'équation pour la propagation du champ électrique étant rigoureusement indépendante du nombre de niveau nécessaire pour modéliser la cavité, l'équation trouvée lors de l'étude d'un laser à quatre niveaux reste valable. Le système d'équations permettant de modéliser le laser est donc :

$$\frac{\partial D}{\partial t} = - \left(2\sigma_l \phi_l + \gamma_1 + \frac{1}{2} \sigma_p \phi_p \right) D + \left(\frac{1}{2} \sigma_p \phi_p - \gamma_1 \right) N \quad (2.5a)$$

$$\frac{\partial \Phi_l}{\partial t} = \left(-\frac{1}{\tau_c} + \frac{\omega_l}{\epsilon_0} \mathcal{L}D \right) \Phi_l \quad (2.5b)$$

2.1.2 Étude du système

La résolution du système 2.5 permet d'obtenir les valeurs stationnaires de l'intensité Φ_l du laser et de l'inversion de population D . Seules les solutions physiquement acceptables, pour lesquelles le flux de photons est positif, étant retenues, nous obtenons deux couples de solution suivant la valeur du pompage. Pour un flux de pompe modéré allant de la valeur nulle à la valeur de seuil ϕ_{p-th} , on retiendra :

$$\phi_0 = 0 \quad (2.6a)$$

$$D_0 = \frac{\frac{1}{2} \sigma_p \phi_p - \gamma_1}{\frac{1}{2} \sigma_p \phi_p + \gamma_1} N \quad (2.6b)$$

Contrairement au cas du laser à quatre niveaux où l'inversion de population donnée par 1.44 est strictement positive à partir du moment un flux de pompe non nul est appliqué, un laser à trois niveaux présente une inversion de population négative et égale à N si le milieu n'est pas excité. Cela vient du fait que tous les ions se trouvent dans leur état fondamental qui n'est autre que le niveau bas de la transition laser. Ce dernier peut être considéré vide pour un modèle à 4 niveaux. Pour atteindre une inversion positive, il est nécessaire ici de "vider" le niveau fondamental pour remplir le niveau supérieur de la transition jusqu'à ce que la population du niveau haut dépasse celle du niveau bas. Cette inversion d'au moins la moitié du nombre total d'ions présents demande déjà une quantité d'énergie de pompe importante. Le seuil sera atteint lorsque le flux permettra d'atteindre l'autre couple de solution au système d'équations 2.5 pour lequel le flux optique est positif :

$$D_0 = \frac{2}{nc\tau_c\sigma_l} \quad (2.7a)$$

$$\phi_0 = \frac{1}{4} \left(\frac{N}{D_0} - 1 \right) \frac{\sigma_p}{\sigma_l} \phi_p - \left(\frac{N}{D_0} + 1 \right) \frac{\gamma_1}{2\sigma_l} \quad (2.7b)$$

La solution stationnaire de la différence de population du modèle à trois niveaux est identique à celle du laser à quatre niveaux. Cela s'explique par le fait que la différence de population nécessaire à atteindre pour avoir effet laser de façon continue est directement liée aux pertes de la cavité. Elle représente les ions disponibles et définit donc le nombre de photons qui peuvent être produits, ces derniers devant compensés le flux de photons quittant le système via les pertes de la cavité. Celles-ci sont déterminées par les coefficients de réflexion des miroirs et les pertes intrinsèques du milieu, c'est à dire par les paramètres de la cavité. La différence de population à atteindre, traduisant le gain du milieu, est donc indépendante de la nature du milieu.

Le flux de photons émis en fonction du pompage est au contraire uniquement dicté par l'interaction entre le milieu et les champs électriques. Le seuil ϕ_{p-th} obtenu grâce à l'expression 2.7b met en évidence la difficulté plus importante pour atteindre un régime laser continu avec un milieu à trois niveaux :

$$\phi_{p-th} = 2 \frac{\gamma_1}{\sigma_p} \frac{N + D_0}{N - D_0} \quad (2.8)$$

L'important écart entre les seuils des deux modèles peut facilement être mis en évidence en considérant une cavité pour laquelle le temps de vie des photons est très grand. Il suffit pour cela d'utiliser des miroirs possédant d'importants coefficients de réflexion. Une telle cavité aura pour conséquence de ne nécessiter qu'une différence de population très faible pour atteindre l'effet laser.

Prenons le cas extrême d'une cavité formée de miroirs métalliques. Dans la pratique une telle cavité n'a pas beaucoup d'intérêt car les photons restent confinés à l'intérieur de celle-ci, il n'a y donc pas de champ laser utilisable à l'extérieur. Cela permet d'atteindre une valeur d'inversion quasi nulle, le temps de vie des photons tendant vers l'infini. Avec une telle configuration, le flux de photons de pompe nécessaire pour atteindre le seuil tend vers 0 dans le cas d'un système à quatre niveaux, tandis qu'il demeure strictement supérieur à $2 \frac{\gamma_1}{\sigma_p}$ pour le laser à trois niveaux. Cette valeur est directement reliée au temps de vie du niveau haut de la transition laser. Le seuil ne peut être atteint sans au moins compenser la chute spontanée des ions du niveau $|1 \rangle$ vers le niveau $|0 \rangle$. Le facteur 2 a pour origine la définition même de la différence de population. En effet, dès qu'un ion se désexcite, le niveau $|1 \rangle$ se voit diminuer d'un ion, tandis que la population du niveau fondamental $|0 \rangle$ augmente d'une unité. La différence de population varie du double du nombre d'ions qui sont retournés au niveau de plus basse énergie.

L'équation 2.7b permet d'obtenir aussi la valeur théorique de l'efficacité. Cette valeur représente la valeur maximale qu'il est possible d'espérer dans la pratique.

$$\text{Efficacité} = \frac{\omega_1 \sigma_p}{\omega_p \sigma_l} \frac{N - D_0}{4D_0} \quad (2.9)$$

En comparaison avec l'expression de l'efficacité du laser à quatre niveaux (1.47), celle du laser modélisé ici présente une valeur nettement moindre, d'une part à cause du fac-

teur 4 au dénominateur, mais aussi parce que le nombre total d'ions disponibles N du numérateur est remplacé par $N - D_0$.

2.1.3 Étude dynamique

La transformation des équations d'évolution du système 2.5 par une perturbation $(\delta D, \delta \phi)$ sous l'approximation petit signal permet d'aboutir, en partant d'un état stationnaire (D_0, ϕ_0) à l'équation différentielle régissant l'évolution de la perturbation :

$$\frac{\partial^2 \delta D}{\partial t^2} + \left(2\sigma_l \phi_0 + \gamma_1 + \frac{1}{2} \sigma_p \phi_p \right) \frac{\partial \delta D}{\partial t} + 2 \frac{\sigma_l}{\tau_c} \phi_0 \delta D = 0 \quad (2.10)$$

De cette équation, on extrait par comparaison avec l'équation différentielle d'un oscillateur amorti la valeur du coefficient d'amortissement Γ :

$$\Gamma = \sigma_l \phi_0 + \frac{\gamma_1}{2} + \frac{1}{4} \sigma_p \phi_p \quad (2.11)$$

Cette expression est proche de celle du laser à quatre niveaux (eq.1.51a) hormis la présence du dernier terme dépendant directement du pompage. La contribution du terme où apparaît le flux de photons ϕ_0 étant double dans le cas présent. Il est clair qu'à puissance émise identique, l'amortissement sera plus élevé pour le laser à trois niveaux que pour le laser à quatre niveaux.

Le dernier terme de l'expression 2.10 permet d'exprimer de façon analytique la pulsation de résonance ω_r :

$$\begin{aligned} \omega_r^2 &= \frac{2}{\tau_c} \sigma_l \phi_0 - \left(\sigma_l \phi_0 + \frac{\gamma_1}{2} + \frac{1}{4} \sigma_p \phi_p \right)^2 \\ &= \frac{2}{\tau_c} \sigma_l \phi_0 - \Gamma^2 \end{aligned} \quad (2.12)$$

En comparant à la pulsation de résonance du laser à quatre niveaux (eq.1.51b), celle du modèle introduit ici présente une fréquence de résonance multipliée par $\sqrt{2}$ pour une puissance émise identique.

Pour ces deux paramètres que sont la fréquence de relaxation et l'amortissement, les comparaisons à partir des expressions analytiques sont possibles qualitativement à partir du moment où on considère un flux de photons émis ϕ_0 identique. Or les seuils pour les deux lasers sont loin d'être identiques. On peut tout de même contourner cette difficulté en étudiant les évolutions de ces paramètres en fonction du taux de pompage, mais même dans ces conditions, les comparaisons peuvent devenir difficiles. En effet, nous avons vu que les efficacités des deux types de systèmes sont différentes. Les évolutions des amortissements et des fréquences de relaxation ne sont donc pas triviales pour un taux de pompage donné. Une étude numérique sera menée ultérieurement afin de comparer les résultats sur les modèles à quatre, trois mais aussi à deux niveaux.

2.1.4 Modélisation du bruit d'amplitude

L'introduction des termes sources de Langevin f_d et f_ϕ dans les équations d'évolution du système 2.5 après l'avoir linéarisé autour d'une solution stationnaire (D_0, ϕ_0) grâce à l'approche petit signal permet d'obtenir le système d'équation suivant :

$$\frac{\partial^2 \delta D}{\partial t^2} = - \left(2\sigma_l \phi_0 + \gamma_1 + \frac{1}{2} \sigma_p \phi_p \right) \delta D - 2\sigma_l D_0 \delta D + f_d \quad (2.13a)$$

$$\frac{\partial^2 \delta D}{\partial t^2} = \frac{\omega_l}{\epsilon_0} \mathcal{L} \phi_0 \delta D + f_\phi \quad (2.13b)$$

En transposant ces équations dans le domaine des fréquences, l'équation 2.13a peut se réécrire :

$$\delta D(\omega) = \frac{-2\sigma_l D_0 \delta \phi(\omega) + f_d(\omega)}{\Gamma + i\omega} \quad (2.14)$$

La substitution de $\delta D(\omega)$ par son expression dans l'équation 2.13b exprimée dans le domaine des fréquences mène directement à l'expression du spectre des fluctuations du nombre de photons :

$$\delta \phi = \frac{\frac{\phi_0}{\epsilon_c D_0} f_d(\omega) + (2\Gamma + i\omega) f_\phi(\omega)}{\omega_r^2 + \Gamma^2 - \omega^2 - 2i\Gamma\omega} \quad (2.15)$$

L'introduction des paramètres dynamiques, que sont l'amortissement et la pulsation de relaxation, permettent d'exprimer les équations dynamiques 2.13 en fonction de ces seuls paramètres et de ceux décrivant la cavité. On obtient alors des équations indépendantes du nombre de niveaux, comme l'indique l'expression du bruit de photons identique pour le modèle à quatre et trois niveaux. L'expression du RIN sera donc rigoureusement identique dans les deux cas.

2.2 Modélisation d'un laser à deux niveaux

Dans les précédentes modélisations, le pompage était assuré par un champ électrique extérieur dont la longueur d'onde était telle que l'énergie des photons incident correspondait à l'énergie de transition entre deux niveaux, tandis que le champ laser émis correspondait à l'émission de photons lorsque les ions se désexcitaient via une autre transition. Dans le cas du système à deux niveaux, il ne peut pas y avoir pompage optique à une autre longueur d'onde que celle correspondant à la seule transition existante qui n'est autre que la transition laser. Le pompage d'un laser à deux niveaux peut ne pas être optique mais électrique.

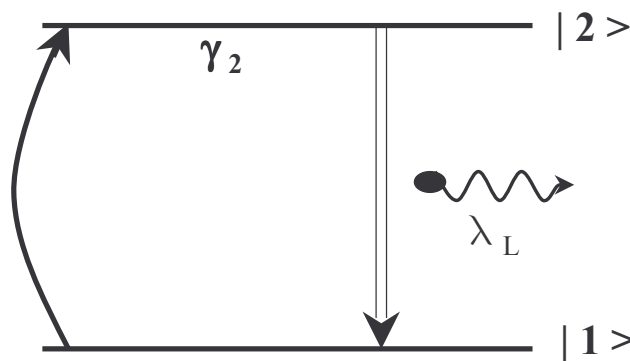


FIG. 2.2 – Principe du modèle à deux niveaux.

Ce modèle présenté sur la figure 2.2 peut permettre une première approche des lasers à semi-conducteurs pour lesquels il est possible d'exciter électriquement le milieu afin d'y générer du gain. Le cas du laser à semi-conducteur est un peu particulier car il ne s'agit pas tout à fait de niveau d'énergie mais de bandes. Les photons de pompe peuvent alors être des photons d'énergie plus grande que celle correspondant à l'écart entre les bandes de conduction et de valence. Le choix des longueurs d'onde de pompe est alors plus souple que dans le cas du laser atomique où la longueur d'onde doit impérativement être associée à l'énergie de transition entre deux niveaux.

Pour la modélisation, afin de pouvoir distinguer le pompage du flux laser, seul le champ électrique correspondant à l'émission laser sera pris en compte dans les équations, le pompage interviendra via des facteurs phénoménologiques pouvant traduire aussi bien un pompage optique qu'électrique.

2.2.1 Équations d'évolution

Le modèle du laser à deux niveaux se trouve simplifié par rapport à celui à quatre niveaux où plus de paramètres entrent en jeu. Les mêmes notations pour les niveaux seront

utilisées. Rappelons tout de même l'expression de l'Hamiltonien dans le cas présenté :

$$H = H_0 - \mu \mathbf{E}_1 = \begin{pmatrix} E_0 & -\mu_{01} \mathbf{E}_1 \\ -\mu_{10} \mathbf{E}_1 & E_1 \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

où \mathbf{E}_1 correspond au champ électrique laser, E_0 et E_1 sont les énergies respectives des niveaux $|0\rangle$ et $|1\rangle$ associées à la transition laser. En utilisant la relation 1.13, on obtient les équations d'évolution de la cohérence ρ_{01} entre les deux niveaux. En utilisant l'approximation des enveloppes lentement variables, on pose

$$\begin{aligned} \rho_{01} &= p_{01} e^{i\omega_l t} \\ \mathbf{E}_1 &= \frac{1}{2} (E e^{-i\omega_l t} + E^* e^{+i\omega_l t}) \end{aligned}$$

Suivant la classe du laser, il est possible de réaliser quelques simplifications des équations. S'il s'agit d'un laser de classe C, les temps de cohérence, le temps de vie des niveaux ainsi que le temps de vie des photons dans la cavité sont du même ordre de grandeur. Dans le cas des lasers de classe B, cas de la plupart des lasers solides, le temps de cohérences entre les niveaux est très inférieur aux deux autres temps. Ceci permet d'éliminer adiabatiquement l'équation sur la cohérence. C'est ce cas que nous allons considérer par la suite. Si on considère un laser de classe A, le temps de vie des photons dans la cavité est très grand devant le temps de cohérence mais aussi devant le temps de vie des niveaux ce qui permet d'éliminer adiabatiquement les équations d'évolution de ces deux dernières grandeurs.

En considérant le cas d'un laser solide de classe B, L'élimination adiabatique de la cohérence permet d'obtenir :

$$p_{01} = i \frac{\mu_{01}}{2\gamma_{01}\hbar} (\rho_{11} - \rho_{00}) \frac{1 - i\delta_l}{1 + \delta_l^2} E_l^* \quad (2.17)$$

avec $\delta_l = \frac{\omega_{10} - \omega_l}{\gamma_{01}}$. En tenant compte des termes de pompage λ_0 et λ_1 correspondant à l'augmentation respective des populations des niveaux $|0\rangle$ et $|1\rangle$, on obtient, en considérant un système fermé :

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} = -\mu_{10} \rho_{01} \mathbf{E}_1 + \mu_{01} \rho_{10} \mathbf{E}_1 - i\hbar \gamma_1 + i\hbar \lambda_1 \quad (2.18a)$$

$$i\hbar \frac{\partial \rho_{00}}{\partial t} = +\mu_{10} \rho_{01} \mathbf{E}_1 - \mu_{01} \rho_{10} \mathbf{E}_1 + i\hbar \lambda_0 \quad (2.18b)$$

En considérant le niveau $|0\rangle$ comme étant le niveau fondamental (ayant donc un temps de vie infini). L'équation d'évolution de la différence de population $D = N(\rho_{11} - \rho_{00})$ s'écrit alors en posant $\Lambda = \lambda_1 - \lambda_0$ et en introduisant l'expression de la cohérence :

$$\frac{\partial D}{\partial t} = - \left(\sigma_l \phi_l + \frac{\gamma_1}{2} \right) D + \left(\Lambda - \frac{\gamma_1}{2} \right) \quad (2.19)$$

L'expression précédente associée à l'équation d'évolution du champ dans la cavité, forme le système d'équations décrivant le laser :

$$\frac{\partial D}{\partial t} = - \left(\sigma_l \phi_l + \frac{\gamma_1}{2} \right) D + \left(\Lambda - \frac{\gamma_1}{2} \right) \quad (2.20a)$$

$$\frac{\partial \Phi_l}{\partial t} = \left(-\frac{1}{\tau_c} + \frac{\omega_l}{\epsilon_0} \mathcal{L}D \right) \Phi_l \quad (2.20b)$$

2.2.2 Étude du système

Tout comme dans les deux précédents cas, si le pompage Λ est insuffisant pour atteindre le seuil, on obtient le premier couple de solution pour lequel l'intensité optique émise par le laser est nulle :

$$\phi_0 = 0 \quad (2.21a)$$

$$D_0 = \left(\frac{2\Lambda}{\gamma_1} - 1 \right) N \quad (2.21b)$$

N correspond à la densité totale de dopants, γ_1 est l'inverse du temps de vie du niveau de la transition laser. Comme le montre l'expression de la différence de population D , pour pouvoir atteindre une inversion positive, il est nécessaire de compenser la désexcitation spontanée du niveau supérieur de la transition laser, comme dans le cas du laser à trois niveaux. Pour pouvoir atteindre le seuil, il faut pomper davantage de façon à compenser les pertes de photons imposées par la cavité. On atteint alors les solutions stationnaires où l'émission stimulée devient positive :

$$D_0 = \frac{2}{nc\sigma_l\tau_c} \quad (2.22a)$$

$$\phi_0 = \left(\Lambda - \frac{\gamma_1}{2} \right) \frac{N}{\sigma_l D_0} - \frac{\gamma_1}{2\sigma_l} \quad (2.22b)$$

Λ traduit le pompage du milieu, σ_l le section efficace d'émission laser et τ_c le temps de vie des photons dans la cavité. Dans le cadre d'un pompage optique, on peut introduire le flux de pompe ϕ_p via :

$$\Lambda = \sigma_p \phi_p$$

Ceci permettra la comparaison avec les deux autres modèles déjà présentés. On obtient ainsi une valeur de seuil :

$$\phi_{p-th} = \frac{\gamma_1}{2\sigma_p} \left(\frac{D_0}{N} + 1 \right) \quad (2.23)$$

On retrouve ici une expression très proche de celle du laser à quatre niveaux. Le seuil est ici divisé par deux par rapport à l'expression 1.46 ce qui tend à diminuer sa valeur, cependant, elle s'en trouve augmentée du à la présence du terme $\frac{\gamma_1}{2}$. On peut remarquer que le seuil du laser est d'autant réduit que le temps de vie du niveau supérieur de la transition laser est grand donc que γ_1 est petit, comme on pouvait le deviner intuitivement.

L'expression pour le pompage et celle reliant le flux de photons à l'intensité optique permettent d'exprimer l'efficacité énergétique du laser :

$$\text{Efficacité} = \frac{\omega_l \sigma_p N}{\omega_p \sigma_l D_0} \quad (2.24)$$

L'expression efficacité du laser à deux niveaux est rigoureusement identique à celle du laser à quatre niveaux (1.47).

2.2.3 Étude dynamique

En considérant le système dans un état stationnaire (D_0, ϕ_0) , l'application d'une perturbation de faible amplitude $(\delta D, \delta \phi)$ permet de linéariser les équations d'évolutions du système en négligeant les variations du second ordre devant celles du premier. En dérivant une nouvelle fois l'équation différentielle de la différence de population, on obtient :

$$\frac{\partial^2 \delta D}{\partial t^2} + \left(\sigma_l \phi_l + \frac{\gamma_1}{2} \right) \frac{\partial \delta D}{\partial t} + \frac{\sigma_l}{\tau_c} \phi_0 \delta D = 0 \quad (2.25)$$

Par identification avec l'équation différentielle d'un oscillateur amorti, l'expression de l'amortissement prend la forme suivante :

$$\Gamma = \frac{\sigma_l}{2} \phi_0 + \frac{\gamma_1}{4} \quad (2.26)$$

Ici encore on retrouve une formulation très proche de celle d'un laser à quatre niveaux. Seul le temps de vie du niveau supérieur y est divisé par 4 ici alors qu'il ne l'était que par 2 dans l'autre cas.

La pulsation de résonance ω_r est donnée par la relation :

$$\omega_r^2 = \frac{1}{\tau_c} \sigma_l \phi_0 - \Gamma^2 \quad (2.27)$$

On retrouve ici une expression de la fréquence de relaxation en fonction de l'amortissement rigoureusement identique à celle du laser à 4 niveaux. Cependant, la différence entre les expressions de l'amortissement entraînera des modifications entre les valeurs de fréquence de résonance.

Comme il a déjà été démontré dans la partie 2.1.4, le bruit d'amplitude n'est défini que par l'amortissement du laser, sa fréquence de relaxation et les paramètres de la cavité, sans compter bien sur les expressions des moments des forces de Langevin.

2.3 Modélisation numérique

Les équations d'évolution ont permis d'exprimer analytiquement les différents paramètres stationnaires que sont le flux de photons à l'intérieur de la cavité ainsi que la densité de porteur, que ce soit pour des pompages inférieurs au seuil ou au delà. Une étude un peu plus poussée a permis de formuler l'amortissement et la fréquence de relaxation, paramètres permettant d'obtenir le spectre de bruit d'amplitude du laser. Une première comparaison des différents modèles à deux, trois et quatre niveaux a pu être réalisée directement sur les expressions et a permis qualitativement l'évolution des grandeurs en fonction du modèle utilisé. Afin de pouvoir pleinement étudier les différences entre les différents modèles, notamment en relation avec le bruit d'amplitude, la section qui va suivre présentera les simulations sur les différents modèles.

L'exemple de l'ion Néodyme (Nd) sera pris afin de réaliser les comparaisons. Les modèles à trois et à deux niveaux de laser à base d'ions Néodyme utiliseront les mêmes paramètres que ceux du quatre niveaux. Les paramètres des cavités seront identiques dans les trois cas traités.

L'ensemble des valeurs numériques utilisées pour cette modélisation est regroupé dans le tableau 2.3.

Laser Néodyme		
variable	symbole	valeur
Longueur de la cavité	L	$5e^{-3}$ m
Section de la cavité (fibre)	S	$7,85e^{-11}$ m ²
Indice de réfraction	n	1,44
Coefficient de réflexion 1	R ₁	0,9
Coefficient de réflexion 2	R ₂	1
Perte intrinsèque	α	0 m ⁻¹
Longueur d'onde Laser	λ_l	1064 nm
Longueur d'onde de pompe	λ_p	810 nm
Section efficace d'émission (à λ_l)	σ_l	5.10^{-23} m ²
Section efficace d'absorption (à λ_p)	σ_p	4.10^{-25} m ²
Densité d'ion Néodyme	N	5.10^{24} m ⁻³
temps de vie de la transition de pompe	τ_3	1.10^{-9} s
temps de vie de la transition laser	τ_2	470.10^{-6} s
durée de vie du niveau bas de la transition laser	τ_1	$< 1.10^{-9}$ s

TAB. 2.1 – Paramètre de simulation d'un laser dopé Néodyme

Des différents paramètres présents dans le tableau, nous allons pouvoir extraire toutes les constantes qui ont été déterminées jusque là.

2.3.1 Seuil laser

Dans un premier temps, il est nécessaire d'obtenir la valeur de la durée de vie τ_c des photons dans la cavité. Cette durée permet de connaître le nombre de photons $N_p(t)$ à un instant donné t , le connaissant à l'instant $t = 0$ via la relation :

$$N_p(t) = N_p(0)e^{-\frac{t}{\tau_c}}$$

Considérons un paquet de N_0 photons faisant un aller-retour dans la cavité. A chaque réflexion sur un des deux miroirs M_i , seule une partie RN_i des photons est réfléchi. Le long du trajet, les photons traversent un milieu de longueur L présentant une absorption α . Il est résulte qu'après un aller-retour, le nombre de photons devient $N_1 = R_1R_2N_0e^{-\alpha L}$. En répartissant les pertes dues aux miroirs le long de la cavité, on peut poser les constantes α_i telles que :

$$R_i = e^{-\alpha_i L}$$

Cela permet d'écrire que pendant le temps d'un aller-retour $\Delta t = \frac{2nL}{c}$, on a la relation suivante entre les nombres de photons initiaux et finaux après m allers-retours :

$$N_1 = N_0e^{-m(\alpha + \alpha_1 + \alpha_2)L}$$

Le temps qui sépare l'observation des N_1 photons du temps initial correspond à $m\Delta t$. En première approximation, on peut écrire $m = \left[\frac{\Delta t}{\tau_c}\right]$ où les parties entières de m correspondent à des allers-retours complets. En faisant le lien avec l'expression 2.3.1, on obtient le temps de vie des photons τ_c dans la cavité en fonction des différentes pertes :

$$\tau_c = \frac{2n}{c(\alpha + \alpha_1 + \alpha_2)} = 4,56.10^{-10} \text{ s} \quad (2.28)$$

Quel que soit le modèle considéré, la différence de population est fixée par la cavité et est définie par :

$$D_0 = \frac{2}{nc\tau_c\sigma_l} = 2,03.10^{23} \text{ m}^{-3} \quad (2.29)$$

Chaque type de modèle impose un seuil différent pour le laser. En utilisant la relation $I = A\hbar\omega\phi$ reliant la puissance optique I aux flux de photons ϕ via la section du faisceau A (m^{-2}), les seuils des différents modèles peuvent être numériquement calculés grâce aux relations 1.46, 2.8 et 2.23 :

$${}^4I_{th} = 4,16 \text{ mW} \quad (2.30a)$$

$${}^3I_{th} = 222,22 \text{ mW} \quad (2.30b)$$

$${}^2I_{th} = 53,3 \text{ mW} \quad (2.30c)$$

Les indices correspondent aux nombres de niveaux du modèle. Le laser à quatre niveaux présente comme prévu un seuil très faible contrairement aux lasers à deux et trois niveaux. En effet, seules les pertes dues à la cavité doivent être compensées par le pompage. Dans les deux autres cas, le milieu présente de l'absorption s'il n'est pas suffisamment excité. Il est donc nécessaire de pomper pour dépasser la transparence dans un premier cas, puis compenser les pertes de la cavité dans un second temps. En générale, la conception du laser passe par la détermination de la longueur optimale du milieu amplificateur ainsi que des coefficients de réflexion des miroirs de façon à obtenir la puissance de sortie la plus élevée possible. Les paramètres des lasers à deux, trois et quatre niveaux sont ici identiques.

La différence entre le modèle à trois et deux niveaux vient du fait que, dans le premier cas, le pompage induit une contribution qui a tendance à réduire la différence de population proportionnellement à celle-ci. Ce terme n'apparaît pas dans le modèle à deux niveaux et est directement considéré comme un apport d'ions sur le niveau supérieur sans passer par l'intermédiaire d'un champ optique.

On utilisera par la suite un pompage normalisé par rapport au seuil pour s'affranchir des différences pour atteindre ce point de fonctionnement.

2.3.2 Intensité laser

La figure 2.3 représente l'intensité traversant le miroir de sortie de la cavité en fonction du taux de pompage défini par l'équation 2.31. Cette intensité ne correspond pas à celles calculées dans les parties précédentes représentant les intensités à l'intérieur même des cavités.

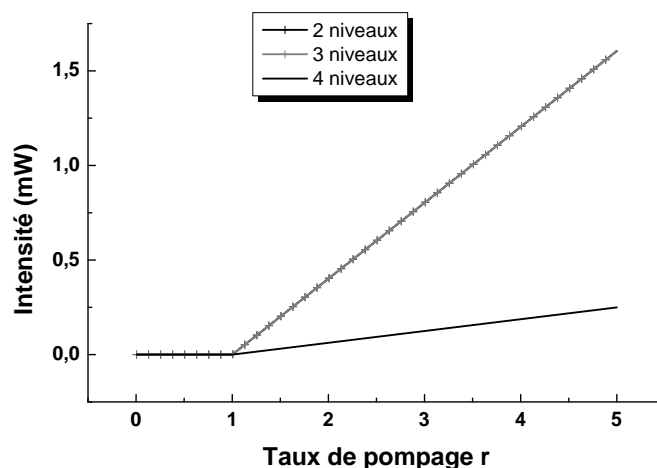


FIG. 2.3 – Simulation de l'intensité laser

On remarque que l'intensité de sortie du laser à quatre niveaux est moindre que pour

les autres systèmes. L'intensité est normalisée par rapport au seuil, qui est différent en fonction du nombre de niveaux considérés. Celui du laser à quatre niveaux est très nettement inférieur aux deux autres, ce qui explique le décalage observé. A intensité de pompage égal, il est bien évident que l'intensité du quatre niveaux surpasse les deux autres. On peut remarquer aussi l'égalité entre les modèles à deux et trois niveaux. En effet, en reprenant les expressions des intensités 2.7b et 2.22b, puis en remplaçant l'intensité de pompage ϕ_p par le taux de pompage r défini par :

$$\phi_p = r \cdot \phi_{p-th} \quad (2.31)$$

avec ϕ_{p-th} l'intensité de pompage au seuil. En substituant les intensités aux seuils par leur expressions 2.8 et 2.23, on obtient pour les modèles à deux et trois niveaux la même expression, à savoir :

$$\phi_0 = \frac{\gamma_1}{2\sigma_l} \left(\frac{N}{D_0} + 1 \right) (r - 1) \quad (2.32)$$

Les expressions sont bien rigoureusement identiques en considérant que γ_1 correspond au temps de vie du niveau supérieur de la transition laser et que la solution stationnaire de la différence de population D_0 est la même car fixée par la cavité et non le milieu amplificateur.

2.3.3 Efficacité

Un paramètre important d'un laser est l'efficacité de conversion de la puissance de pompage en puissance laser utilisable. De façon analogue à la section précédente, l'efficacité représentée sur la figure 2.4 correspond aux rapports entre l'énergie laser utilisable, c'est à dire à travers le miroir de sortie, et l'énergie de pompe.

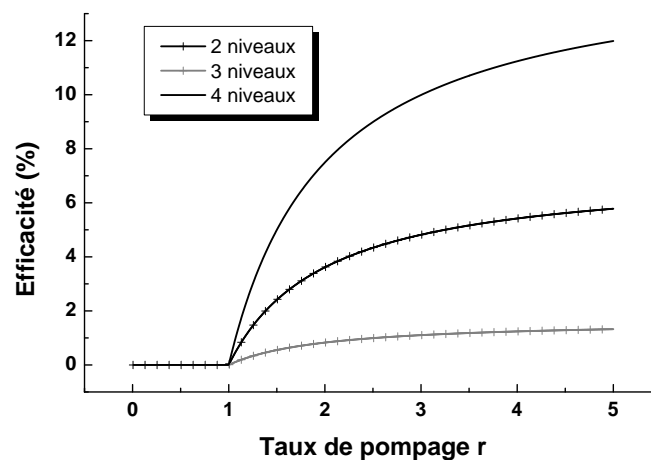


FIG. 2.4 – Simulation de l'efficacité laser

Il est bien évident que ce paramètre dépend fortement du miroir de sortie et plus généralement de la cavité [11]. L'efficacité laser du système à quatre niveaux en fonction du taux de pompage r défini par l'équation 2.31 est bien supérieure à celle d'un système à deux ou trois niveaux. Par contre, comme les expressions 1.47 et 2.24 représentant les asymptotes des efficacités de pompage en fonction de la puissance de pompe, le taux de conversion en énergie des modèles à 2 et 4 niveaux est rigoureusement identique. Le seuil inférieur du modèle à quatre niveaux permet cependant d'obtenir des puissances laser supérieures pour des puissances de pompe égales.

On peut calculer l'efficacité de conversion en fonction de la puissance de pompe qui devient maximale lorsque le pompage tend vers l'infini. On obtient pour limite la valeur suivante pour les modèles à deux et quatre niveaux :

$$\lim_{r \rightarrow +\infty} (\text{Efficacité}) = \frac{\omega_l \sigma_p N}{\omega_p \sigma_l D_0} (1 - R) = 1,498 \%$$

De la même manière, on obtient pour le système à 3 niveaux :

$$\lim_{r \rightarrow +\infty} (\text{Efficacité}_3) = \frac{\omega_l \sigma_p N - D_0}{\omega_p \sigma_l 4D_0} (1 - R) = 0,359 \%$$

$R=0,9$ représente le coefficient de réflexion du miroir de sortie de la cavité laser. Les valeurs numériques utilisées sont celles présentées dans le tableau 2.3

2.3.4 Fréquence de relaxation

Un paramètre important du bruit d'amplitude d'un laser est la fréquence de relaxation de ce dernier. En effet, nous avons déjà vu que le bruit d'amplitude présentait un maximum à une fréquence voisine de cette fréquence caractéristique.

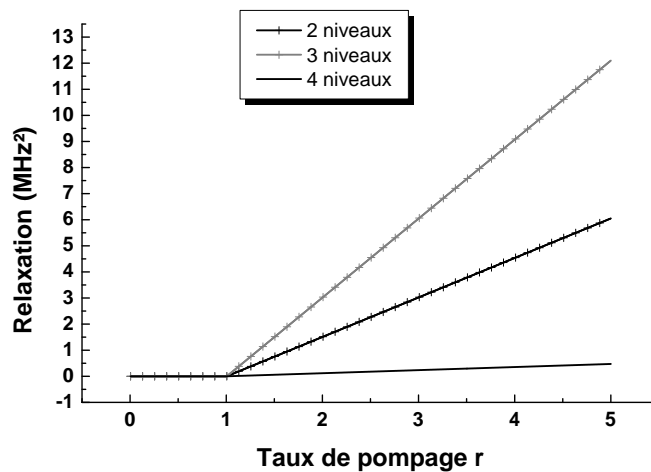


FIG. 2.5 – Simulation de la fréquence de relaxation

La figure 2.5 indique les fréquences de résonance de chacun des modèles étudiés en fonction du taux de pompage r introduit dans l'équation 2.31. Le carré de la fréquence de relaxation évolue linéairement en fonction du pompage comme le montrent clairement les équations 1.51b, 2.12 et 2.27. Une des propriétés est l'augmentation de la fréquence de relaxation avec la puissance de pompage. Plus le seuil est faible et plus la puissance nécessaire est faible. La fréquence de relaxation sera alors plus faible pour un laser ayant un seuil plus faible, à taux de pompage égal. Cette propriété transparaît dans les équations par des expressions très proches des fréquences de relaxation en fonction de la puissance de pompe.

Le système à quatre niveaux présentant une efficacité supérieure aux deux autres systèmes montre ici une fréquence de relaxation nettement inférieure.

2.3.5 Amortissement

L'amortissement est caractéristique du temps que mettra le système pour retrouver un état stable après une forte perturbation. En terme de bruit d'amplitude, une grande valeur de l'amortissement se traduit par une augmentation de la largeur du pic de bruit dans la courbe de RIN. Nous avons déjà vu que ce facteur influence la fréquence de maximum de bruit en l'éloignant de la fréquence de relaxation.

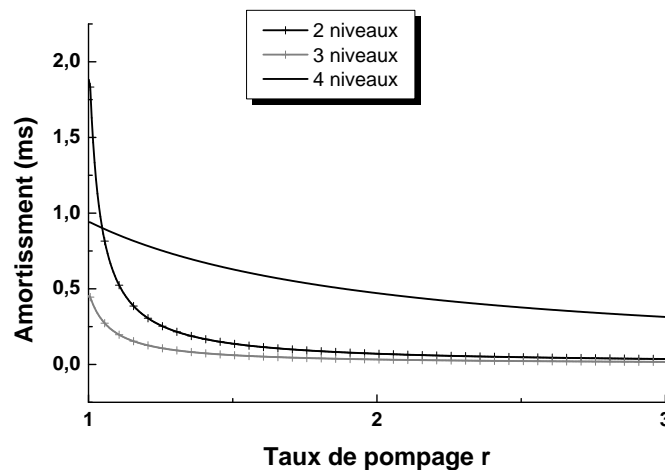


FIG. 2.6 – Simulation du coefficient d'amortissement.

La figure 2.6 montre que ce temps caractéristique est constant sous le seuil, à l'exception du modèle à trois niveaux. Dans les trois cas, les équations 1.51a, 2.11 et 2.26 indiquent que l'amortissement Γ tend vers l'infini lorsque le flux optique ϕ_0 tend vers 0. Cela est équivalent à un temps d'amortissement qui tend vers zéro lorsque le pompage ϕ_p tend vers l'infini.

Le temps d'amortissement est beaucoup plus faible pour le modèle à quatre niveaux

en fonction du taux de pompage. Par contre, les mêmes courbes tracées en fonction de la puissance de pompage inversent les résultats sur les différents modèles, à cause des importants écarts sur les valeurs des seuils. On obtient les valeurs les plus faibles pour le modèle à quatre niveaux tandis que les systèmes à trois niveaux ont les temps les plus élevés pour les forts pompages. Ceci nous permet de conclure que la mesure de la fréquence correspondant au maximum de bruit donne une valeur plus proche de la fréquence de relaxation dans le modèle à quatre niveaux que dans les autres.

2.3.6 Récapitulatif des expressions théoriques

Le tableau 2.3.6 regroupe les expressions des différents paramètres déjà présentés lors des analyses statiques et dynamiques. Les points communs entre les modèles des systèmes pour des lasers ayant différents niveaux est l'expression de la densité d'inversion de population D_0 au dessus du seuil, identique dans les cas des systèmes à 2, 3 et 4 niveaux :

$$D_0 = \frac{2}{nc\sigma_l\tau_c} \quad (2.33)$$

Récapitulatif des modèles théoriques			
	2 niveaux	3 niveaux	4 niveaux
D_0 sous le seuil	$\left(\frac{2\sigma_p\phi_p}{\gamma_1} - 1\right) N$	$\frac{\frac{1}{2}\sigma_p\phi_p - \gamma_1}{\frac{1}{2}\sigma_p\phi_p + \gamma_1} N$	$\frac{\sigma_p\phi_p}{\gamma_2} N$
ϕ_0 au dessus du seuil	$\frac{\sigma_p}{\sigma_l} \frac{N}{D_0} \phi_p - \frac{\gamma_1}{2\sigma_l} \left(\frac{N}{D_0} + 1\right)$	$\frac{\sigma_p}{\sigma_l} \left(\frac{N}{D_0} - 1\right) \phi_p - \frac{\gamma_1}{4} - \frac{\gamma_1}{2\sigma_l} \left(\frac{N}{D_0} + 1\right)$	$\frac{\sigma_p}{\sigma_l} \frac{N}{D_0} \phi_p - \frac{\gamma_2}{\sigma_l}$
Pompage au seuil ϕ_{p-th}	$\frac{\gamma_1}{2\sigma_p} \left(\frac{D_0}{N} + 1\right)$	$2 \frac{\gamma_1}{\sigma_p} \frac{N+D_0}{N-D_0}$	$\frac{\gamma_2}{\sigma_p} \frac{D_0}{N}$
Efficacité	$\frac{\omega_l}{\omega_p} \frac{\sigma_p}{\sigma_l} \frac{N}{D_0}$	$\frac{\omega_l}{\omega_p} \frac{\sigma_p}{\sigma_l} \frac{N-D_0}{4D_0}$	$\frac{\omega_l}{\omega_p} \frac{\sigma_p}{\sigma_l} \frac{N}{D_0}$
Amortissement Γ	$\frac{1}{2} \sigma_l \phi_0 + \frac{\gamma_1}{4}$	$\sigma_l \phi_0 + \frac{\gamma_1}{2} + \frac{1}{4} \sigma_p \phi_p$	$\frac{1}{2} \sigma_l \phi_0 + \frac{\gamma_2}{2}$
Fréquence de relaxation ω_r^2	$\frac{1}{\tau_c} \sigma_l \phi_0 - \Gamma^2$	$\frac{2}{\tau_c} \sigma_l \phi_0 - \Gamma^2$	$\frac{1}{\tau_c} \sigma_l \phi_0 - \Gamma^2$

Chapitre 3

Modélisation des lasers à semi-conducteurs

Les milieux à semi-conducteurs sont très largement employés dans le domaine des télécommunications optiques grâce, notamment à leur simplicité d'utilisation. Cependant, ces milieux particuliers présentent certaines caractéristiques et mettent en jeu des phénomènes physiques particuliers, notamment du point de vue des porteurs de charges électriques, ce qui implique d'utiliser des équations d'évolution adaptées.

La modélisation des lasers à deux niveaux présentée précédemment peut être considérée comme une première approche des lasers à semi-conducteurs. L'étude sur ce type de laser a été réalisée en faisant plusieurs approximations qui peuvent parfois être incompatibles avec une véritable étude des milieux à semi-conducteurs. Ces milieux possèdent des propriétés de gain, telle que la saturation du gain, qui peuvent facilement être intégrées dans les équations. Dans le modèle atomique, il est aussi question de la dynamique d'excitation des ions et de pompage optique qui, dans les lasers qui seront présentés ici, sont très différentes du comportement des paires électrons-trous et du pompage électrique.

Différentes études ont déjà été menées dans le but de modéliser le comportement du bruit des lasers à semi-conducteur [12,13]. Ces modélisations ont débuté très tôt, car répondant au besoin de savoir pourquoi la puissance issue d'un laser n'est pas constante [7]. Elles se différencient par l'utilisation d'approximations différentes. La prise en compte de l'émission spontanée [14,15] est un facteur important dans la modélisation des bruits d'amplitude et de phase. L'inclusion dans les modèles des termes radiatifs [16], le gain asymétrique [17] ou encore les fluctuations de la pompe [18] ont amélioré la modélisation du RIN. Certains ont été jusqu'à réaliser une intégration numérique directe des équations [19]. L'influence des modes secondaires a permis de donner une interprétation de l'augmentation du bruit d'amplitude pour les basses fréquences [20]. Les lasers à semi-conducteurs étant pour la plupart prévus pour être utilisés en modulation directe, le bruit de ces lasers soumis à une modulation du courant de pompe a aussi été modélisé [21].

La partie qui va suivre présente une modélisation numérique d'un laser à semi-conducteurs

massif dans le but de simuler le comportement du point de vue du bruit d'amplitude d'un tel dispositif. La méthode employée sera assez similaire à celle utilisée pour le modèle atomique des deux chapitres précédents.

3.1 Quelques rappels

Un milieu à semi-conducteurs est un milieu un peu particulier. Pour le comprendre un peu mieux, il est nécessaire de faire quelques rappels sur les niveaux d'énergie dans un cristal. Le premier est le niveau dit *de valence* pour lequel les électrons sont fortement liés à l'atome. Cependant dans certains cas, les électrons peuvent être très faiblement liés à un atome et passer de l'un à l'autre. Ils peuvent circuler et générer un courant. Ils sont alors dans une bande dite de *conduction*.

3.1.1 Le milieu semi-conducteur

La répartition des électrons dans un matériau donné se répartit en fonction d'un niveau d'énergie appelé *niveau de Fermi* E_f . Au zéro absolu, seuls les états d'énergie inférieure sont occupés par les électrons tandis que ceux situés au dessus en sont vides. Pour une température non nulle, la probabilité d'occupation $f_n(E)$ d'un niveau d'énergie E par des électrons s'exprime selon la statistique de Fermi-dirac :

$$f_n(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_f}{kT}}} \quad (3.1)$$

Dans le cas des métaux, la bande de conduction, ou au moins une partie se situe à un niveau d'énergie moindre que le niveau de fermi. Le niveau de conduction se situe à des énergies inférieures ou comparables à celles du niveau de valence. A température ambiante, certains électrons peuvent circuler "librement" dans le matériau : le milieu est conducteur.

D'autres matériaux possèdent des niveaux de valence situés à des énergies inférieures au niveau de Fermi, tandis que la bande de conduction est très nettement au dessus. Ce dernier est tellement éloigné du niveau de Fermi que, même à température ambiante, aucun électron ne se situe dans la bande de conduction : le milieu est isolant.

Un milieu semi-conducteur est à mi-chemin entre les deux milieux précédents. La bande de valence est située au dessous du niveau de Fermi et la bande de conduction au dessus comme pour un isolant. Cependant, la bande de conduction est suffisamment proche du niveau de fermi pour autoriser l'existence d'électrons dans cette bande à température ambiante. En diminuant la température, la répartition des électrons de part et d'autre du niveau de fermi se réduit jusqu'à interdire la présence d'électrons dans la bande de conduction : le milieu semi-conducteur redevient isolant proche du zéro absolu.

3.1.2 La jonction PN

Dans un milieu semi-conducteur, un apport d'énergie permet de faire passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction. L'électron de charge négative $-q$ laisse donc une place vacante dans la bande de valence qui est appelée trou et possède

donc la charge opposée de l'électron $+q$. Si ces deux entités restent proches dans l'espace, alors l'électron finira par reprendre une place vacante dans la bande de valence : c'est la recombinaison d'une paire électron-trou.

Il est possible de créer artificiellement des matériaux présentant un excès d'électrons. Ceci est rendu possible en dopant un cristal de silicium (Si) par exemple avec une certaine catégorie d'atomes. Les atomes de silicium présentent 4 électrons de valence. Chacun de ces atomes va s'associer avec 4 voisins et mettre en commun un électron avec chacun de ces voisins pour créer des liaisons de covalence afin de compléter sa couche externe à huit électrons. Si maintenant un atome ayant 5 électrons de valence est intégré dans le cristal de silicium, il va prendre la place d'un atome de silicium dans la structure cristalline et s'associer avec quatre de ses voisins Si pour créer des liaisons de covalence. Le cinquième électron de valence est faiblement lié à l'atome, et l'agitation thermique à température ambiante suffit à l'exciter vers la bande de conduction. L'avantage de ce procédé est de ne pas générer de trous. Ces matériaux sont dits dopés N (négativement).

Le procédé inverse est possible afin de réaliser un matériau dopé P (positivement) en intégrant à la structure cristalline des atomes présentant 3 électrons de valence. Il y aura alors excès de trous.

3.1.3 Photodiode et diode laser

En associant ces deux matériaux, on réalise une jonction PN. Entre les deux matériaux, une zone intermédiaire se crée : c'est la zone de charge d'espace dont la taille dépend de la tension appliquée. En appliquant une tension positive du côté P, les trous qui y sont présents sont poussés vers l'interface appelée jonction tandis que les électrons de la zone dopée N, de charge opposée, y sont aussi attirés. On a alors abondance de porteurs à la jonction, un courant électrique peut donc la traverser. Si par contre on applique une tension de signe opposé, les porteurs "fuient" la zone de charge d'espace : aucun courant ne peut la traverser. Le courant ne peut donc traverser la jonction PN que dans un seul sens. Il est possible de fixer la taille de la zone de charge d'espace en mettant un matériau neutre entre le matériau P et le matériau N. On a alors une jonction PIN.

A partir de ce type de jonction, il est possible de réaliser des photodiodes. En effet, si un photon dont l'énergie est supérieure à l'écart entre la bande de valence et de conduction arrive sur la jonction, l'énergie apportée est suffisante pour générer un pair électron trou, c'est à dire exciter un électron de la bande de valence vers la bande de conduction, laissant derrière lui la place vide constituée par le trou. En appliquant une tension aux bornes de cette jonction, les électrons seront envoyés vers la zone dopée n et les trous vers celle dopée p. En refermant le circuit électrique, les électrons de la zone n rejoindront les trous de la zone p via le circuit électrique et vont donc générer un courant.

Si dans le cas contraire, on met en présence des électrons et des trous en très grande quantité au niveau de la jonction, la recombinaison spontanée de paires électron-trou peut

s'accompagner sous certaines conditions d'émission spontanée de photons : c'est le principe de fonctionnement de la diode électroluminescente.

Considérons un tel milieu générant des photons par émission spontanée. Le grand nombre d'électrons et de trous en présence ne demandant qu'à se recombiner ensemble, le milieu présente du gain optique. La présence de photons dont l'énergie est supérieure à l'écart entre la bande de valence et de conduction peut conduire à la création de photons stimulés. En plaçant ce dispositif dans une cavité, il est donc possible de créer un laser : c'est le principe de la diode laser.

Différentes cavités sont possibles pour les diodes lasers. La plus simple consiste à utiliser une propriété cristalline du dispositif. Le clivage selon un plan cristallin permet d'obtenir une surface suffisamment plane pour obtenir un miroir partiel. La différence d'indice entre l'air et le matériau permet d'obtenir des coefficients de réflexion de l'ordre de 30%, ce qui est largement suffisant pour atteindre facilement le seuil laser, le gain dans de telles structures étant très important. On obtient ainsi un laser Fabry-Pérot, très fortement multimode.

Une autre possibilité est de réaliser des réseaux de Bragg, miroirs dont la réflectivité dépend de la longueur d'onde, de part et d'autre du milieu amplificateur. On obtient par ce système des lasers DBR (Distributed Bragg Reflector) permettant un fonctionnement monomode.

Un autre moyen n'utilisant qu'un seul réseau de Bragg associé à un saut de phase permet l'obtention de laser monomode : les lasers DFB (Distributed FeedBack).

Il est bien évident que les lasers à semi-conducteurs actuels sont plus complexes qu'une simple jonction, certaines zones permettant un contrôle sur le gain, la phase, la longueur d'onde de réflectivité des réseaux de Bragg, qui peuvent être à superstructure permettant une modification de la longueur d'onde dépassant plusieurs dizaines de nanomètres.

Dans l'étude qui va suivre, la structure de la cavité n'a que peu d'importance, seuls quelques paramètres tels que le temps de vie des photons dans cette dernière sont importants. Nous allons nous intéresser plus particulièrement au laser à semi-conducteur monomode très utilisé dans le monde des télécommunications car facile à concevoir et très fiable dans le temps.

3.2 Équations d'évolution

3.2.1 Gain de la structure

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

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

$$f_n = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_{fn}}{kT}}} \quad (3.2a)$$

$$f_p = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_{fp}}{kT}}} \quad (3.2b)$$

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

En connaissant les probabilités d'occupation définies par les équations 3.2 ainsi que les densités d'état, il est possible de définir la proportion d'électrons et de trous pour une énergie donnée. En intégrant sur toutes les énergies distantes de E , il est possible de connaître le gain à la longueur d'onde ν telle que $h\nu = E$. Marinelli a aboutit à l'expression suivante pour le gain, ne dépendant que de la longueur d'onde λ et de la densité de porteur N :

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

avec $F_c = E_{fn} - E_c$ et $F_v = E_v - E_{fp}$ tenant compte de la probabilité d'occupation des bandes, $E_g = E_c - E_v$ l'énergie de la transition interdite, n l'indice de réfraction du milieu, T la température en Kelvin et B_{sp} le coefficient de recombinaison spontanée totale ($\simeq 10 \cdot 10^{-10}$ pour les matériaux fonctionnant à 1550 nm).

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

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

$$g_0 = \left. \frac{\partial G}{\partial N} \right|_{N=N_{th}} \quad (3.3)$$

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

$$G(N) = v_g \frac{a}{V} (N - N_t) = g_0(N - N_t) \quad (3.4)$$

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

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

$$G(N) = g_0(N - N_t)(1 - \epsilon S) \quad (3.5)$$

S représente la densité de photons.

3.2.2 Recombinaison spontanée

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

$$R_{rad} = Bnp$$

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

$$R_{rad} = BN^2 \quad (3.6)$$

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

coefficient C liant le taux de recombinaison associé R_{au} à la densité de porteur :

$$R_{au} = CN^3 \quad (3.7)$$

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

$$R_{nr} = AN \quad (3.8)$$

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

$$R_{tot} = (A + BN + CN^2) N = \left(\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \right) N \quad (3.9)$$

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

3.2.3 Équation d'évolution de la densité de porteurs

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

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

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{q} - v_g g_0 (N - N_t) (1 - \epsilon S) S - N \left(\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \right) \quad (3.10)$$

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

3.2.4 Équation d'évolution de la densité de photons

Dans la section précédente, nous avons vu qu'une partie des porteurs permettait la génération de photons par émission stimulée. Malheureusement, tout le champ optique n'est pas à l'intérieur même de la zone amplificatrice. Pour le comprendre, il est nécessaire de regarder de plus près comment le mode est guidé dans la structure. Premièrement, le

guidage peut être réalisé par le gain seul. En effet, seuls les photons circulant dans la zone amplificatrice pourront être dupliqués par émission stimulée, ceux se situant en dehors seront absorbés. Une méthode plus efficace consiste à réaliser un guide optique en jouant sur la différence d'indices entre les matériaux. Dans les deux cas, seule une fraction du champ optique se situe dans la zone de gain. On appelle facteur de recouvrement Γ le résultat de l'intégrale de recouvrement entre le mode optique guidé et le milieu amplificateur.

Une partie des photons quittent la cavité à cause des pertes du milieu et de la nature même des miroirs. Il ne faut pas oublier que le but d'un laser est d'obtenir un champ cohérent utilisable et donc en général à l'extérieur de la cavité. On introduit alors le temps de vie des photons dans la cavité τ_c de la même manière que pour un laser atomique.

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

$$R_{sp} = \beta_{sp} B N^2 \quad (3.11)$$

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

$$R_{sp}(\omega) = n_{sp} G(\omega) \quad (3.12)$$

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

$$n_{sp}(\omega) = \frac{1}{1 - \exp\left(\frac{\hbar\omega - E_f}{kT}\right)} \quad (3.13)$$

On obtient finalement l'expression de l'équation d'évolution de la densité de photons suivante :

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \Gamma v_g g_0 (N - N_t) (1 - \epsilon S) S - \frac{S}{\tau_c} + R_{sp} \quad (3.14)$$

3.3 Etude du système

L'obtention des équations d'évolution d'un laser à semi-conducteurs vont nous permettre d'étudier son comportement vis-à-vis du bruit d'amplitude. Pour une telle étude, il est nécessaire de passer par l'étude stationnaire du système qui nous permettra d'obtenir certaines grandeurs importantes telles que la suite et l'efficacité de conversion du courant optique en puissance électrique.

3.3.1 Solutions stationnaires

Les caractéristiques lasers peuvent être définies pour un point de fonctionnement donné. Les paramètres n'évoluant plus dans le temps, les dérivées temporelles s'annulent donc. Ainsi l'équation 3.14 permet d'obtenir la densité de porteur N_0 en fonction de la densité de photons S_0 :

$$N_0 = \frac{S_0}{\tau_c v_g g_0 (1 - \epsilon S_0) (\Gamma S_0 + n_{sp})} + N_t \quad (3.15)$$

On peut remarquer sur cette expression qu'en négligeant la saturation du gain ($\epsilon \simeq 0$) ainsi que l'émission spontanée ($n_{sp} \simeq 0$), on obtient un résultat déjà vu dans les modèles atomiques ne prenant pas en compte ces deux paramètres, à savoir que la densité de porteur pour un laser en fonctionnement est indépendante du pompage I et de la puissance optique S . C'est le clamping des porteurs.

La réintroduction de cette expression dans l'équation 3.10 mène, dans le cas stationnaire à une équation du troisième degré sur la densité de photons à l'état stationnaire S_0 :

$$\epsilon S^3 - (1 + \epsilon \Gamma \tau_c I_n) S^2 + \left[I_n \tau_c (\Gamma - \epsilon n_{sp}) - \frac{1}{\tau v_g g_0} \right] S + n_{sp} \tau_c I_n = 0 \quad (3.16)$$

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

Pour obtenir une expression analytique simple, on peut se placer dans le cas d'un pompage proche du seuil pour lequel la densité de photons reste faible. Dans ce cadre, l'effet de la saturation du gain est peu perceptible et peut être négligée. On obtient alors une équation d'ordre deux dont la seule solution physiquement acceptable donnant une densité de photons positive est :

$$S_0 = \frac{1}{2} \left[\Gamma \tau_c I_n - \frac{1}{\tau v_g g_0} \right] \left[1 + \sqrt{1 + \frac{4 n_{sp} \tau_c I_n}{\left(\Gamma \tau_c I_n - \frac{1}{\tau v_g g_0} \right)^2}} \right] \quad (3.17)$$

Cette équation, tout comme l'équation 3.15, permet de mettre en évidence le courant de seuil I_{th} , courant minimum pour lequel la solution S_0 est positive :

$$I_{th} = \frac{q}{\tau} \left(\frac{1}{\Gamma \tau_c v_g g_0} + N_t \right) \quad (3.18)$$

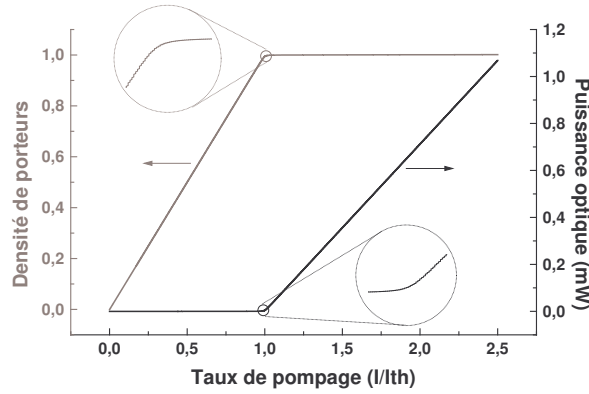


FIG. 3.1 – Modélisation numérique des solutions stationnaires d'un laser à semi-conducteurs

On peut voir deux contributions pour ce courant de seuil. La première concerne l'énergie à fournir pour atteindre la transparence du matériau via le terme $\frac{q}{\tau}N_t$. La seconde correspond à la perte d'énergie engendrée par les miroirs et l'absorption dans la cavité par le terme $\frac{q}{\tau} \frac{1}{\Gamma\tau_c v_g g_0}$.

L'expression 3.17 peut encore être simplifiée en négligeant l'émission spontanée en :

$$S_0 = \Gamma\tau_c \left(\frac{I}{q} - \frac{N_t}{\tau} \right) - \frac{1}{\tau v_g g_0} \quad (3.19)$$

Il est bien évident que ces solutions ne sont valables que pour les densités de photons positives. Les racines de l'équation 3.16 permettent d'aboutir à la solution. Une des racines décrit le comportement de la densité de photons sous le seuil tandis qu'une autre permet d'avoir la valeur au dessus du seuil. La conversion de la densité de photons S_0 en puissance optique P_{opt} se fait via la relation :

$$P_{opt} = \frac{1}{2\tau_c} \hbar\omega S_0 V \quad (3.20)$$

Avec V le volume du guide. Le facteur $\frac{1}{2}$ tient compte du fait que le champ sort des deux cotés du laser et que les réflectivités des miroirs sont considérées égales. Une simulation numérique des solutions stationnaires à partir de l'équation polynômiale 3.16 et de la relation 3.15 est présentée sur la figure 3.1. La densité de porteurs y est normalisée par rapport à sa valeur au seuil. Les paramètres utilisés pour la simulation sont récapitulés à la fin de cette partie dans le tableau 3.4.2.

La présence de la saturation du gain implique une augmentation régulière du nombre des porteurs au delà du seuil. La valeur de la densité de porteur normalisée au seuil n'est donc pas constante et égale à 1. Cependant, l'évolution est suffisamment faible pour considérer que les temps de vie radiatifs τ_r et non radiatifs τ_{nr} sont égaux à leur valeur au seuil.

La saturation de gain est moins visible sur la puissance optique. Pour commencer à observer une baisse de puissance, il est nécessaire d'augmenter la densité de photons, et donc le courant de pompe à des valeurs assez importantes (plusieurs dizaines de fois le seuil).

La contribution de l'émission spontanée est quant à elle responsable de la courbure au niveau du seuil. Avec cette approximation, la puissance optique émise est rigoureusement nulle pour des courants de pompe inférieurs au seuil et est linéaire au delà. Cette solution représente celle de Lamb.

3.3.2 Étude dynamique

De la même manière que pour le modèle atomique on va introduire de petites perturbations n et s aux solutions stationnaires N_0 et S_0 respectivement pour poser les densités de porteurs et de photons :

$$\begin{aligned} N &= N_0 + n \\ S &= S_0 + s \end{aligned}$$

La réinjection de ces densités dans le système formé par les équations d'évolution 3.10 et 3.14 permet, comme dans les parties précédentes d'obtenir les fréquences de relaxation et l'amortissement du laser en fonction du pompage.

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

$$\begin{aligned} G(N, S) &= v_g g_0 (N_0 + n - N_t) (1 - \epsilon(S_0 + s)) \\ &= G(N_0, S_0) + v_g g_0 (1 - \epsilon S_0) n - \epsilon v_g g_0 (N_0 - N_{th}) s \end{aligned} \quad (3.21)$$

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

$$G(N, S) = G_0 + G_n n + G_s s \quad (3.22)$$

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

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - \left(G_n S_0 + \frac{1}{\tau} \right) n - (G_s S_0 + G_0) s \quad (3.23a)$$

$$\frac{\partial s}{\partial t} = (\Gamma S_0 + n_{sp}) G_n n + \left((\Gamma S_0 + n_{sp}) G_s + \Gamma G_0 - \frac{1}{\tau_c} \right) s \quad (3.23b)$$

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

$$\frac{\partial n}{\partial t} = a n + b s \quad (3.24a)$$

$$\frac{\partial s}{\partial t} = c n + d s \quad (3.24b)$$

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

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

$$n = \frac{1}{c} \frac{\partial s}{\partial t} - \frac{d}{c} s \quad (3.25)$$

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

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{c} \frac{\partial^2 s}{\partial t^2} - \frac{d}{c} \frac{\partial s}{\partial t} \quad (3.26)$$

En reprenant ces deux expressions et en les remplaçant dans l'équation 3.24a, on aboutit à une équation différentielle du second degré pour s :

$$\frac{\partial^2 s}{\partial t^2} - (a + d) \frac{\partial s}{\partial t} + (ad - bc)s = 0 \quad (3.27)$$

Par analogie avec l'équation différentielle d'un oscillateur, on obtient l'expression de l'amortissement :

$$\Gamma_r = -\frac{a + d}{2} \quad (3.28)$$

et celle de la pulsation de relaxation ω_r :

$$\omega_r^2 = ad - bc - \Gamma_r^2 \quad (3.29)$$

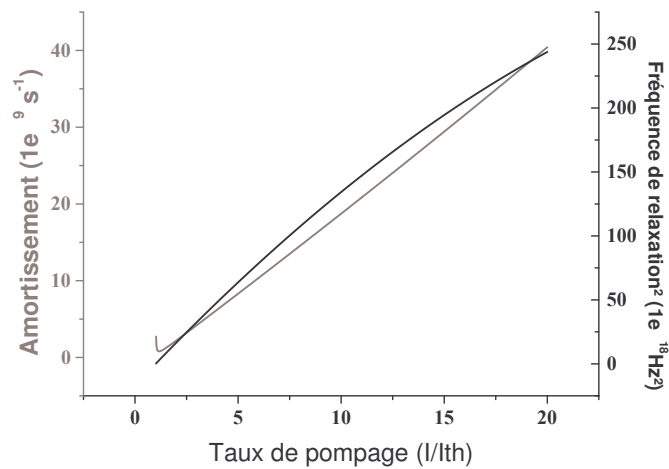


FIG. 3.2 – Modélisation numérique de l'amortissement et de la fréquence de relaxation d'un laser à semi-conducteurs

La figure 3.2 montre le résultat obtenu par la simulation numérique. On observe que l'amortissement diminue de façon très importante à mesure que le pompage augmente jusqu'à atteindre un minimum pour une valeur de pompage très légèrement supérieure au seuil ($\simeq 1,15 I_{th}$). L'évolution est ensuite quasiment linéaire au-delà du seuil. Le carré de la fréquence de relaxation n'évolue pas linéairement avec le courant pour de forts taux de pompage. Ceci est dû à la compression du gain qui implique une réduction de la puissance émise par rapport à la puissance de pompe.

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

$$\frac{\partial s}{\partial t} = (\Gamma S_0 + n_{sp})v_g g_0 n + \left(\Gamma v_g g_0 (N_0 - N_t) - \frac{1}{\tau_c} \right) s \quad (3.30)$$

en négligeant la contribution de l'émission spontanée n_{sp} dans la solution stationnaire 3.15, l'équation se simplifie en :

$$\frac{\partial s}{\partial t} = (\Gamma S_0 + n_{sp})v_g g_0 n \quad (3.31)$$

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

$$\frac{\partial^2 n}{\partial t^2} + \left(v_g g_0 S_0 + \frac{1}{\tau} \right) \frac{\partial n}{\partial t} + v_g^2 g_0^2 (N_0 - N_t) (\Gamma S_0 + n_{sp}) n = 0 \quad (3.32)$$

Ce qui permet de déduire le facteur d'amortissement Γ_r qui s'exprime, grâce à la solution stationnaire 3.17 :

$$\Gamma_r = \frac{1}{2} v_g g_0 \Gamma \tau \left(\frac{I}{q} - \frac{N_t}{\tau} \right) \quad (3.33)$$

On constate bien une évolution linéaire par rapport à l'intensité de pompage comme présentée sur le graphique 3.2.

De l'équation 3.32, on déduit aussi la pulsation de résonance ω_r . En utilisant le résultat de l'équation 3.14 dans le cas stationnaire, on a :

$$v_g g_0 (N_0 - N_t) (\Gamma S_0 + n_{sp}) = \frac{S_0}{\tau_c} \quad (3.34)$$

En utilisant le résultat 3.17, l'expression de la pulsation de résonance est donnée par :

$$\omega_r^2 = \Gamma v_g g_0 \left(\frac{I}{q} - \frac{N_t}{\tau} \right) - \frac{1}{4} v_g^2 g_0^2 \Gamma^2 \tau^2 \left(\frac{I}{q} - \frac{N_t}{\tau} \right)^2 - \frac{1}{\tau \tau_c} \quad (3.35)$$

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

3.4 Modélisation du bruit d'amplitude

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

3.4.1 Expression générale

La technique utilisée ici consiste une fois de plus à introduire les termes de Langevin dans le système d'équations d'évolution des perturbations. Pour cela, il suffit de reprendre le système 3.24 en y ajoutant les forces f_n et f_s associées au bruit des densités de porteurs et de photons respectivement. La transposition de ce système dans le domaine des fréquences aboutit au système simple :

$$(i\omega - a)n(\omega) - bs(\omega) = f_n(\omega) \quad (3.36a)$$

$$-cn(\omega) + (i\omega - d)s(\omega) = f_s(\omega) \quad (3.36b)$$

On obtient facilement de la seconde équation l'évolution spectrale de la perturbation des porteurs en fonction de celle des photons :

$$n(\omega) = \frac{(i\omega - d)s(\omega) - f_s(\omega)}{c} \quad (3.37)$$

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

$$s(\omega) = \frac{(i\omega - a)f_s(\omega) + cf_n(\omega)}{(i\omega - a)(i\omega - d) - bc} \quad (3.38)$$

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

$$\langle |s(\omega)|^2 \rangle = \frac{(\omega^2 + a^2) \langle |f_s(\omega)|^2 \rangle + c^2 \langle |f_n(\omega)|^2 \rangle + 2ac \langle f_n(\omega)f_s(\omega) \rangle}{(-\omega^2 + ad - bc)^2 + \omega^2(a + d)^2} \quad (3.39)$$

En utilisant les relations 3.33 et 3.35, le dénominateur prend la forme générale déjà décrite dans les parties consacrées aux comparaisons des modèles lasers en fonction du nombre de niveaux à savoir :

$$\langle |s(\omega)|^2 \rangle = \frac{(\omega^2 + a^2) \langle |f_s(\omega)|^2 \rangle + c^2 \langle |f_n(\omega)|^2 \rangle + 2ac \langle f_n(\omega)f_s(\omega) \rangle}{[\omega^2 - (\omega_T^2 + \Gamma_T^2)]^2 + 4\omega^2\Gamma_T^2} \quad (3.40)$$

3.4.2 Forces de Langevin

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

$$\langle f_i(t) \rangle = 0 \quad (3.41a)$$

$$\langle f_i(t)f_j(t') \rangle = 2D_{ij}\delta_{ij} \quad (3.41b)$$

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

Le cas du laser est assez similaire. Si aucun phénomène ne tend la grandeur observée à se stabiliser à une valeur donnée, on peut avoir une variation non négligeable de ce paramètre. C'est le cas pour la phase qui, sur un temps assez court peut être déterminée, mais qui, soumise à des perturbations provenant de l'émission spontanée diffuse petit à petit. Après un temps suffisamment long, la phase à un instant donné est totalement indépendante de la valeur de la phase initiale. Ce phénomène est à l'origine de l'élargissement de la raie laser.

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

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

L'expression des moments de Langevin d'un système peut s'obtenir à partir des équations d'évolution 3.10 et 3.14 en exprimant les coefficients de diffusion D_{ij} . Ils peuvent aussi être obtenus à partir d'argument physique. Leur expression explicite est dans le cas présent :

$$D_{N,N} = R_{sp}S_0 + \frac{N_0}{\tau} \quad (3.42)$$

$$D_{S,S} = R_{sp}S_0 \quad (3.43)$$

$$D_{N,S} = -R_{sp}S_0 \quad (3.44)$$

$$(3.45)$$

En regroupant les derniers résultats avec l'expression générale 3.40, l'expression du bruit d'intensité $RIN(\omega)$ d'un laser à semi-conducteur est :

$$RIN(\omega) = \frac{\langle |s(\omega)|^2 \rangle}{S_0^2} = 2 \frac{R_{sp}}{S_0} \frac{\omega^2 + [G_n S_0 + \frac{1}{\tau} + G_n (n_{sp} + \Gamma S_0)]^2 + \frac{(\Gamma S_0 + n_{sp})^2 G_n^2 N_0}{R_{sp} \tau S_0}}{[\omega^2 - (\omega_r^2 + \Gamma_r^2)]^2 + 4\omega^2 \Gamma_r^2} \quad (3.46)$$

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

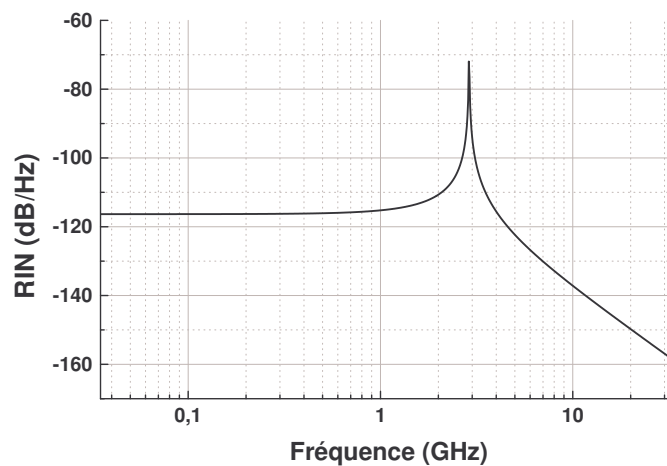


FIG. 3.3 – Simulation du RIN d'un laser à semi-conducteur

Le graphique 3.3 représente une simulation numérique du RIN d'un laser à semi-conducteur à 1,5 fois le seuil. Pour ce taux de pompage, la fréquence de résonance f_r et l'amortissement sont égaux à :

$$\begin{aligned} f_r &= 2,88 \text{ GHz} \\ \frac{1}{\Gamma_t} &= 0,807 \text{ ns} \end{aligned}$$

La pulsation de résonance ω_{res} apparaissant dans l'équation 3.46 ne correspond pas à la relaxation ω_r comme il est généralement admis, mais est légèrement supérieure. L'écart Δf entre ces deux fréquences atteint la valeur dans l'exemple précédents :

$$\Delta f = \frac{1}{2\pi} (\omega_{res} - \omega_r) \simeq \frac{\Gamma_r^2}{4\pi\omega_r} \quad (3.47)$$

$$= 6,75 \text{ MHz} \quad (3.48)$$

La figure 3.4 illustre cet écart en représentant la différence entre la fréquence pour laquelle le RIN est le plus élevé et la fréquence de relaxation en fonction du taux de pompage. L'évolution est très importante au voisinage du seuil pour atteindre une valeur minimum

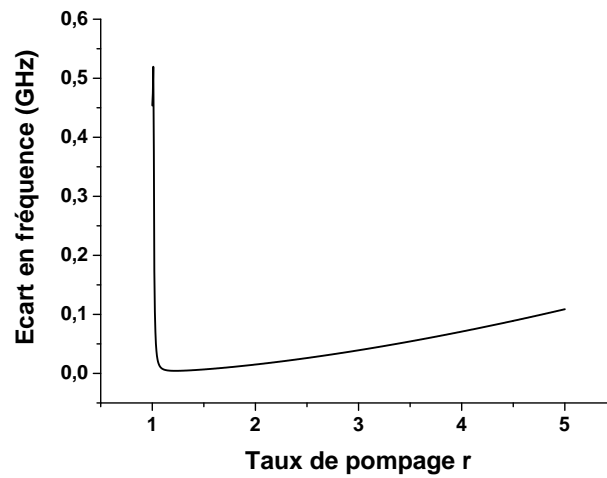


FIG. 3.4 – Ecart entre la fréquence de relaxation et la fréquence pour laquelle le RIN est maximum en fonction du taux de pompage

un peu au delà du seuil (1,22 fois le seuil dans le cas présent). L'écart entre les deux fréquences est alors d'environ 4,4 MHz. Au delà de ce minimum, les deux fréquences dont de plus en plus différentes. La fréquence pour laquelle le RIN est le maximum est toujours plus élevée que la fréquence de relaxation. Cet écart atteint presque 1,36 % de la fréquence de relaxation pour un taux de pompage de 5.

variable	symbole	valeur
Longueur d'onde Laser	λ_l	1550 nm
Longueur de la cavité	L	250 μm
Largeur du guide	w	2 μm
Épaisseur du guide	d	0,2 μm
Facteur de confinement	Γ	0,3
Indice de réfraction	μ	4
Indice de groupe	$\bar{\mu}$	3,54
Densité de porteurs à la transparence	n_t	1,4e24 m^{-3}
Constante de gain	a	$7 \cdot 10^{-20} m^2$
Coefficient de saturation	ϵ	$2,5 \cdot 10^{-7}$
Coefficient d'émission spontanée	n_{sp}	1,43
coefficient de recombinaison non radiatif	A	$2,7 \cdot 10^6 s^{-1}$
Coefficient de recombinaison radiatif	B	$1 \cdot 10^{-17} m^{-3} s^{-1}$
Coefficient Auger	C	$7 \cdot 10^{-41} m^{-6} s^{-1}$

TAB. 3.1 – Paramètre de simulation d'un laser a semi-conducteurs

Conclusion

A partir d'un modèle simple décrivant les équations d'évolutions d'un laser à semi-conducteurs monomode ou plus généralement des lasers à deux, trois et quatre niveaux, les solutions stationnaires du laser ont été données ainsi que l'expression de la fréquence de relaxation et de l'amortissement. Le modèle a permis d'exprimer le bruit d'amplitude de lasers considéré monomode. Il est encore possible de compléter le modèle afin notamment de prendre en compte des effets de bruit basses fréquences en introduisant un terme de Langevin uniquement sur la densité de porteurs dans le cas des semi-conducteur. Il a aussi été démontré que l'aspect multimode du laser peut influencer de façon non négligeable le bruit basse fréquence du laser.

L'aspect multimode peut aussi jouer un grand rôle via le bruit de partition de mode. En effet, le laser pouvant être un milieu à gain homogène, l'ensemble des modes puisent alors leur énergie dans un réservoir commun. À partir de cette considération, une augmentation de puissance sur un mode peut avoir lieu tandis que celle d'un autre diminue. On peut ainsi observer des modes très bruités pris séparément tandis que le bruit total reste relativement faible. Ce phénomène peu devenir gênant à partir du moment où on ne détecte pas l'ensemble des modes.

Le modèle présenté ici suffit à modéliser la plupart des lasers monomodes que nous

avons caractérisés. Le design de ces lasers, des DFB pour la plupart, permet de les considérer monomodes.

Deuxième partie

Expérimentation

Chapitre 4

La détection optique

L'étude du bruit d'amplitude, comme toute étude de champs électro-magnétiques passe par l'utilisation d'un détecteur optique. L'étude des propriétés de cet élément est indispensable afin de savoir exactement comment mesurer les variations d'amplitude du champ optique.

Le détecteur optique est un composant essentiel en physique car il permet de générer un signal électrique mesurable à partir d'un champ électromagnétique qui ne peut être mesuré directement. L'œil fonctionne sur le même principe : l'œil transforme la lumière en signal électrique qui sera par la suite interprété par le cerveau. L'avantage est de pouvoir utiliser toutes les avancées techniques liées à l'électronique afin de les appliquer au traitement de tels signaux.

Le phénomène permettant cette transduction est appelé *effet photoélectrique*. Nous verrons le principe de cet effet, mais aussi ces limitations. En effet, certaines propriétés des matériaux sont requises en fonction du champ électromagnétique à détecter. La transformation du signal optique en électrique s'accompagne de différentes dégradations qui seront présentées. Nous verrons comment il est possible de "travailler" le signal afin d'en extraire le plus d'informations possible par l'ajout d'amplificateur.

Le principe de la détection n'est pas de mesurer directement les propriétés du champ électromagnétique, mais de transformer une information portée par celui-ci en signal électrique, les technologies actuelles ne nous permettant pas d'autres solutions.

Cette "traduction" s'accompagne d'une perte importante de l'information portée par le signal optique. Un champ électromagnétique possède plusieurs caractéristiques essentielles. Le champ le plus simple est une onde possédant une fréquence, une amplitude, une polarisation, une phase, une longueur de cohérence... Elle peut aussi être associée à un mode de propagation représentant la répartition spatiale de l'énergie. Malheureusement, l'effet photoélectrique n'est uniquement capable de transcrire un seul de ces nombreux paramètres : l'intensité du champ. Il est cependant possible d'étudier les autres grandeurs, mais pour cela, il est nécessaire d'introduire des systèmes optiques (lames d'onde, interféromètres, polariseurs...) permettant de transcrire les variations de ces paramètres en va-

riations d'amplitude afin de pouvoir y appliquer l'effet photoélectrique.

4.1 Le détecteur

La découverte de l'effet photoélectrique par Hertz en 1887, et expliqué plus tard par Einstein en se basant et en approfondissant les travaux de Planck au début du siècle dernier a mené à la naissance du photon quelques années plus tard. Sans cette découverte, nous serions non seulement condamnés à utiliser le seul détecteur optique que la nature a bien voulu nous doter : l'œil.

L'effet photoélectrique traduit les propriétés qu'ont certains matériaux (généralement les métaux) à émettre des électrons. Pour créer un détecteur à partir de ce phénomène, il "suffit" d'utiliser ces électrons en les faisant circuler générant ainsi un courant électrique. Deux problèmes se posent alors : quels sont les caractéristiques requises pour avoir l'effet photoélectrique dans un matériau et comment faire circuler les électrons ainsi produits ?

4.1.1 Le principe photoélectrique

Considérons un matériau éclairé par un flux de photons. Plusieurs phénomènes peuvent se présenter dépendant à la fois de la nature du matériau et de l'énergie du photon.

Si un photon ne rencontre aucune particule, il traversera alors le matériau. S'il rencontre un nucléon, l'énergie du photon sera transmise à ce dernier sous forme de vibration, ce qui participera à une augmentation de la température du milieu. Étant donné la taille des nucléons, ces rencontres sont peu probables. Il se peut par contre que le photon entre "en contact" avec un électron. Plusieurs schémas sont alors possibles. Si l'énergie du photon, liée à la fréquence de l'onde électromagnétique associée, correspond à l'écart en énergie entre deux niveaux électroniques, alors l'énergie du photon est transmise à l'électron. Les électrons sur les orbitales externes sont ceux vers qui les probabilités de collisions sont les plus grandes. Ils peuvent alors passer de la bande de valence à la bande de conduction dans le cas de matériaux conducteurs. Si l'atome se situe en surface, l'électron lié à l'atome peut même se trouver éjecté du matériau. Un électron peut aussi voir son énergie augmenter sans changer de bande. Il redescendra alors à son état premier en cédant l'énergie correspondante au matériau sous forme de chaleur. Il se peut aussi que l'énergie transportée par le photon ne corresponde pas à une transition énergétique. Dans ce dernier cas, le photon ne sera pas absorbé par les électrons et pourra traverser le matériau.

Le détecteur doit favoriser l'absorption des photons, il est donc nécessaire de choisir le matériau en fonction de la lumière à étudier. Pour cela, on préfère travailler avec des matériaux à semi-conducteur d'une part parce que les niveaux d'énergies possibles sont des bandes de conduction et de valence et d'autre part parce qu'on peut contrôler le remplissage de la bande de conduction et donc la probabilité de transition. En associant plusieurs d'entre eux, il est aussi possible de modifier l'écart en énergie entre les deux bandes. Ces matériaux permettent donc de "construire" le matériau adapté aux longueurs d'ondes étudiées.

4.1.2 Le détecteur idéal

Le principe de la photodiode a déjà été présenté dans la partie 3.1.3. Nous ne reviendrons pas sur le principe. L'important à retenir est que la jonction PIN polarisée permet de faire circuler les électrons de conduction créés lors de la collision entre les photons et les électrons de valence.

Soit ν la longueur d'onde des photons incidents sur le détecteur. Soit N le nombre de photons incidents pendant une unité de temps (1 s), la puissance énergétique P_{opt} transmise par l'onde est donc :

$$P_{opt} = Nh\nu \quad (4.1)$$

avec h la constante de Planck. En supposant que tous les photons sont absorbés et transformés en électrons de conduction (appelés aussi photo-électrons), le détecteur génère alors un courant I_{opt} :

$$I_{opt} = Nq \quad (4.2)$$

avec q la charge de l'électron. On peut réécrire cette expression sous la forme :

$$I_{opt} = \frac{q}{h\nu} P_{opt} \quad (4.3)$$

Cette dernière expression montre que, connaissant le photo-courant I_{opt} , on peut déterminer la valeur de la puissance optique incidente P_{opt} .

4.1.3 Le détecteur réel

Nous avons déjà vu précédemment que si la fréquence de l'onde incidente est trop faible et donc l'énergie de chaque photon est insuffisante pour permettre aux électrons de la bande de valence de passer en conduction, alors aucun photo-courant n'est produit, et ce quelque soit la puissance de l'onde électromagnétique incidente. C'est ce phénomène qui a suggéré la notion de quantum d'énergie optique. Cependant, la transition n'est pas brutale entre les photons non détectés et ceux qui génèrent des électrons.

Efficacité quantique

Pour que des photo-électrons soient créés, il est nécessaire de disposer d'électrons sur la bande de valence et d'une place vide, un trou, dans la bande de conduction. La probabilité de transition est proportionnelle au facteur de remplissage des deux bandes. Un matériau qui absorberait des photons quand sa bande de conduction serait vide d'électron peut devenir transparent si on la remplit d'une autre façon. De plus, pour un matériau dans une configuration donnée, les probabilités de transition ne sont pas égales quelque soit l'énergie de transition donnée. Chaque niveau d'énergie n'accepte qu'une quantité donnée d'électrons. Enfin, le remplissage des deux bandes ne se fait pas de façon uniforme. Pour toutes ces raisons, la probabilité de générer un électron pour un photon incident n'est pas

uniforme en fonction de la longueur d'onde incidente. On introduit alors la notion d'efficacité quantique $\eta(\nu)$ permettant de connaître le courant créé en fonction de la longueur d'onde. On peut aussi rencontrer la notion de rendement $r = \frac{\eta(\nu)q}{h\nu}$ en $[A.W^{-1}]$.

Le courant produit peut donc s'écrire :

$$I_{opt} = \frac{\eta(\nu)q}{h\nu} P_{opt} \quad (4.4)$$

Courant d'obscurité

La répartition des électrons dans les bandes électroniques est telle qu'à une température égale au zéro absolu, aucun électron ne vient peupler la bande de conduction. Par contre, à température ambiante, l'énergie liée à l'agitation thermique permet à quelques électrons de passer en bande de conduction. Le détecteur photo-électrique étant une jonction d'au moins deux semi-conducteurs soumis à une différence de potentiel, une partie des électrons ainsi créée va circuler et générer un courant électrique, même en l'absence de photons incidents : le courant d'obscurité i_{obs} .

L'expression du photo-courant va ainsi être complétée en

$$I_{opt} = \eta(\nu)P_{opt} + i_{obs} \quad (4.5)$$

Saturation

Comme il a déjà été dit précédemment, la probabilité d'absorber un photon pour générer un électron dépend du nombre de places libres dans la bande de conduction et d'électrons dans la bande de valence. Si sous un faible flux de photons, on peut considérer la bande de conduction quasiment vide, ce n'est plus le cas pour de fortes puissances lumineuses. Lorsque le nombre de photons absorbés devient important, les électrons dans la bande de conduction n'ont plus le temps de circuler alors que d'autres photons arrivent. Le nombre de places alors disponibles en conduction diminue et par là même, la probabilité d'absorption. Il s'en suit une diminution de l'efficacité quantique η pour de fortes puissances optiques : c'est la saturation du détecteur.

Fréquence de coupure

Un détecteur est une diode et peut être modélisé comme telle dans un circuit électrique. Il possède une fréquence de coupure qui détermine la vitesse maximale des fluctuations de courant qui seront générées en fonction des variations de puissance. Cette fréquence est principalement déterminée par les dimensions géométriques de la structure : plus la surface de détection est grande et plus cette fréquence est faible. Pour pouvoir "travailler vite", il est donc intéressant d'avoir une surface la plus faible possible. Par contre plus la surface est petite, et plus l'énergie optique doit être concentrée. La densité de puissance pour saturer le détecteur restant la même, la puissance de saturation d'un petit détecteur est plus faible que celle d'un détecteur ayant une grande surface.

4.2 Le bruit lié à la détection

Un des buts de cette thèse est de réaliser un banc de mesure de bruit d'amplitude sur une large gamme de fréquence. Le but du détecteur est donc de traduire les variations de puissance optique en variation de courant qui sera ensuite analysée. Malheureusement, le détecteur lui-même va générer un bruit supplémentaire lors de la photo-détection. Il est nécessaire de bien comprendre leur mécanisme de création afin de pouvoir les estimer, et même s'en affranchir totalement.

4.2.1 Le bruit thermique

Nous avons vu qu'à température ambiante, le matériau à semi-conducteur possède quelques électrons en bande de conduction qui sont responsables du courant d'obscurité. Ce composant est inclus à l'intérieur d'un circuit électrique fermé permettant la circulation du courant. Le reste du dispositif est constitué de matériau conducteur. Dans ce type de matériau, la bande de conduction est en permanence occupée par des électrons. Ces derniers sans courant électrique, en première approximation sont immobiles. En y regardant de plus près, les atomes et les électrons sont en constante vibration autour de leur position d'équilibre à cause de l'agitation thermique du milieu. Les électrons de conduction, peu liés aux atomes, se déplacent alors de façon "anarchique".

Tous les électrons se déplacent dans des directions aléatoires. Le déplacement moyen de l'ensemble des électrons est donc nul, cependant localement, il existe un déplacement. La valeur moyenne du courant associé est nulle, par contre la valeur du courant local ne l'est pas : c'est le bruit thermique. Plus la température est élevée et plus les électrons sont agités : le bruit augmente.

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

$$\langle i_{Bth}^2 \rangle = 4 \frac{k_B T B}{R} \quad (4.6)$$

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

$$N_{Bth} = 4k_B T B \quad (4.7)$$

Les fluctuations sont telles que le bruit thermique est blanc : la puissance de ce bruit est répartie uniformément sur toutes les fréquences.

Un des points importants est que ce bruit aussi appelé bruit de JOHNSON-NYQUIST [22,23] ne dépend que du comportement des électrons des milieux conducteurs et est donc totalement indépendant du signal optique reçu sur le détecteur. Il peut donc être mesuré seul. Il dépend cependant des différents appareils, notamment pré-amplificateur et amplificateur présents le long de la chaîne de détection.

4.2.2 Le bruit de grenaille

La génération de paires électron-trou lorsque la diode est soumise à un éclairage est un processus totalement aléatoire. De plus les particules que sont les électrons et les trous sont chargées d'un quantum d'énergie q . Il est résulte que même en considérant un flux optique constant, le nombre de charge créée varie de façon aléatoire autour d'une valeur moyenne selon un processus de POISSON pur. Cette valeur moyenne détermine le courant moyen I traversant la structure. Le bruit associé à la génération des charges va dépendre directement du nombre moyen de charges créées. La densité spectrale de puissance N_{sn} associée à ces variations est donnée par¹ :

$$N_{sn} = R \langle i_{sn}^2 \rangle = 2qRI \quad (4.8)$$

Ce bruit dû à la création aléatoire de charges électriques constituant le courant est appelé bruit de grenaille ou shot noise. Les variations de courant décrites ci-dessus sont valables dans le cas où l'intensité optique incidente sur la diode est constante. Dans le cas contraire, les variations de courant ne suivent plus un processus de POISSON pur mais composé, dont l'écart quadratique est toujours supérieur à celui du cas du processus pur. La contribution supplémentaire de bruit est généralement appelée bruit en excès et est due aux variations du flux optique.

Contrairement au bruit thermique, le bruit de grenaille varie avec le photo-courant généré et donc est fonction de la puissance optique arrivant sur le détecteur. Le point à retenir est que la variation de la densité spectrale de bruit de grenaille est linéaire en fonction de la puissance optique détectée.

4.2.3 le bruit en 1/f

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

¹cf. annexe

4.3 Le bruit électronique post-détection

Nous avons vu qu'il était possible de mesurer la puissance optique via le courant généré par une photodiode. Cependant, le signal issu d'un tel dispositif peut être trop faible pour être étudié de façon confortable. Il est cependant possible d'augmenter la puissance du signal électrique en ajoutant au système de détection des amplificateurs électriques. Cependant l'emploi d'un tel dispositif s'accompagne d'inconvénients non négligeables, qui peuvent rendre leur utilisation plus dommageable qu'efficace.

4.3.1 Le bruit thermique des appareils

Comme il a déjà été montré précédemment, l'emploi de conducteur suffit à la génération de bruit thermique dont la puissance est directement liée à la température du matériau. Cependant, dans le cas de composants électroniques plus "évolués" tels que des transistors, le bruit thermique est généralement supérieur à celui de simples conducteurs. On introduit alors la notion de température équivalente, en Kelvin, permettant d'utiliser la formulation 4.7 à ce même type de composant. Chaque fois qu'un amplificateur sera utilisé suite à la détection du signal, la valeur de bruit thermique s'en trouvera augmentée. Il est donc nécessaire de faire attention à ne pas employer n'importe quel système d'amplification sous peine de noyer le signal dans le bruit thermique, ce qui le rendrait tout bonnement inutilisable.

4.3.2 Le bruit suite à une amplification

Chaque fois qu'un amplificateur est utilisé, il va amplifier le signal mais aussi le bruit en entrée, ne faisant pas la différence, et va y ajouter son propre bruit thermique. Le bruit en sortie sera donc plus important que la simple augmentation du bruit en entrée due au gain de la structure. Il est assez facile de caractériser la dégradation du signal. Pour cela on utilise le rapport signal à bruit et on observe son évolution à travers les différents étages d'amplification.

Soit S_{in} le signal en entrée du système et N_{in} le bruit. Soit G_i les gains des différents étages amplificateurs. En sortie du premier amplificateur, le signal S_{in} est amplifié de la valeur du gain G_1 , tout comme le bruit N_{in} . A ce terme de bruit d'ajoute le bruit de l'amplificateur. Sans ce dernier terme, le rapport signal à bruit en sortie serait égal à celui en entrée. On définit alors le facteur de bruit F_i d'un amplificateur comme étant le rapport des deux :

$$F_i = \frac{\frac{S_{in}}{N_{in}}}{\frac{S_{out}}{N_{out}}} \quad (4.9)$$

F_i est donc supérieur ou égal (dans le cas idéal) à 1. On obtient alors assez facilement le bruit en sortie par rapport à celui en entrée :

$$N_{out} = F_i G_i N_{in} \quad (4.10)$$

On peut encore écrire que l'amplificateur ajoute le bruit $(F_i - 1)G_i N_{in}$.

Au terme d'une chaîne de n amplifications par exemple, on obtient l'expression suivante pour le facteur de bruit de l'ensemble de la chaîne :

$$F = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} + \frac{F_3 - 1}{G_1 G_2} + \dots + \frac{F_n - 1}{G_1 G_2 \dots G_{n-1}} \quad (4.11)$$

Le facteur de bruit de la chaîne d'amplification dépendra donc principalement du facteur de bruit du premier amplificateur, les facteurs de bruit des suivants étant divisés par le gain des amplificateurs des précédents.

Pour ne pas dégrader le signal de façon trop importante, il est donc indispensable de bien choisir le premier amplificateur. Il est généralement appelé préamplificateur, car son rôle est double : amplifier mais surtout éviter la dégradation du rapport signal à bruit. On le choisira donc davantage en fonction de son facteur de bruit que de son gain.

Conclusion

Ce chapitre a permis de mieux discerner les propriétés des détecteurs et des amplificateurs, en particulier vis à vis des différents termes de bruit. L'expérience de mesure de bruit d'amplitude consiste à mesurer des fluctuations très faibles de la puissance optique. Ce que nous considérerons comme signal est en effet le bruit d'amplitude optique et donc est par définition très faible. Pour donner un exemple un RIN de $100 \text{ dB} \cdot \text{Hz}^{-1}$ qui est déjà une valeur élevée correspond à une variation de l'ordre de 0.001 % de la puissance optique.

La puissance optique est transformée en courant électrique auquel vont se rajouter les différents bruits thermiques et le bruit de grenaille. Il est donc indispensable de bien dimensionner le détecteur formé de la photodiode et des étages d'amplification.

La photodiode sera choisie de façon à permettre l'étude du bruit d'amplitude sur une gamme de fréquences adaptées aux composants étudiés à savoir les lasers. Nous avons vu dans la partie modélisation que la fréquence de relaxation d'un laser est proche de celle où le bruit d'amplitude est maximum. Or si cette fréquence ne dépasse pas le Mégahertz dans le cadre de lasers solides, elle dépasse allègrement le Gigahertz pour les lasers à semi-conducteurs, même pour de faibles taux de pompage.

L'inconvénient de prendre un système de détection à très large bande est de devoir prendre des amplificateurs ayant des facteurs de bruit plus importants que ceux nécessaires pour des bandes plus étroites.

Dans un premier temps, nous avons utilisé une photodiode PIN de 2,5 GHz de bande passante associée à un amplificateur de bande passante 100 KHz - 3 GHz. La diode possède un courant maximum de 2 mA ce qui permet de travailler avec des signaux de quelques milliwatt mais guère plus. Nous verrons par la suite quelle importance a la puissance maximale sur la qualité de la mesure. L'amplificateur dispose quant à lui d'un gain de 32 dB tout en conservant un rapport signal à bruit très faible (1,2). La platitude de la courbe de gain est inférieure à 1 dB sur l'ensemble de la bande utilisable. L'ensemble de ces propriétés nous permet d'avoir un système d'amplification efficace sans une dégradation trop importante du signal étudié.

Afin de pouvoir augmenter la plage d'étude, notamment pour étudier les lasers à semi-conducteur, nous avons utilisé ensuite deux autres détecteurs, l'un permettant de travailler dans la bande 100 KHz-10 GHz et l'autre permettant de travailler jusqu'à 20 GHz. Ces deux derniers détecteurs sont conçus autour d'une photodiode PIN à laquelle un préamplificateur est associé. Un second étage d'amplification différent pour les deux détecteurs complète le dispositif.

Chapitre 5

Banc de mesure

Le chapitre précédent nous a permis d'identifier les principaux problèmes qui peuvent être rencontrés lors de la mesure de très faibles signaux. En effet, ceux-ci peuvent se trouver noyés dans le bruit thermique si les composants formant le système de détection sont mal choisis. Nous avons vu aussi la présence du bruit de grenaille lié à la génération de paires électron-trou au niveau de la diode de détection.

Dans le chapitre qui va suivre, nous allons définir le bruit d'amplitude. Les différentes techniques pour le mesurer seront présentées. La technique améliorée développée au laboratoire sera détaillée. Enfin, l'utilisation de ce banc de mesure de bruit d'amplitude pourra par la suite permettre aussi une étude du bruit de fréquence comme le montrera la dernière partie.

5.1 Le principe de mesure du bruit d'amplitude

Le bruit d'amplitude d'un laser représente les variations de la puissance optique de ce dernier. L'émission de la lumière par le processus laser dépend du mécanisme d'émission laser, dont le terme source est l'émission spontanée à l'intérieur même du milieu amplificateur. Ce processus de création des photons sources étant totalement aléatoire, il s'en suivra des répercussions sur le signal optique émis. Les propriétés du milieu amplificateur, l'amplification laser ainsi que la cavité optique vont modifier la répartition spectrale de la puissance du bruit d'émission spontanée. Grâce à ces modifications, la densité spectrale de puissance du bruit d'amplitude du signal optique possédera quelques caractéristiques qui permettront de remonter jusqu'à certaines propriétés du laser.

5.1.1 La composition du signal électrique

Le photo-courant généré lors de l'absorption des photons incidents permet d'avoir une image électrique de la puissance optique incidente. L'information transportée par le champ électromagnétique, et en particulier ses fluctuations, se trouvent donc converties en signal électrique de façon quasi linéaire. L'étude des variations du courant doit donc permettre celles de la puissance optique en sortie du laser. Cependant, nous avons vu que cette traduction du domaine optique vers l'électrique s'accompagne de l'ajout d'autre bruit parasite.

Dans la suite de ce chapitre, l'étude du bruit ne se fera plus en parlant de "variations", ce terme étant relativement peu porteur d'information. Les paramètres intéressants qui peuvent en être retirés sont la variance (la moyenne de chacun des différents bruits étant nulle), et la statistique associée. On préférera travailler avec les densités spectrales de puissance permettant d'étudier la répartition du bruit en fonction de la fréquence. En effet, parmi l'infinité de fréquences composant le bruit étudié, certaines d'entre elles se verront attribuer plus de puissance que d'autres. C'est de cette répartition de puissance que nous tirerons les informations permettant d'étudier la structure du laser via son rayonnement.

Nous appellerons N_{tot} la densité totale du bruit électrique. Nous avons vu que la puissance optique était convertie en signal électrique. Il existe donc une contribution N_{RIN} de la densité spectrale de bruit qui est totalement induite par les variations propres du champ optique incident.

La présentation des différents bruits nous a permis d'identifier le bruit thermique comme ayant pour origine des phénomènes indépendant du signal optique. La densité spectrale de bruit correspondante N_{Bth} est donc elle aussi présente dans le signal électrique étudié. Comme il a déjà été vu, la particularité de ce bruit est d'être indépendant de la puissance optique reçue. Par contre chaque composant électrique faisant partie de la chaîne de détection peut modifier sa valeur.

Enfin, la dernière contribution qui sera considérée sera celle induite durant la génération des porteurs lors de la détection. Le bruit de grenaille N_{Shot} , contrairement au bruit

thermique, est fonction du photo-courant moyen créé. Sa valeur dépend donc indirectement de la puissance optique reçue sur le détecteur.

Aucun de ces bruits n'étant corrélé, le bruit total détecté N_{tot} est formé par la contribution linéaire des ces trois termes :

$$N_{tot} = N_{Bth} + N_{Shot} + N_{RIN} \quad (5.1)$$

Le signal étudié est donc constitué de ces trois termes. Malheureusement seul le dernier est porteur d'informations relatives au bruit d'amplitude du champ optique.

5.1.2 L'élimination des bruits indésirables

La connaissance du comportement des différents bruits va nous renseigner sur la technique à utiliser afin de s'affranchir des bruits indésirables sur le signal électrique.

Le bruit thermique

Le bruit thermique est le plus simple à éliminer. En effet, ce terme est indépendant du flux optique. Il est donc présent en l'absence de celui-ci. De plus, on peut considérer que sa densité spectrale de puissance reste identique une fois la photodiode éclairée. Pour l'éliminer, il suffit donc de mesurer la densité spectrale de puissance en l'absence de signal lumineux, qui sera ensuite retranchée à la mesure effectuée en présence de flux optique.

Si ce terme semble facile à éliminer, il n'en reste pas moins un des plus importants. Étant toujours présent dans les mesures, il va déterminer la sensibilité de notre banc. Le signal électrique total étudié est la somme du bruit thermique et de bruits dont les origines sont liées au flux lumineux. Si ces derniers ont des contributions trop faibles, elles seront masquées par le bruit thermique. De sa valeur dépend la densité spectrale minimum détectable.

Le but du système de détection, et notamment des amplificateurs, est d'augmenter la valeur des signaux électriques sans augmenter de façon trop importante le niveau de bruit thermique. Par exemple, un amplificateur présentant un gain de 30 dB peut induire une augmentation du bruit thermique de 10 dB. On a donc une amélioration du rapport signal à bruit réduite à 20 dB. Le choix d'un composant dépend donc tout autant de sa capacité à générer peu de bruit qu'à son facteur d'amplification¹.

Il est donc possible d'estimer la seule contribution des densités spectrales des bruits d'amplitude et de grenaille uniquement dus à la présence du flux optique par une simple soustraction de signaux.

Le bruit de grenaille

L'estimation du bruit de grenaille ne peut se faire qu'en présence de flux optique car c'est la création même des charges lors de l'absorption des photons qui l'engendre. Elle ne

¹Pour plus de détails, se reporter à l'annexe correspondant à une chaîne d'amplificateurs

peut donc pas être estimée en l'absence du bruit électrique correspondant au bruit d'amplitude du champ optique.

Par contre, son évolution en fonction de l'intensité est linéaire². Cette remarque n'est toutefois valable que si le détecteur lui-même est linéaire et ne présente pas l'effet de saturation déjà discuté. Sa densité spectrale N_{sn} s'exprime en fonction du photocourant I :

$$N_{sn} = 2qRI \quad (5.2)$$

avec R la résistance de charge du détecteur. Plusieurs techniques peuvent être utilisées afin d'estimer la contribution de ce bruit de grenaille. C'est d'ailleurs par ces méthodes que vont se différencier les expériences sur la mesure du bruit d'amplitude.

Disons pour le moment qu'il existe trois grands principes permettant d'estimer la valeur de contribution à densité spectrale du bruit due au Bruit de grenaille seul.

Ce bruit de statistique poissonienne représente généralement la limite théorique d'un laser continu. Il existe cependant des techniques [24–27] notamment de pompage régulier qui permettent d'atteindre des régimes d'émission de photons particulier permettant de réduire le bruit d'amplitude en deçà de celle du bruit de grenaille. Ce Phénomène de compression de bruit est appelé état comprimé (Squeezed states).

Le bruit d'amplitude

C'est cette contribution et seulement celle-ci qui doit être déterminée in fine. Comme il a déjà été signalé précédemment, elle caractérise les fluctuations ΔP de la puissance optique du flux. $\langle \Delta P^2 \rangle$ représente la valeur moyenne de l'écart à l'intensité optique moyenne, élevé au carré. La normalisation par rapport à la puissance optique moyenne $\langle P_{opt} \rangle$ forme le bruit d'amplitude relatif ou RIN (Relative Intensity Noise) par la relation :

$$RIN = \frac{\langle \Delta P^2 \rangle}{\langle P_{opt} \rangle^2} \quad (5.3)$$

Cette grandeur, sans unité, peut cependant s'exprimer de décibel par hertz, la mesure se faisant par unité de fréquence. On obtient ainsi une évolution spectrale du bruit d'intensité, caractéristique du laser.

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

$$RIN = \frac{N_{RIN}}{\langle P_{elec} \rangle} \quad (5.4)$$

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

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

²cf. annexe

Cette dernière définition du RIN sera utilisée par la suite, car elle est plus adaptée aux mesures expérimentales, faites dans le domaine électrique. Il ne faut cependant pas oublier que ces grandeurs sont relatives à des signaux optiques. En utilisant l'expression de la puissance électrique moyenne $\langle P_{elec} \rangle$ en fonction du courant électrique moyen I , le RIN exprimé en $[dB.Hz^{-1}]$ permet d'obtenir l'expression de la densité spectrale de puissance associée N_{RIN} :

$$N_{RIN} = RI^2 10^{\frac{RIN}{10}} \quad (5.5)$$

Il ne faut pas confondre les différentes unités de mesure que l'on peut rencontrer lorsqu'on étudie le bruit d'amplitude. Il ne s'agit pas de la mesure de puissance, mais d'un rapport de puissance. Ainsi, les unités de puissance sont réservées aux densités spectrales de puissance exprimées en $[dBm.Hz^{-1}]$.

On peut cependant avoir affaire à deux unités différentes traitant toutes deux du bruit d'amplitude. La première, que nous utiliserons dans la suite du manuscrit se déduit de la façon dont le bruit d'amplitude est mesuré. En divisant la densité spectrale de puissance, exprimée en $[dBm.Hz^{-1}]$ par la puissance électrique moyenne en $[dBm]$, on obtient naturellement un RIN exprimé en $[dB.Hz^{-1}]$.

La seconde notation se rapproche des grandeurs optiques. Ainsi, la définition prise dans ce cas est [28] :

$$RIN(t)^2 = \left\langle \left| \left(\frac{P(t)}{P_0} - 1 \right)^2 \right| \right\rangle \quad (5.6)$$

Avec P_0 la puissance optique moyenne et $P(t)$ la puissance optique instantanée exprimée dans une bande de 1 Hertz. La transformation de Fourier donne le carré du RIN qui est donc un rapport de puissance par unité de fréquence.

Le RIN par cette définition s'exprime en $[dB.\sqrt{Hz}]$. Remarquons qu'il s'agit ici de la densité spectrale de puissance optique, qui s'exprime différemment de la densité spectrale de puissance électrique de la première méthode. Au final, les valeurs numériques sont totalement équivalentes. Par exemple, un RIN "électrique" de $-120 dB.Hz^{-1}$, obtenu grâce à la première méthode, est égal à un RIN "optique" de $-120 dB.\sqrt{Hz}$.

5.1.3 Les différentes techniques de mesure du bruit de grenaille actuelles

Plusieurs techniques plus ou moins efficaces ont été développées. Les premières, plus simples se contentaient d'approximations tandis que les plus récentes ont été développées suite à divers travaux sur le système de détection.

Les techniques de base

La première méthode se borne à la mesure de bruit d'amplitude très élevé pour lesquelles la contribution du bruit de grenaille peut être considérée comme négligeable. La

mesure de la densité spectrale de puissance est donc directement celle du bruit d'amplitude. Il est bien évident que si cette technique peut suffire pour des systèmes particulièrement bruités, elle est devenue complètement obsolète suite à l'amélioration des techniques de fabrication et à la qualité apportée de nos jours à la conception de laser solide. En effet la recherche de source de plus en stable et performante a poussé à diminuer le bruit de ces sources, à l'origine de la diminution du rapport signal à bruit. Que ce soit pour la métrologie ou pour les télécommunications, il est nécessaire de ne pas avoir de source laser pénalisante dès le début du système.

Estimation du shot noise grâce à une référence

Une technique très performante consiste à utiliser un laser présentant un RIN négligeable devant le bruit de grenaille. Cette méthode assure la mesure du shot noise indépendamment du bruit d'amplitude et garantit donc une mesure fiable.

Cependant, elle présente plusieurs inconvénients. D'une part la nécessité de disposer d'une source de référence n'ayant pas de bruit d'amplitude. Cette difficulté peut être contournée par l'utilisation d'un laser solide. En effet, ces derniers présentent des fréquences de relaxation faibles. Nous avons vu qu'au delà, la diminution du bruit d'amplitude est telle que sa contribution peut devenir négligeable, notamment pour des fréquences élevées. Ces lasers de référence sont donc particulièrement adaptés pour l'étude des lasers à semi-conducteurs, ces derniers nécessitant des investigations à de hautes fréquences (plusieurs GHz).

Une contrainte importante réside dans la mesure sur deux lasers différents. Les bruits de grenaille et d'amplitude sont tous deux dépendants du photocourant, il est donc primordial dans ces techniques de réaliser les mesures pour des photocourants identiques. En général, les techniques sont conçues, pour plus de sécurité, de telle façon que les mesures sur le laser à étudier et le laser de référence sont quasi simultanées. L'ensemble des paramètres est alors identique pour les deux lasers.

La détection équilibrée

La présence de bruit d'amplitude sur les signaux optiques détériorant les signaux a poussé à concevoir des moyens de détections insensibles à ce bruit. Ainsi, la conception de détecteurs équilibrés [29, 30] (Balanced detectors) a permis d'exclure la contribution du bruit d'amplitude au signal. Le principe de fonctionnement repose sur l'utilisation de deux détecteurs identiques.

Une des perspectives concernant la technique de mesure de bruit d'amplitude est de réaliser un banc utilisant un détecteur équilibré. Il devrait permettre de s'affranchir de la source de référence.

Rappelons que le bruit d'amplitude est la contribution due aux variations de la puissance optique tandis que le bruit de grenaille se crée au niveau de la photodiode. Ainsi,

si un même champ optique est envoyé simultanément sur deux détecteurs, les variations de courant dues au bruit d'amplitude seront les mêmes tandis que les bruits de grenaille seront différents.

La somme de deux photocourants est équivalente à celui d'une diode ayant reçu la totalité du flux optique. Par contre leur différence permet d'annuler le seul paramètre commun aux deux signaux : les variations dues au bruit d'amplitude. Les courants moyens se soustrayant aussi, il ne reste plus que la contribution du bruit de grenaille, les bruits respectifs provenant des deux diodes étant décorrélés.

Le laser à étudier permet donc d'obtenir une mesure directe du bruit de grenaille. Une simple soustraction de cette mesure à celle du bruit total permet donc d'estimer le bruit d'amplitude.

Cette technique semble donc très prometteuse, cependant ses contraintes sont à la hauteur de ses performances. En effet, il est nécessaire d'obtenir un équilibrage des signaux envoyés sur la photodiode. Un simple séparateur de faisceau est très insuffisant. Il est indispensable de pouvoir contrôler précisément la répartition de l'énergie entre les deux détecteurs. Ces derniers doivent être les plus identiques possibles. Il est récurrent de trouver des réglages électroniques permettant de corriger les inégalités.

Certains modules permettent de réaliser la somme et la différence des courants, malheureusement, les deux se font rarement de façon simultanée. Il est possible de contourner cette difficulté par un montage adapté intégrant les deux photodiodes dans un unique montage.

L'apparition de détecteurs équilibrés a permis de réaliser des bancs particulièrement adaptés à la mesure de bruit d'amplitude [31–33]. La compression de bruit des lasers réalisable avec les lasers à semi-conducteur a aussi profitée de cette avancée. Il devient alors possible de comparer directement la référence, qu'est le bruit de grenaille, avec le bruit compressé [34]. Les applications avec ce type de détecteurs sont très diverses. On peut en particulier noter leur utilisation pour l'étude de signaux impulsionnels [35–37], de la cryptographie optique [38] mais aussi l'étude d'ondes gravitationnelles lorsqu'ils sont utilisés avec un interféromètre [39]

5.2 Technique de mesure du bruit

Cette partie sera consacrée à une technique relativement classique du bruit déjà largement utilisée [40]. Elle permettra de mettre en évidence ses limitations tout en expliquant le procédé. C'est sur ces bases que sera développée ensuite une technique de mesure beaucoup plus sensible, qui sera détaillée dans la partie suivante.

5.2.1 Acquisition des mesures

La partie précédente a permis de mettre en évidence le procédé de mesure du bruit d'amplitude. La méthode présentée ici utilise un laser de référence afin de pouvoir déterminer la contribution du bruit de grenaille.

La mesure doit permettre d'étudier les variations du bruit en fonction de la fréquence. Nous utiliserons donc un Analysesur de Spectre Electrique (ASE) afin d'obtenir la densité spectrale de puissance du signal électrique en sortie de détection. Le schéma de l'expérience permettant la mesure de 100 KHz à 2,5 GHz est présenté sur la figure 5.1.

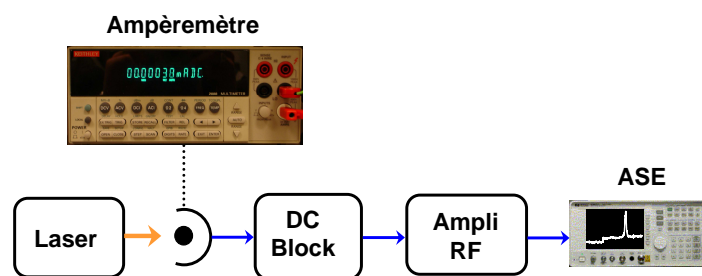


FIG. 5.1 – Principe de la mesure de RIN

Le système de détection composé d'une photodiode et d'un amplificateur est complété par la présence d'un module "DC-Block" permettant de supprimer la composante continue du signal électrique pouvant endommager l'amplificateur.

Le principe est assez simple puisqu'il consiste en une acquisition de la densité spectrale de puissance sur l'analyseur de spectre électrique.

Afin de pouvoir éliminer les contributions indésirables, il est nécessaire de réaliser trois mesures :

- La première mesure consiste en une mesure de bruit thermique seul. Pour cela, aucun flux optique n'est envoyé sur le détecteur.
- La seconde est effectuée sur le laser de référence. Elle permet d'obtenir la contribution du bruit de grenaille.
- La troisième mesure sur le laser à étudié donne un bruit qui est la somme des trois contributions que sont le bruit thermique, le bruit de grenaille et le bruit d'ampli-

tude.

Nous avons vu précédemment que le bruit thermique est censé être un bruit blanc. Si cela s'avère exact dans le cas d'un système de détection seul, le changement d'amplificateur ayant des températures de bruit différentes induit des variations dans ce bruit thermique. La figure 5.2 permet de mettre en évidence ce phénomène sur un système de détection permettant une étude sur la plage 100 KHz-10 GHz.

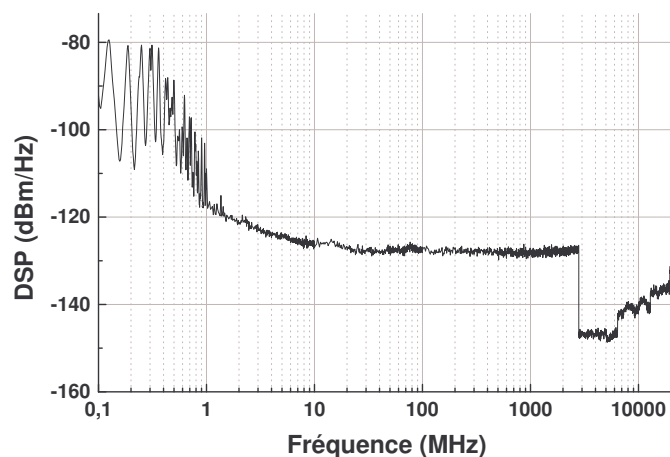


FIG. 5.2 – Bruit thermique du système de détection 100 KHz-10 GHz

La densité spectrale du bruit thermique est loin d'être constante comme elle devrait l'être pour un bruit blanc. On peut distinguer plusieurs régions ayant des origines de bruit différentes. Tout d'abord, les basses fréquences présentent un niveau de bruit important présentant des oscillations. Cette contribution est principalement celle de l'amplificateur électronique. On voit une décroissance rapide, rendant cette contribution négligeable devant celle de l'analyseur de spectre électrique pour des fréquences supérieures à 30 MHz.

Au delà de cette fréquence, seule la contribution de l'analyseur de bruit thermique est visible. On constate cependant d'importantes et brusques variations de la densité spectrale de puissance à des fréquences particulières. Ces décrochements sont dus à des changements de calibre dans l'analyseur de spectre électrique. En effet, celui-ci dispose de plusieurs préamplificateurs suivant la plage de fréquences étudiées. Le système de détection, en incluant ces modules, diffère donc suivant les fréquences étudiées.

On a donc une succession de plages à peu près constantes sur des gammes de fréquences déterminées. L'échelle logarithmique est un peu trompeuse car l'impression d'une remontée du bruit thermique pour les hautes fréquences n'est que la succession de plages dont la densité spectrale de puissance y est constante.

En y regardant de plus près, on peut s'apercevoir que la densité spectrale de bruit n'est pas tout à fait constante sur une gamme de fréquence donnée. Le bruit thermique est en effet amplifié par les étages suivants ne présentant pas des gains constants. Il s'ensuit de

légères variations sur le signal.

Les mesures sur le laser de référence ainsi que sur le laser à étudier doivent impérativement être réalisées dans les mêmes conditions, c'est à dire avec les mêmes détecteurs et pour les mêmes fréquences.

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

C'est en partie ce qui explique la difficulté à réaliser des mesures précises en hautes fréquences. Comme le montre la figure 5.2, le niveau de puissance de bruit thermique augmente avec la fréquence ce qui diminue la sensibilité de la mesure. Cela s'explique par la nécessité d'utiliser des amplificateurs large bande qui malheureusement impliquent des bruits thermiques plus importants.

5.2.2 Laser de référence

Une façon de pouvoir améliorer la mesure est de réaliser en parallèle de la mesure sur le laser à caractériser une autre mesure sur une référence. Cette dernière peut être un laser [41], une source blanche [42], ou encore une diode électroluminescente [43]. Ces sources présentent des caractéristiques de bruit pouvant être connues avec précision et permettent de disposer alors d'un étalon de bruit.

Cette technique repose entièrement sur le fait de pouvoir déterminer le bruit grâce à une source de référence. Nous avons eu à disposition deux lasers différents. Chacun d'entre eux nous a permis d'obtenir une référence de bruit de grenaille selon la plage de fréquence étudiée. Les lasers que nous avons eu à disposition présentait des bruit d'amplitude négligeable, mais uniquement dans des bandes de fréquences suffisamment éloignées de leur fréquence de relaxation respective.

Laser Lightwave

Le but du laser de référence est de présenter un bruit d'amplitude le plus faible possible. Le choix se porte donc naturellement sur un laser solide.

Le laser LIGHTWAVE est conçu autour d'une cavité en anneau. Les facettes du milieu amplificateur forment les différents miroirs de la cavité. Le laser est accordable autour de la longueur d'onde de 1319 nm, d'une part par effet thermique qui permet de modifier la longueur optique du faisceau laser dans la cavité. Premièrement la dilatation ou la contraction du milieu de gain modifie de façon importante le chemin géométrique. De plus l'indice varie en fonction de la température. Un réglage plus fin de la longueur d'onde peut être réalisé grâce à un effet piézo-électrique.

Par contre la puissance optique délivrée par le laser n'est pas réglable et dépasse la valeur de 100 mW, le faisceau se propageant en espace libre.

Afin d'avoir un bruit d'amplitude le plus faible possible, une contre réaction est assurée sur la diode de pompage. Une partie de la puissance émise est détectée sur une photodiode. Le photocourant ainsi obtenu permet d'asservir le courant de pompe de la diode. Ce dispositif permet de réduire de façon importante le bruit d'amplitude du laser pour des fréquences inférieures à sa fréquence de relaxation [44]. Il existe bien sur d'autres technique permettant de réduire le bruit d'amplitude [45–48], mais la rétroaction sur la pompe est de loin la plus simple et la plus adaptée à nos applications. Ce genre de dispositif est particulièrement adapté pour asservir à des basses fréquences. Il semble plus compliqué de réaliser ce même genre de système pour réduire le bruit de lasers à semi-conducteurs, pour lesquels il serait nécessaire d'asservir à des fréquences supérieures à plusieurs Gigahertz.

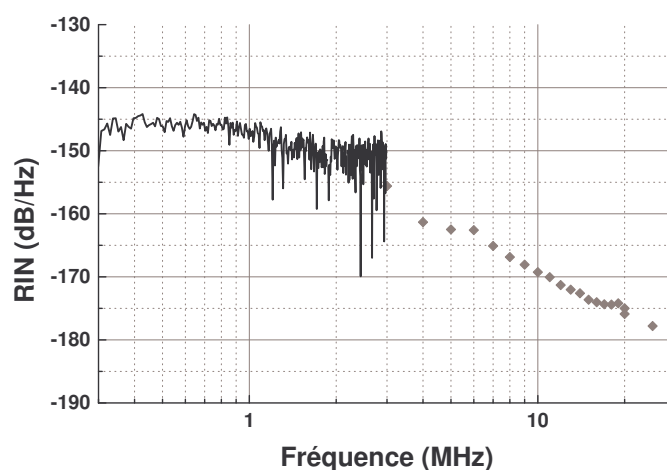


FIG. 5.3 – Estimation du bruit d'amplitude du laser Lightwave

Une première estimation du bruit de cette source a permis de conclure à un bruit d'amplitude inférieur à $-170 \text{ dB} \cdot \text{Hz}^{-1}$ pour des fréquences au delà de 10 MHz. Il devient supérieur à $-150 \text{ dB} \cdot \text{Hz}^{-1}$ en dessous de 1 MHz. Il est important de remarquer que ces estimations, réalisées sans source de référence, ne sont que des approximations. Le trait continu de la figure 5.3 correspond à la mesure de la densité spectrale de puissance sur l'analyseur de spectre électrique pour laquelle la contribution du bruit de grenaille est négligée. Les losanges correspondent à une estimation de la valeur du bruit d'intensité (RIN) obtenue par une interpolation polynômiale de l'évolution de la densité spectrale de puissance en fonction du photocourant. Cette dernière méthode sera expliquée un peu plus loin, car elle utilise des outils communs à la technique de mesures de précision. Pour des fréquences supérieures, aucune des deux méthodes n'est suffisamment précise pour permettre des mesures valables à de si faibles niveaux de bruit.

Laser Dicos

Si le laser précédent permet de servir de référence pour des fréquences au delà de 10 MHz, il s'est avéré que le peu de RIN qu'il possédait en deçà perturbait la détermination du bruit d'amplitude. Il était donc nécessaire de disposer d'un autre laser afin de combler le domaine des basses fréquences.

Le Laser DICOS n'est pas conçu spécialement pour avoir un bruit d'amplitude faible, mais dans le but d'avoir une référence en longueur d'onde. Afin de réaliser un tel laser, une cellule à gaz, dont la raie d'absorption est très fine est utilisée afin de contrôler précisément la longueur d'onde émise. Tout comme le laser Lightwave, les réglages sont minimalistes de façon à ne pas perturber le fonctionnement du laser. Ce laser ne présente donc pas de réglage en puissance. Il est clair qu'une variation du taux de pompage modifierait la longueur d'onde laser ne serait-ce qu'à cause des effets thermiques. Il n'a bien évidemment pas non plus de possibilité de modifier sa longueur d'onde laser. Le but étant tout même d'avoir une fréquence de référence, donc fixe. L'avantage d'utiliser une cellule à gaz est que la raie d'absorption, en plus d'être fine, est relativement indépendante des variations de température et de pression atmosphérique.

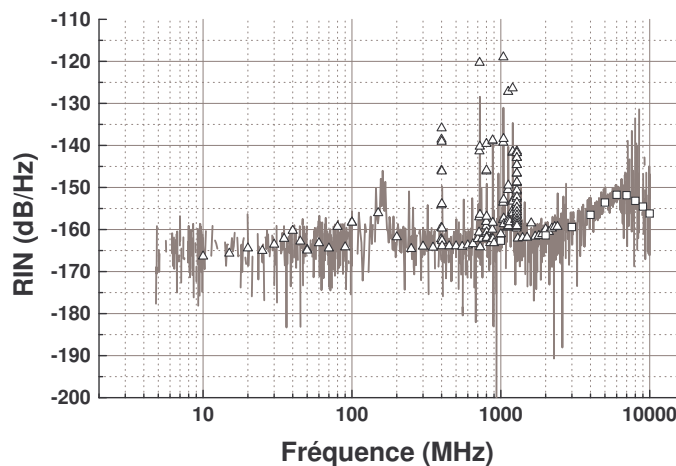


FIG. 5.4 – Bruit d'amplitude du laser Dicos

Sur la figure 5.4, plusieurs méthodes de mesure du bruit d'amplitude sont représentées. D'une part, le trait plein présente une mesure "classique". Elle nécessite d'utiliser un laser de référence. Dans ce cas, nous avons utilisé le laser LIGHTWAVE pour référence.

Malheureusement en dessous de 10 MHz, le laser DICOS présente un bruit d'amplitude inférieur à la seule référence dont nous disposons. Ceci explique le problème de mesure en dessous de 10 MHz. Cette technique de mesure sera expliquée dans le paragraphe suivant. Les notions qui y sont abordées permettront de comprendre la méthode.

Les triangles correspondent aux mesures avec une autre méthode, utilisant toujours le

laser LIGHTWAVE pour référence. Le détecteur utilisé permet des mesures jusqu'à 2,5 GHz. Les carrés sont les points de mesure avec cette même méthode, mais avec un détecteur permettant cette fois les mesures jusqu'à 10 GHz.

Ces mesures ont double emploi. D'une part elles permettent d'estimer le RIN du laser DICOS et ont mis à jour le fait que ce laser est mieux adapté que le LIGHTWAVE pour servir de référence pour les fréquences inférieures à 10 MHz. D'autre part, elles montrent (heureusement!) que les deux méthodes donnent des résultats identiques, et que la seconde est indépendante du détecteur utilisé.

5.2.3 Laser de référence et bruit de grenaille

Les deux lasers présentés ci-dessus vont donc servir à la détermination de la densité spectrale de puissance du bruit de grenaille. Les niveaux observés vont dépendre du système de détection (photodiode + amplificateur) utilisé. Nous avons aussi déjà vu que la puissance du shot noise est fonction de la puissance incidente sur le détecteur, qui doit être la même que celle correspondant à l'éclairement du laser à étudier. Les fonctionnements des lasers de référence ne permettant pas de pouvoir faire varier leur puissance respective, un atténuateur optique externe sera utilisé à cet effet.

Afin de s'assurer que la puissance optique reçue lors de la mesure de la référence corresponde bien à celle du laser à étudier, un ampèremètre relie l'alimentation électrique à la photodiode.

La densité spectrale de puissance du bruit de grenaille s'exprime suivant la relation 5.2. Cette expression correspondant au bruit créé au niveau de la photodiode est modifiée par l'ajout de plusieurs étages d'amplification que sont le préamplificateur présent dans les détecteurs 10 et 20 GHz, l'amplificateur, dépendant du détecteur utilisé et enfin les amplificateurs de l'analyseur de spectre électrique dépendant de la fréquence étudiée.

Les puissances analysées sont faibles, ce qui permet de se placer dans le cadre d'étude de petit signaux. Ainsi, les différents étages entre la détection optique et le traitement à l'analyseur de spectre électrique peuvent être considérés comme ayant un gain constant égal au gain petit signal des différents éléments. Ce gain par contre varie en fonction de la fréquence. On introduit alors la notion de fonction de transfert du système de détection $H(\omega)$. Ainsi, la densité spectrale de N_{sn} puissance observée par l'analyseur de spectre électrique est :

$$N_{sn} = |H(\omega)|^2 2qRI \quad (5.7)$$

Il est à noter que cette expression fait directement intervenir les paramètres du système de détection via la fonction de transfert $H(\omega)$. La densité de puissance observée dépend donc directement du système de détection, mais aussi de l'analyseur de spectre électrique.

Rappelons que l'expression de N_{sn} correspond à la mesure à laquelle la densité spectrale de puissance du bruit thermique a été ôtée.

Afin de s'assurer que la densité spectrale de puissance mesurée sur un laser corresponde seulement au bruit de grenaille, il est possible d'étudier la linéarité de cette densité en fonction du photocourant. En effet, l'expression 5.5 fait intervenir une contribution non linéaire du RIN en fonction du photocourant. La présence de ce dernier rend la densité spectrale de puissance de bruit détectée non linéaire si la contribution du bruit d'amplitude n'est pas négligeable devant le shot noise.

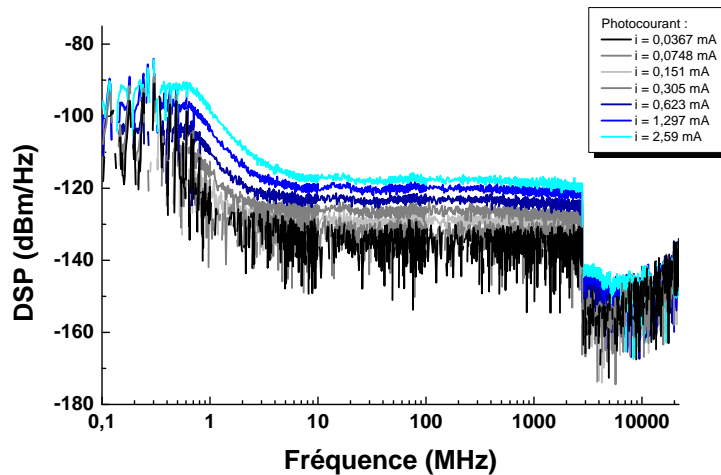


FIG. 5.5 – DSP du laser Lightwave en fonction du photocourant

Pour s'assurer que le laser LIGHTWAVE peut servir de référence, une étude permettant de connaître la plage de fréquence sur laquelle il permet une mesure directe du shot noise a été menée. Après avoir retranché le bruit thermique à la mesure de la densité spectrale de puissance obtenue à partir du laser LIGHTWAVE, nous avons obtenu les résultats présentés sur le graphique 5.5.

L'évolution de la densité spectrale de puissance (DSP) en fonction du photocourant est davantage visible en normalisant cette densité par rapport au photocourant correspondant. Ainsi, la figure 5.6 présente le résultat de cette normalisation. On observe sur ce graphique que, quelle que soit la puissance optique, et donc quel soit le photocourant, les différents relevés se confondent pour les fréquences supérieures à 10 MHz. On mesure alors directement l'expression $2qRH(\omega)$. Par contre, les courbes se dissocient pour des fréquences inférieures, ce qui indique que le contribution du bruit d'amplitude de la source devient non négligeable.

On voit ainsi que quelque soit la puissance optique arrivant sur le détecteur, la densité spectrale normalisée (-n) du shot noise $(sn)N_{sn-n}$ de la source de référence pour laquelle seule la contribution du bruit d'amplitude est visible, reste toujours égale à la même valeur. Ainsi, en disposant d'une mesure de la densité N_{sn} à un photocourant I_1 donné, il est possible de connaître la densité spectrale N_2 qu'on obtiendrait pour n'importe quel

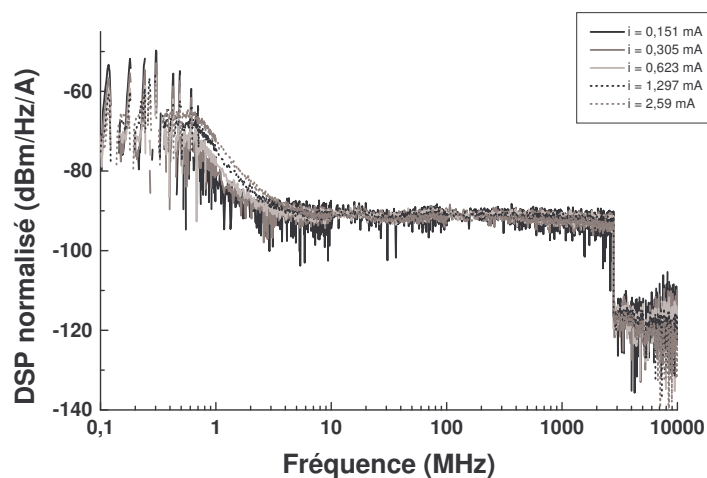


FIG. 5.6 – DSP normalisé par rapport au photocourant

photocourant I_2 par une simple règle de trois :

$$N_{sn-n} = \frac{N_{sn}}{I_1} \quad (5.8a)$$

$$N_2 = I_2 N_{sn-n} \quad (5.8b)$$

L'utilisation de cette densité spectrale normalisée à l'avantage de pouvoir réaliser des mesures du bruit de grenaille à des photocourants différents, et donc des puissances optiques différentes de celles du laser à étudier.

La première conséquence est de ne pas avoir à réaliser une mesure sur la référence pour chaque mesure de bruit d'amplitude. Un seul relevé sur la référence permet donc de réaliser toutes les études. La manipulation s'en trouve grandement simplifiée. Il n'est plus nécessaire d'effectuer les mesures sur la référence et sur le laser à étudier pour les photocourants identiques. Les régulations en puissance deviennent donc inutiles.

La seconde conséquence concerne la qualité même de la mesure. En effet, pour de faibles puissances optiques, le niveau de puissance du bruit de grenaille diminue pour devenir équivalent à celui du bruit thermique. Il s'ensuit une incertitude plus importante sur la contribution seule du bruit de grenaille. L'utilisation de la densité spectrale de bruit normalisé permet de réaliser une mesure avec suffisamment de puissance optique pour réduire au maximum cette incertitude. Ainsi, même pour de faibles photocourants, le niveau de puissance du shot noise pourra être connu précisément. Seul le niveau de puissance du laser à étudier limitera donc la qualité de la mesure, dans le cadre de cette méthode.

On aura donc intérêt à mesurer la densité spectrale du bruit de grenaille avec le plus de puissance possible. On voit sur la figure 5.5 plusieurs mesures du shot noise réalisées à différents photocourant. On remarque que l'incertitude de l'ordre de 10 dB pour la mesure 1 réalisée pour un photocourant de $36,7 \mu A$. On obtient une meilleure précision pour cette

même mesure comme le montre la mesure 7 réalisé à 2,59 mA, photocourant pour lequel la puissance du bruit de grenaille $P = 2.q.R.I_{ph}$ est plus importante. Le bruit sur l'analyseur de spectre électrique est alors réduit à 1 dB.

5.2.4 Mesure du RIN

La section précédente traitait de l'obtention de la densité spectrale de puissance engendrée par le bruit de grenaille. Le but est maintenant de définir le bruit d'amplitude même d'une source. Comme nous l'avons vu pour le shot noise, la contribution du bruit d'amplitude varie avec le photocourant. Nous n'allons pas définir la puissance du bruit mais plutôt le rapport entre les variations d'amplitude et la puissance optique moyenne définie par le RIN.

La définition 5.5 que nous utiliserons par la suite est une expression indépendante du système de détection, valable au niveau de la photodiode. Cependant, la présence des différents étages modifie cette densité spectrale par le biais de la fonction de transfert. Ainsi, la contribution du bruit d'amplitude que nous mesurerons devient :

$$N_{RIN} = |H(\omega)|^2 R I^2 10^{\frac{RIN}{10}} \quad (5.9)$$

La détermination du RIN va passer par l'élimination des paramètres liés à l'expérience, à savoir $H(\omega)$. En utilisant l'expression 5.1 traduisant le fait que le bruit total détecté est la somme des trois contributions, nous pouvons désormais déterminer la densité de puissance liée uniquement au bruit d'amplitude. En remplaçant les différents termes de bruit par leur expression respective, le laser de référence nous permet de mesurer les densités de puissance N_{ref} avec le laser de référence et celle N_{dut} du laser à étudier, une fois le bruit d'amplitude retranché :

$$N_{ref} = |H(\omega)|^2 2qRI \quad (5.10a)$$

$$N_{dut} = |H(\omega)|^2 \left(2qRI + R I^2 10^{\frac{RIN}{10}} \right) \quad (5.10b)$$

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

$$RIN = 10 \log_{10} \left[\frac{2q}{I} \left(\frac{N_{dut}}{N_{ref}} - 1 \right) \right] \quad (5.11)$$

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

$$RIN = 10 \log_{10} \left(\frac{2q}{I} \right) + 10 \log_{10} \left(10^{\frac{N_{dut}^{dB} - (N_{sn-n}^{dB} + 10 \log_{10}(I))}{10}} - 1 \right) \quad (5.12)$$

L'utilisation de cette technique permet de réaliser des mesures de RIN jusqu'à des valeurs de -150 dB.Hz^{-1} dans la bande 500 KHz - 6 GHz avec le détecteur de 10 GHz de bande passante, et ce pour une puissance de 1 mW (0 dBm) sur le détecteur. En dehors de cette plage de fréquence, l'augmentation du bruit thermique empêche la mesure de faibles niveaux de puissance, ce qui diminue la sensibilité de la mesure. Ce niveau de précision correspond aux mesures actuelles réalisées par des systèmes commerciaux.

En tenant compte du bruit thermique, la figure 5.7 représente les contributions des trois différents bruits, ainsi que le bruit total détecté, et la somme des bruits de grenaille et d'amplitude.

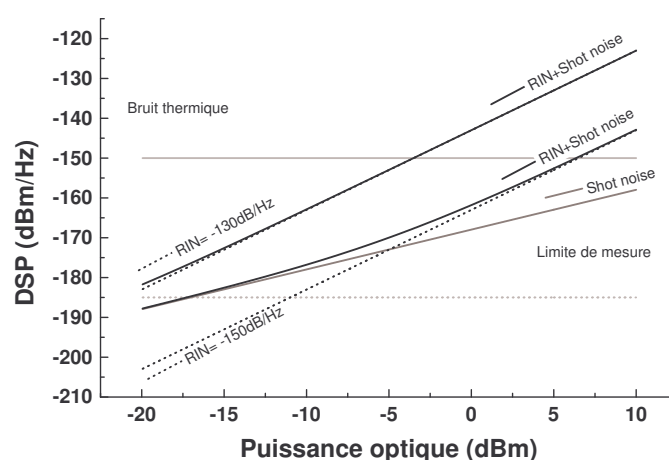


FIG. 5.7 – Contribution des trois termes de bruit en fonction de la puissance optique

La limite de mesure est différente du niveau de bruit thermique, car sur le graphique sont représentés les signaux avant amplification. Les densités spectrales de puissance représentées ici ne correspondent pas à des relevés mais à des simulations à partir des expressions 5.5 et 5.2. Leurs niveaux respectifs après les étages d'amplification sont donc translatés vers le haut de la valeur du gain et deviennent alors supérieurs au bruit thermique sur l'analyseur de spectre. Pour plus de cohérence avec les expressions citées, seul le niveau de bruit thermique est donc modifié et descendu de la valeur du gain.

On peut observer deux cas. Le premier pour lequel le RIN est de -130 dB.Hz^{-1} montre une contribution importante du bruit d'amplitude devant celle du bruit de grenaille. Ainsi, le bruit total détecté peut quasiment être assimilé au bruit d'amplitude seul pour des puissances supérieures à -12 dBm. L'écart entre le shot noise et la somme des bruits d'amplitude et de grenaille est alors inférieure à 0,2 dB. La mesure par cette méthode ne pose alors aucun problème. Pour des puissances inférieures à -12 dBm, les deux courbes se dissocient.

Dans le second cas où le bruit d'amplitude atteint la valeur de -150 dB.Hz^{-1} , la contribution du bruit d'amplitude est faible devant le bruit de grenaille pour des puissances optiques inférieures à -12 dBm. Pour pouvoir distinguer nettement les deux contributions,

il est nécessaire d'augmenter la puissance optique. La puissance pour laquelle l'écart entre la mesure du bruit de grenaille seul et le bruit de grenaille additionné du bruit d'amplitude devient négligeable (inférieure à 0,2 dB) est nettement plus élevée et vaut +8 dBm.

L'écart en puissance entre les bruits d'amplitude de -130 dB.Hz^{-1} et -150 dB.Hz^{-1} est de 20 dB. Ainsi pour obtenir le même rapport entre la puissance de bruit de grenaille et de bruit d'amplitude, il est nécessaire de se décaler en puissance optique de 20 dB.

Ces relations entre les niveaux de RIN et la puissance détectée permettent de connaître le RIN minimum détectable en fonction de la puissance optique reçue. Sachant qu'un RIN de -150 dB.Hz^{-1} est détectable pour 0 dBm sur le détecteur, une puissance de P dBm autorise une mesure de RIN jusqu'à $P-150 \text{ dB.Hz}^{-1}$.

5.3 Technique de mesure différentielle

La section précédente a permis de comprendre la technique classiquement utilisée afin de réaliser des mesures de bruit d'amplitude. La technique de mesure qui va être présentée ici ne repose plus sur la mesure directe de la densité spectrale de puissance, mais sur l'étude de l'évolution de celle-ci en fonction du photocourant.

Afin de mieux comprendre cette méthode de détermination du RIN, nous allons tout d'abord présenter l'expérience. La réalisation de ce banc de mesure a grandement été inspiré d'une technique de mesure développée par Pierre Doussière et Jean-Claude Simon, directeur du laboratoire [49]. La technique utilise des variables, qui peuvent sembler peu pratiques dans un premier temps, mais qui découlent directement des mesures. Elles permettent aussi une grande simplicité dans les relations algébriques reliant les différentes grandeurs et facilitent donc le traitement des données par la suite.

5.3.1 Banc de mesure

La figure 5.8 représente le schéma de l'expérience de mesure de RIN utilisé pour des mesures précises du bruit d'amplitude.

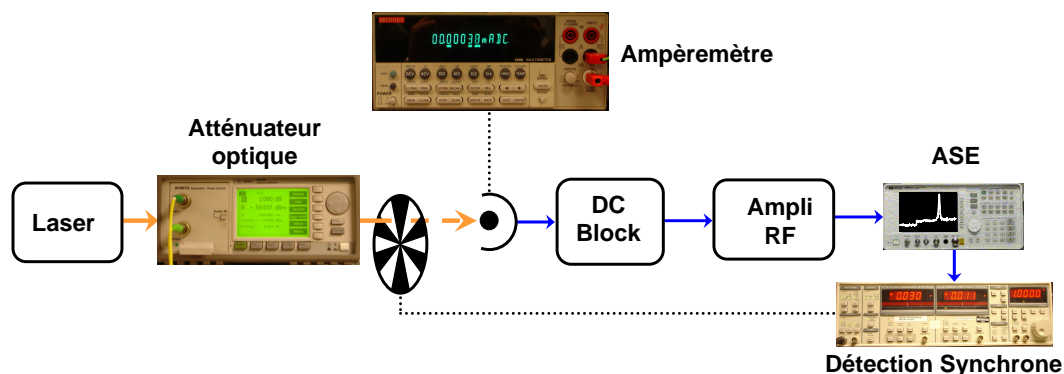


FIG. 5.8 – Principe de la mesure précise du RIN

Les différents appareils ainsi que leur rôle seront discutés par la suite. En comparaison par rapport au schéma 5.1 correspondant à une mesure plus classique, plusieurs instruments ont été introduits. Un atténuateur optique ainsi qu'un hacheur ont été placés avant la détection. Contrairement à l'expérience décrite dans la précédente partie où l'analyseur de spectre électrique fournissait les mesures à partir desquelles la valeur du RIN était déduite, il n'est plus ici qu'un instrument intermédiaire.

Rôle de l'atténuateur optique

Nous allons par ce banc de caractérisation étudier l'évolution de la densité spectrale de puissance de bruit du signal électrique fournit après détection d'un signal laser en fonction

de la puissance optique reçue. Nous allons donc devoir étudier des courbes comme celles présentées sur le schéma 5.7.

La modification du pompage d'un laser modifie certes la puissance, mais aussi sa fréquence de relaxation, la densité de photons à l'intérieur de la cavité, et introduit des modifications thermiques... Toutes ces perturbations aboutissent à une modification du bruit d'amplitude du laser. Afin d'étudier le RIN d'une source laser quelconque, il est indispensable de la stabiliser à un point de fonctionnement. Le seul moyen restant pour modifier la puissance optique incidente sur le détecteur sans modification de la valeur du RIN est de travailler sur le faisceau laser en dehors de la cavité.

Nous avons opté pour l'utilisation d'un atténuateur optique programmable. Il permet d'une part de connaître la puissance à sa sortie, ce qui permet d'éviter d'envoyer trop de puissance sur le détecteur qui saturerait le cas échéant. La possibilité qu'il offre de couper le flux grâce à un obturateur permet de modifier le montage (pour changer de détecteur par exemple) sans devoir éteindre le laser ce qui imposerait un temps de chauffe nécessaire avant de pouvoir reprendre les mesures. Enfin, il présente l'avantage de pouvoir automatiser la mesure. Nous verrons plus tard que des mesures manuelles peuvent être très fastidieuses. L'automatisation permet aussi à n'importe quel utilisateur de pouvoir réaliser une mesure du bruit d'amplitude sans avoir à se soucier des détails de la mesure comme le réglage des instruments.

L'analyseur de spectre électrique

Dans la mesure classique, la densité spectrale de puissance était directement relevée à partir des mesures sur l'analyseur de spectre électrique. Une première mesure était nécessaire afin de déterminer la contribution du bruit thermique tandis que la seconde correspondait à un relevé de l'ensemble des trois bruits : thermique, de grenaille et d'amplitude.

La présence ici d'un hacheur optique permet de mesurer alternativement le bruit thermique et la somme linéaire des trois bruits. Afin de réaliser une mesure compatible avec le hacheur, le déclenchement de la mesure est coordonné avec le signal issu du hacheur. L'analyseur de spectre n'est pas utilisé ici pour relever les puissances électriques en fonction de la fréquence mais est utilisé comme un filtre électronique accordable. Il est possible en effet de le régler de façon à observer la puissance électrique à une fréquence définie. La connaissance de la largeur du filtre utilisé permet d'en déduire la densité spectrale de puissance associée.

La présence du chopper permet d'observer des signaux dont un exemple est donné sur la figure 5.9.

Lorsque le chopper empêche le flux optique d'atteindre le détecteur, le niveau de bruit est alors au minimum et est égal au bruit thermique seul (1). Quand le signal laser est détecté on mesure alors la somme des trois bruits (2). Le bruit thermique étant le même pour le signal de référence et le signal produit par le laser à caractériser, nous allons doré-

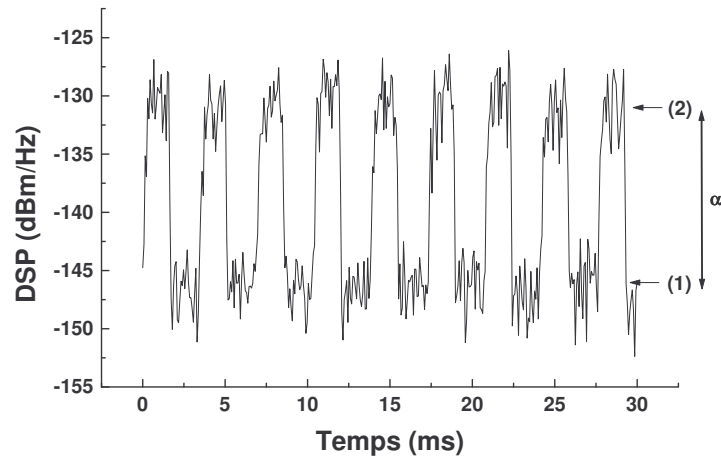


FIG. 5.9 – Trace temporelle du signal sur l'ASE après hachage optique

navant nous intéresser seulement à l'écart entre les deux signaux visibles alternativement. On notera α l'écart en dB entre eux. Cette technique permet des mesures un peu plus précises, car il est plus "facile" de mesurer des écarts en puissance relativement faible que de mesurer des puissances absolues.

On a donc en utilisant les notations précédentes pour les densités spectrales de bruit :

$$\alpha = (N_{Bth} + N_{sn} + N_{RIN})|_{dB} - N_{Bth}|_{dB} \quad (5.13)$$

Nous utiliserons ici la définition optique de la puissance logarithmique. Les paramètres qui seront introduits par la suite ne sont que des paramètres intermédiaires.

On introduit alors le facteur γ représentant l'écart entre les seuls bruits "optiques" (shot noise + bruit d'amplitude) et le bruit thermique.

$$\gamma = (N_{sn} + N_{RIN})|_{dB} - N_{Bth}|_{dB} \quad (5.14)$$

Les relations 5.13 et 5.14 donnent directement la relation entre γ et α :

$$\gamma = 10 \log_{10} \left(10^{\frac{\alpha}{10}} - 1 \right) \quad (5.15)$$

La mesure de l'amplitude ces créneaux, connaissant la valeur du bruit thermique, permet donc de remonter directement à la valeur de la puissance des bruits optiques. Or le bruit thermique étant identique pour le laser de référence que pour celui à caractériser, la connaissance des écarts respectifs permet donc de déduire l'écart en puissance entre la référence et le laser étudié.

En utilisant les relations 5.11 et 5.14, on obtient le lien entre le RIN et les paramètres γ_{laser} mesurés sur le laser et γ_{ref} sur la référence :

$$RIN = 10 \log_{10} \left[\frac{2q}{I} \left(10^{\frac{\gamma_{laser} - \gamma_{ref}}{10}} - 1 \right) \right] \quad (5.16)$$

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

La détection synchrone

L'analyseur de spectre permet donc de filtrer le signal électrique autour d'une fréquence donnée afin de pouvoir mesurer l'écart du signal par rapport au bruit thermique. La première idée consiste à simplement relever l'amplitude des créneaux visibles à l'analyseur de spectre électrique. On peut voir par rapport au relevé représenté sur la figure 5.9 qu'il peut devenir assez difficile de réaliser une mesure fiable et précise pour des écarts de l'ordre de quelques décibels.

Afin de réduire le seuil minimal de détection et aussi de la détermination très subjective de l'écart entre les deux niveaux par un utilisateur travaillant sur l'analyseur de spectre électrique, un système de détection synchrone a été introduit.

Le principe de fonctionnement est relativement simple. La détection synchrone permet de connaître l'amplitude d'un signal électrique connaissant sa fréquence. Ainsi, même noyé dans un bruit, il est possible en éliminant les fréquences indésirables d'en sortir les informations principales telles que l'amplitude, la phase³ etc.

Étalonnage de la détection synchrone

En sortie de détection synchrone, on dispose donc d'une tension V_{ds} proportionnelle à l'amplitude des créneaux affichés sur l'analyseur de spectre électrique. Il ne reste plus qu'à étalonner cette tension afin d'avoir la relation entre le coefficient α et la tension V_{ds} . Pour cela, nous avons utilisé un générateur de signal électrique permettant d'avoir des créneaux de fortes amplitudes et tracé la caractéristique $V_{ds} = f(\alpha)$. Le montage utilisé est représenté sur le schéma 5.10.

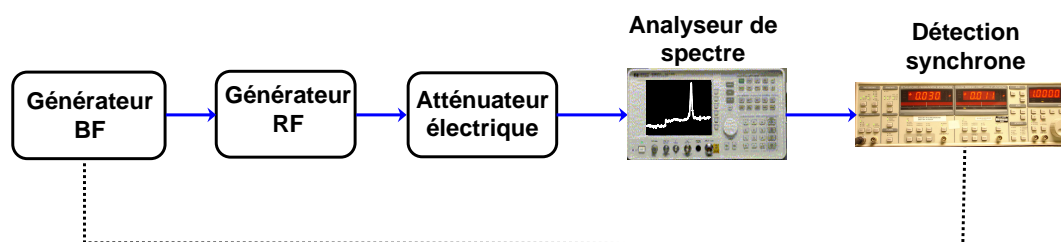


FIG. 5.10 – Schéma d'étalonnage de la détection synchrone

Le générateur basse fréquence crée un signal à 500 Hz permettant de moduler le signal

³Pour plus de détails, se reporter à l'annexe correspondante

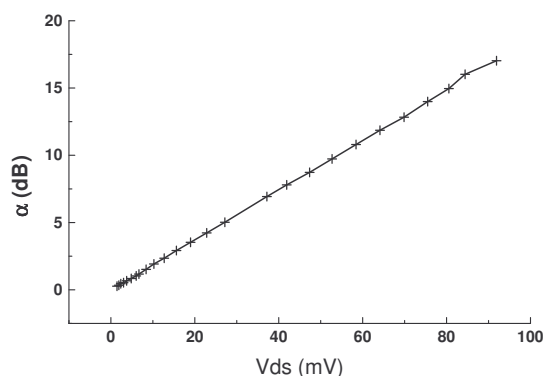


FIG. 5.11 – Etalonnage de la détection synchrone

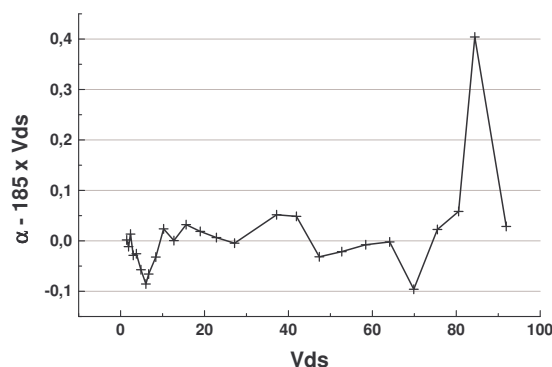


FIG. 5.12 – Erreur sur alpha

à hautes fréquences (1 GHz) fourni par le générateur RF. La puissance du signal électrique varie grâce à l'utilisation d'atténuateurs. On s'assure ainsi de ne pas perturber le fonctionnement de la source électronique. On relève ensuite l'amplitude α des créneaux, que l'on compare à la tension V_{ds} relevée sur la détection synchrone, présentée sur la figure 5.11.

On obtient un facteur de proportionnalité de $185 \text{ dB} \cdot \text{V}^{-1}$ par la méthode des moindres carrés. Afin de mieux apprécier l'estimation ce facteur, la différence entre la mesure de α et $185 * V_{ds}$ a aussi été tracée sur la figure 5.12.

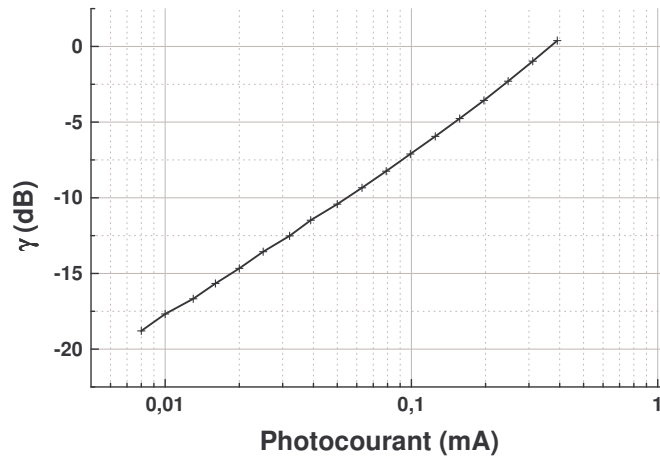
On peut donc, en utilisant les relations 5.15, 5.16 déterminer le RIN à partir des mesures de V_{ds} sur la détection synchrone, après avoir utilisé la relation :

$$V_{ds} = 185\alpha \quad (5.17)$$

La tension mesurée nous permet de mesurer avec précision des écarts γ entre les bruits optiques et le bruit thermique aussi faible que -20 dB. Cela signifie qu'on est capable de détecter des niveaux 100 fois inférieurs à celui du bruit thermique. Cela peut aussi se traduire de la façon suivante en utilisant la relation 5.15 : la détection synchrone permet de mesurer des écarts inférieurs à 0.05 dB par rapport au bruit thermique.

5.3.2 Interpolation des mesures

Nous avons vu comment réaliser l'acquisition des données grâce à la détection synchrone. Nous allons maintenant déterminer les différentes méthodes permettant d'en déduire la valeur du bruit d'amplitude. La première façon représente une technique n'utilisant pas de mesures de référence. Les deux autres par contre en utilisent et seront donc préférablement utilisées lorsque cela sera possible.

FIG. 5.13 – Exemple de mesure de γ à 10 MHz.

Détermination du RIN sans référence

On considère une série de mesures donnant l'évolution du facteur γ en fonction du photocourant par la méthode décrite dans les paragraphes précédents. Un exemple de mesure est présenté sur la figure 5.13. Cette mesure a été réalisée sur un laser à fibre DFB à la fréquence de 10 MHz.

En utilisant les relations 5.10b et 5.14, on peut exprimer le facteur γ en fonction du photocourant pour un laser possédant du bruit d'amplitude :

$$\gamma = 10 \log_{10} \left[\frac{|H(\omega)|^2}{N_{Bth}} \left(2qRI + RI^2 10^{\frac{RIN}{10}} \right) \right] \quad (5.18)$$

On peut donc exprimer l'évolution de γ comme une fonction polynômiale du photocourant :

$$10^{\frac{\gamma}{10}} = aI + bI^2 \quad (5.19)$$

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

$$a = \frac{|H(\omega)|^2}{N_{Bth}} 2qR \quad (5.20a)$$

$$b = \frac{|H(\omega)|^2}{N_{Bth}} R 10^{\frac{RIN}{10}} \quad (5.20b)$$

Une interpolation polynômiale par la méthode des moindres carrés permet d'extraire d'une mesure telle que celle présentée sur la courbe 5.13 la valeur des coefficients a et b . On obtient ainsi une estimation de la valeur du RIN grâce à la relation :

$$RIN = 10 \log_{10} \left(2q \frac{b}{a} \right) \quad (5.21)$$

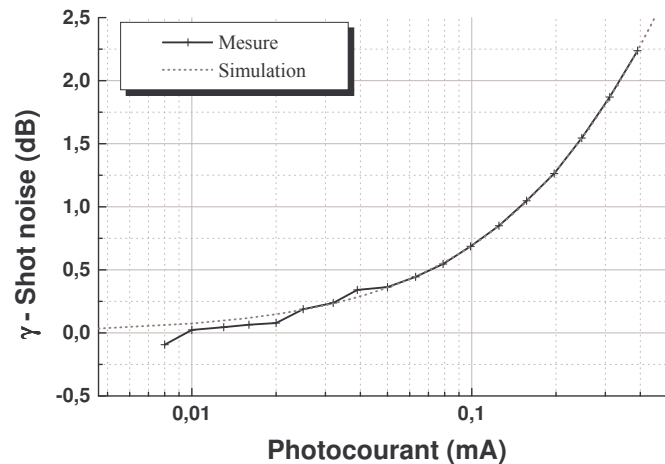


FIG. 5.14 – Écart entre la mesure et l'estimation du bruit de grenaille.

L'expression précédente montre que cette technique permet non seulement de s'affranchir de la fonction de transfert $H(\omega)$, mais aussi de la mesure du bruit thermique. Afin de mieux se rendre compte de la contribution des deux termes que sont le bruit de grenaille et le bruit d'amplitude, la figure 5.14 présente l'écart entre la mesure et l'estimation du shot noise seul représenté par le terme aI . On représente ainsi :

$$ecart_{dB} = \gamma - \gamma_{ref} = 10 \log_{10} \left(1 + \frac{b}{a} I \right) \quad (5.22)$$

Lorsque cet écart est nul, cela signifie que la contribution du bruit d'amplitude est négligeable devant celle du bruit de grenaille. Plus le bruit d'amplitude est important et plus le coefficient b est important, l'écart est alors plus important pour un même photocourant. C'est la détermination de ce dernier terme qui permet de connaître la valeur du RIN. Les mesures précédentes aboutissent par exemple à une valeur de $-152,57 \text{ dB} \cdot \text{Hz}^{-1}$. L'interpolation par les moindres carrés permet d'obtenir une estimation de l'erreur commise. Elle est ici d'environ $0,01 \text{ dB} \cdot \text{Hz}^{-1}$.

La courbe théorique de l'évolution donnée par la relation 5.22 a aussi été représentée en pointillés à titre de comparaison.

C'est par cette méthode que le bruit d'amplitude a été estimé sur les lasers de référence, ne disposant pas de mesure du bruit de grenaille pour ces lasers (cf fig.5.3 et fig.5.4).

L'avantage de cette méthode est de s'affranchir d'une mesure sur un laser de référence. Par contre, afin de déterminer le RIN d'une source, il est indispensable de pouvoir estimer de façon correcte la contribution du bruit de grenaille. Or si le laser est trop bruité, la mesure du shot noise ne peut pas être faite car elle nécessiterait de la réaliser à des puissances inférieures à la sensibilité du détecteur.

Afin de pouvoir approcher le bruit de grenaille par une fonction linéaire, il est indispensable d'avoir une fonction de transfert constante en fonction de l'intensité, c'est à dire

d'avoir un détecteur linéaire ne présentant pas de saturation.

Cette technique permet donc sous certaines conditions (détection linéaire et faible RIN) d'estimer le bruit d'amplitude d'une source. Cependant, on préférera les méthodes qui vont suivre.

Utilisation de références

La principale limitation de la méthode sans référence est l'impossibilité de déterminer la contribution du bruit de grenaille lorsque le laser à caractériser est trop bruité. Pour résoudre ce problème, il est possible d'estimer le bruit lié au shot noise en utilisant un laser de référence. Là encore deux options s'offrent à nous.

La première consiste tout simplement à réaliser la même interpolation que la méthode sans référence afin de déterminer la valeur du coefficient a liée au bruit de grenaille dans l'expression 5.19. Il ne restera plus qu'à déterminer la valeur de l'autre coefficient b à partir des mesures sur le laser à caractériser afin de déterminer son RIN.

Cette façon de faire conserve le handicap de nécessiter un détecteur le plus linéaire possible. Afin de contourner ce problème, une méthode réduisant un peu l'influence de la saturation du système de détection est préférentiellement utilisée.

Elle consiste à considérer la mesure sur le laser de référence comme étant la mesure du bruit de grenaille. Avec les deux mesures sur le laser de référence γ_{ref} et celui à étudier γ , on détermine alors l'écart entre les deux $\gamma - \gamma_{ref}$ ce qui permet d'accéder à la valeur du RIN.

Une interpolation linéaire permet d'estimer l'évolution de l'écart $\gamma - \gamma_{ref}$ grâce à l'équation 5.22 :

$$10^{\frac{\gamma - \gamma_{ref}}{10}} = 1 + \frac{b}{a}I \quad (5.23)$$

On obtient ainsi le RIN en utilisant l'équation 5.21.

Si cette méthode permet de combler les lacunes de celles sans référence concernant la possibilité de réaliser des mesures de bruit pour des valeurs élevées de RIN, elle présente cependant quelques limitations en ce qui concernent les très faibles écarts entre le laser de référence et celui à caractériser. Un exemple de mesure de faible bruit réalisé sur un laser à fibre à la fréquence de 100 MHz avec le laser LIGHTWAVE pour référence a donné le résultat présenté sur le graph 5.15. Les faibles écarts proviennent de petites variations du bruit thermique, de l'ordre de 0,2 dB, entre les deux mesures. Plusieurs solutions existent. La première est de réaliser de façon simultanée les mesures sur le laser de référence et sur le laser à caractériser. Cette technique est toutefois assez contraignante. La solution retenue pour notre méthode est d'introduire un facteur de correction lors de la détermination du bruit d'amplitude lors de l'interpolation des données. Cette méthode est détaillée dans le paragraphe suivant.

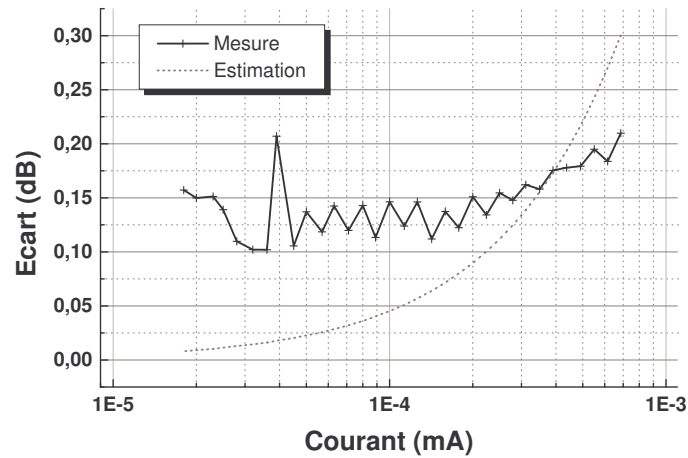


FIG. 5.15 – Écart entre la mesure sur un laser de référence et laser à fibre.

Le RIN a été estimé à $-164,76 \text{ dB.Hz}^{-1}$ pour la mesure présentée. Il est clair que la courbe en pointillés représentant l'écart estimé à partir des coefficients issus de l'interpolation n'est pas une bonne approximation de la mesure. Si pour de fortes valeurs de bruit d'amplitude, ces erreurs sont négligeables, pour des écarts maximum aussi faible que 0,2 dB, le moindre décalage introduit une erreur importante dans l'estimation du RIN.

Introduction d'un facteur de correction

L'écart supplémentaire introduit à l'origine de l'erreur de mesure dans le cadre des très faibles bruits d'amplitude provient d'une différence "minime" du niveau de bruit thermique de l'ordre de $0,2 \text{ dBm.Hz}^{-1}$. Cette variation peut avoir diverses origines comme une modification du point de fonctionnement ou de la température des amplificateurs entre les deux mesures.

Il est cependant possible de remédier à ce problème en faisant intervenir un facteur de correction dans l'expression de γ .

En introduisant le facteur "Correction" déterminant l'écart en dB entre les niveaux de bruit thermique du laser de référence et du laser à mesurer, le facteur γ du second laser devient alors $\gamma + \text{Correction}$. L'équation 5.23 est alors modifiée en :

$$10^{\frac{\gamma - \gamma_{ref}}{10}} = c + dI \quad (5.24)$$

avec

$$c = 10^{\frac{-\text{Correction}}{10}} \quad (5.25a)$$

$$d = 10^{\frac{-\text{Correction}}{10}} \frac{1}{2q} 10^{\frac{\text{RIN}}{10}} \quad (5.25b)$$

On obtient ainsi le RIN du laser en utilisant toujours la relation 5.21 :

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

Le coefficient c ne correspond pas à la contribution du bruit de grenaille, mais au facteur de correction sur le bruit thermique. Dans le premier cas ou on n'utilisait pas le facteur de correction, le coefficient a correspond à la contribution du bruit de grenaille. L'obtention des deux paramètres c et d est réalisée par une interpolation utilisant la méthode des moindres carrés.

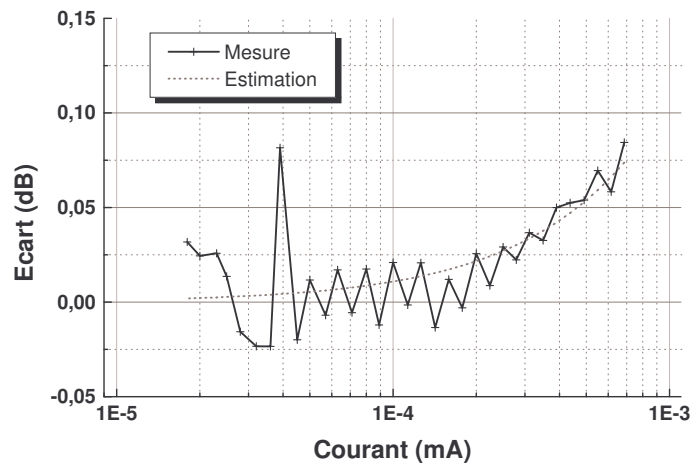


FIG. 5.16 – Écart entre la mesure sur un laser de référence et laser à fibre avec correction.

En introduisant ce facteur de correction, les mesures qui précédemment avaient donné les résultats du graphique 5.15 donnent désormais ceux de la figure 5.16. Le RIN est alors estimé à $-170,98 \text{ dB} \cdot \text{Hz}^{-1}$ soit plus de 5 dB d'écart par rapport à l'estimation sans correction.

Afin de mieux apprécier l'amélioration apportée par ce nouveau terme, l'estimation de l'écart en fonction du courant a aussi été tracée en pointillés à partir des paramètres c et d en utilisant la relation 5.24.

L'introduction de ce facteur de correction permet donc de réduire encore la valeur du RIN minimum détectable. L'utilisation de la référence garantit aussi de pouvoir mesurer les grandes valeurs de bruit d'amplitude.

Afin de s'assurer que les mesures restent fiables, nous nous fixerons dorénavant une limite de mesure. Elle est fixée comme étant le plus petit écart visible entre la référence et le laser à caractériser. Il est fixé à $0,1 \text{ dB}$. Ainsi, la figure 5.16 représente le cas de mesure de la plus petite valeur de bruit mesurée.

5.3.3 Performance de la technique de mesure

La mesure de bruit par la dernière méthode présentée permet aussi bien la mesure de faible bruit que de RIN élevé. Cependant cette technique ne présente pas que des avantages et nous allons voir les différentes limitations qu'elle impose.

Limitations

Le premier inconvénient concerne le temps de mesure. La méthode de mesure précise nécessite que pour chaque fréquence, une vingtaine de mesures à des valeurs de photocourants différents soit réalisée. Or pour chacun de ces photocourants, la tension retenue issue de la détection synchrone résulte d'une moyenne sur plusieurs dizaines de points, dont chacun nécessite un temps de mesure de l'ordre de quelques secondes. Ainsi pour une seule valeur de RIN à une fréquence donnée, entre 30 minutes et 1 heure de mesures peuvent être nécessaires.

L'automatisation de l'expérience permet de ne pas monopoliser l'expérimentateur pendant toute la durée de la mesure, mais le point important est de disposer de laser suffisamment stable pour permettre de telles mesures. De ce point de vue, nous n'avons pas rencontré de véritables problèmes excepté pour les mesures d'injection qui seront présentées dans un prochain chapitre.

Pour savoir si le RIN d'un laser peut être mesuré, il suffit de voir si la mesure du bruit de grenaille du laser de référence est possible. Comme nous l'avons vu dans le cas de la mesure "classique" du bruit d'amplitude, la remontée du bruit thermique réduit la puissance minimale détectable. Nous avons tout de même effectué les mesures présentées sur le graphique 5.17 aux fréquences de 20, 21 et 22 GHz.

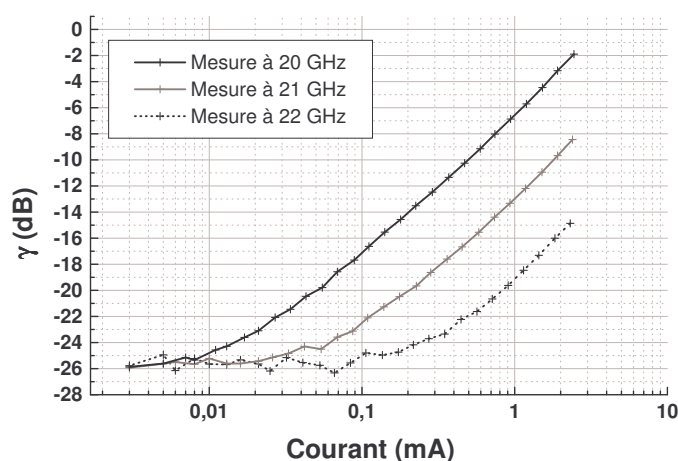


FIG. 5.17 – Mesure à haute fréquence du bruit de grenaille.

Comme on peut le voir sur la figure, la mesure à 20 GHz montre une remontée de la

puissance du bruit thermique. Nous avons déjà expliqué plus tôt que la détection synchrone permettait de réaliser des mesures jusqu'à 20 dB en dessous du niveau de bruit thermique. Or une remontée de celui-ci où une diminution du gain des amplificateurs entraîne une translation vers le bas de la mesure de γ . C'est ainsi que pour les mesures supérieures à 20 GHz correspondant à la fréquence de coupure haute de l'amplificateur, une chute du niveau de signal est clairement visible. Le plancher de mesure à -26 dB correspond à la limite de mesure. Cela correspond à des signaux dont l'amplitude est 26 dB inférieure au niveau de bruit thermique.

Pour des puissances avoisinant le milliwatt sur le détecteur, nous disposons donc de mesure du bruit de grenaille jusqu'à 21 GHz. Il est donc tout à fait possible de réaliser des mesures de bruit permettant de détecter des niveaux de RIN aussi faible que celle présentée sur le graph 5.16.

Précision de la mesure

Il est possible de réaliser des mesures du bruit de grenaille dans la bande 100 KHz-21 GHz. Le niveau minimal de RIN détectable n'est pas lié à la capacité de mesurer des petits signaux, mais à la faculté de discerner la différence entre le signal mesuré et la référence.

La courbe 5.18 représente la valeur minimale de RIN mesurable en fonction du photocourant et du plus petit écart mesurable. Plus l'écart entre le bruit de grenaille et la somme du bruit d'amplitude et du shot noise est faible pour un photocourant donnée, et plus le RIN est petit. Pour obtenir de telles courbes, les relations et 5.21 et 5.23 permettent d'écrire :

$$RIN = 10 \log_{10} \left[2q \left(10^{\frac{\gamma - \gamma_{ref}}{10}} - 1 \right) \right] - 10 \log_{10}(I) \quad (5.26)$$

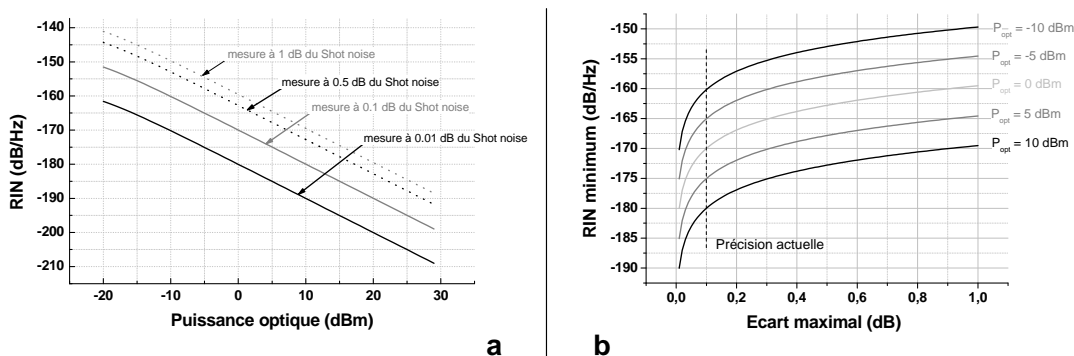


FIG. 5.18 – RIN minimum mesurable en fonction de la puissance reçue pour un écart au shot noise donné (a), et en fonction de l'écart au shot noise pour une puissance donnée (b)

À titre de comparaison, la mesure classique permet de mesurer un RIN de $-150 \text{ dB} \cdot \text{Hz}^{-1}$ à un courant de 0 dBm. Cette limite correspond aussi à celle des systèmes commerciaux. Comme nous l'avons déjà vu sur la figure 5.16, il nous est possible de mesurer des écarts de l'ordre de 0,1 dB par rapport au bruit de grenaille. Nous avons donc, par l'introduction de la détection synchrone et d'un traitement des données adapté amélioré la technique de mesure d'un facteur 100 (20 dB).

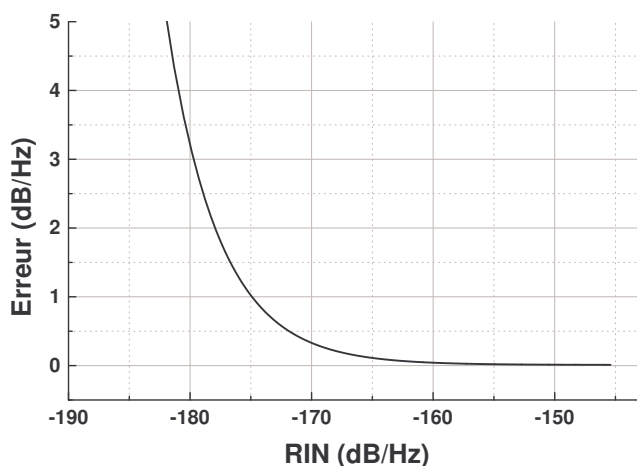


FIG. 5.19 – Erreur sur l'estimation du RIN pour une erreur de 0,1 dB sur la mesure.

L'erreur δRIN réalisée sur l'estimation du bruit d'amplitude peut se déduire de l'erreur de mesure $\delta\gamma$ et de la relation 5.16 :

$$\delta RIN = \frac{10^{\frac{\gamma - \gamma_{ref}}{10}}}{10^{\frac{\gamma - \gamma_{ref}}{10}} - 1} \frac{\delta\gamma}{10} \quad (5.27)$$

La courbe 5.19 représente l'erreur commise sur l'estimation du RIN pour une erreur sur l'écart entre le laser et la référence de 0,1 dB. L'erreur commise est en réalité moindre, mais notre critère de fiabilité d'estimation du RIN étant de ne considérer valides que les mesures permettant des écarts supérieurs 0,1 dB, nous avons conservé ce critère pour l'estimation de cette erreur. La courbe tracée correspond à un photocourant de 1 mA. Nous avons vérifié au préalable la linéarité du détecteur pour de tel photocourant.

Répétabilité

La répétabilité des mesures est un critère important pour un banc de calibration. Elle dépend bien sûr de la stabilité du laser utilisé. Afin de la tester, des mesures ont été réalisées avec une plus grande résolution. Un même laser (DFB à fibre) a été mesuré à 24 heures d'intervalle, après avoir été éteint et rallumé. La fréquence (1 GHz) et le point de fonctionnement étaient identiques. Les mesures obtenues sont celles présentées sur le graph 5.20.

Les mesures présentés ici ont été réalisées sans facteur de correction, ce qui renforce la répétabilité des mesures.

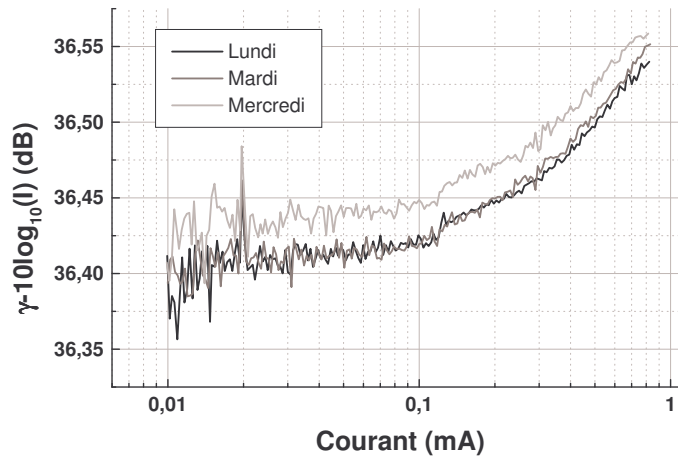


FIG. 5.20 – Répétabilité des mesure de bruit d'amplitude.

Afin de mieux visualiser les différences entre les mesures, il est préférable de tracer $\gamma - 10 \log_{10}(I)$ plutôt que γ . On élimine ainsi la contribution linéaire, ce qui permet d'avoir une échelle des ordonnées adaptée. Cette représentation n'est, bien évidemment, pertinente que dans le cas où le bruit d'amplitude est faible.

On voit au travers de cette mesure que l'erreur de mesure sur γ est bien inférieure à 0,1 dB. On peut donc en conclure avec l'aide du graphique 5.19 que l'erreur commise sur la valeur du RIN est inférieure à 0,33 dB pour une valeur estimée de $-170 \text{ dB} \cdot \text{Hz}^{-1}$.

5.4 Mesure de bruit de fréquence

Nous avons vu dans la partie précédente qu'il est possible de réaliser des mesures de RIN avec une grande précision, même pour de faibles valeurs de bruit d'amplitude. Il est possible d'adapter cette technique de mesure de bruit d'amplitude en banc de mesure de bruit de fréquence des lasers. Il suffit tout simplement de réaliser un étage optique avant la détection permettant de convertir le bruit de fréquence en bruit d'amplitude.

L'étude du bruit de fréquence des lasers a débuté déjà depuis de nombreuses années pour expliquer notamment la largeur de raie des lasers, mesurée supérieure à celle prédit par la théorie [50]. D'autres études théoriques et expérimentales sur le laser ont permis de mieux comprendre le bruit de phase des lasers [51–57] et plus particulièrement sur les lasers à fibre [58,59], plus fins spectralement.

Ce bruit peut devenir très pénalisant car, sous certaines conditions, il peut entraîner une modification du bruit d'amplitude [60–65]. Le bruit de fréquence peut en effet entraîner une augmentation du taux d'erreur binaire lors d'utilisation en télécommunications optiques [66–68]. Certaines études ont donc naturellement conduit à la recherche de la réduction de ce bruit [69,70].

5.4.1 Conversion des variations de fréquence en variation d'amplitude

Le principe de transformation des variations de fréquences en variations d'amplitude est souvent utilisé pour avoir des mesures précises d'écart fréquentielles. Les interféromètres Fabry-Perot fonctionnent par exemple sur ce principe de façon à atteindre des écarts en fréquence de l'ordre du Mégahertz.

Présentation de l'interféromètre

Nous allons ici aussi utiliser une des propriétés particulières des champs laser qu'est la cohérence. La conversion fréquence amplitude se fait au moyen d'interféromètre. Les premiers résultats ont été obtenus grâce à une configuration du type Michelson.

Les miroirs du Michelson sont constitués de coin cube afin de réduire au maximum les réglages de façon à disposer d'un outil simple d'utilisation ne nécessitant pas de continues corrections. Ces optiques permettent par multiples réflexions de défléchir le faisceau incident et le renvoyer dans la même direction mais dans le sens opposé, et ce, quelque soit l'angle d'incidence. Tous les réglages des miroirs se trouvent ainsi supprimés. La lame séparatrice est faite d'un cube séparateur. Afin de réduire les réflexions de Fresnel sur les faces, pouvant perturber le fonctionnement de l'interféromètre par la création de sous-cavités, des couches anti-réflexion ont été déposées sur chacune des faces du cube.

L'entrée et la sortie du dispositif sont fibrées, pour pouvoir facilement utiliser l'interféromètre. Nous verrons par la suite qu'une simple mesure du bruit d'amplitude du champ

sortant de l'interféromètre ne permet pas de pouvoir mesurer le bruit de fréquence du laser. Cette maniabilité du montage sera alors très utile.

Les extrémités de l'interféromètre sont constituées de collimateurs fibrés. Ces deux derniers ont été collés au montage après réglages. Les seuls paramètres subsistant sont ceux du cube séparateur. Le réglage est optimal et donne la meilleure précision dans les mesures quand la puissance optique circulant dans les deux bras est identique. Ce montage permet d'avoir des différences de marche de l'ordre de 25 cm, à des différences de marche nulle grâce à l'un des miroirs pouvant se déplacer le long d'un "rail".

Fonction de transfert

L'étude du champ à la traversée du montage va nous permettre de déterminer la fonction de transfert de ce dernier. Le faisceau incident voit son intensité divisée par deux par le cube séparateur. Sur chacun des deux trajets, la lumière subira des pertes, que ce soit de l'absorption dans les matériaux, des réflexions de Fresnel ou encore des pertes de couplage dans le collimateur de sortie. On tiendra compte de ces pertes supplémentaires en introduisant un facteur a_i modifiant l'amplitude du champ, i étant l'indice correspondant au chemin suivi. Les deux voies optiques étant différentes, on appellera L_i la longueur optique du chemin i .

Soit $E_0 e^{i(\omega t - kz_0)}$ le champ optique incident, que l'on considérera scalaire pour plus de simplicité. Soit r le facteur de réflexion du cube séparateur. On aura donc les champs E_1 et E_2 suivant les deux trajets tels que :

$$E_1 = r E_0 a_1 e^{i(\omega t - k(z_0 + L_1))} \quad (5.28a)$$

$$E_2 = \sqrt{1 - r^2} E_0 a_2 e^{i(\omega t - k(z_0 + L_2))} \quad (5.28b)$$

k représente le module du vecteur d'onde et est égal à $k = \frac{2n\pi}{\lambda}$, n étant l'indice de réfraction et λ la longueur d'onde du champ.

En sortie d'interféromètre, le champ total est la somme des champs issus des deux trajets. L'intensité optique est proportionnelle au carré du champ. L'intensité de sortie I_s s'exprime, en considérant les coefficients a_i et r réels :

$$I_s = I_0 \left[a_2^2 + r^2 (a_1^2 + a_2^2) + 2r \sqrt{1 - r^2} a_1 a_2 \cos(k(L_2 - L_1)) \right] \quad (5.29)$$

Le contraste C permet de définir la qualité des interférences obtenues. Sa valeur varie entre 0 (pas d'interférence) et 1 (interférences maximales). En appelant respectivement I_{max} et I_{min} les intensités maximale et minimale permises par l'expression 5.29, le contraste est :

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{4r \sqrt{1 - r^2} \frac{a_2}{a_1}}{2 + r^2 \left(1 - \frac{a_2^2}{a_1^2} \right)} \quad (5.30)$$

On obtient un contraste maximum pour des pertes identiques que les différentes voies ($a_1 = a_2$) et un facteur de réflexion de 50 %. Étant donné les caractéristiques du cube

séparateur garantissant un facteur de réflexion compris entre 50 et 55%, on peut espérer un contraste supérieur à 90%.

Cas de faisceau gaussien

Afin de mieux tenir compte des pertes de couplage entre les faisceaux incidents et le mode guidé dans la fibre en sortie du montage, on peut aussi modéliser le système en considérant des modes dont la répartition spatiale n'est pas uniforme. Le champ issu de la fibre E_e est généralement approché par un gaussienne :

$$E_e = E_0 e^{i(\omega t - kz)} e^{-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{w_0^2}} \quad (5.31)$$

w_0 correspond à la demi largeur à $\frac{1}{e^2}$ de l'intensité du champ, $(x_0; y_0)$ les coordonnées du centre de la gaussienne et E_0 l'amplitude du champ sur l'axe.

L'intensité en sortie I_s s'exprime en fonction des intensités des champs I_1 et I_2 issues des chemins 1 et 2 :

$$I_s = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(k\Delta z) \quad (5.32)$$

avec Δz la différence de chemin optique entre les deux voies. Les expressions des différentes intensités sont :

$$I_i = a_i^2 I_e e^{-2\frac{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2}{w_i^2}} \quad (5.33a)$$

$$\sqrt{I_1 I_2} = a_1 a_2 I_e e^{-\left[\frac{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2}{w_1^2} + \frac{(x-x_2)^2 + (y-y_2)^2}{w_2^2} \right]} \quad (5.33b)$$

L'ensemble de la puissance optique de chacun des trois termes n'est pas complètement récupéré par le collimateur en sortie de l'interféromètre. Pour connaître la quantité de lumière réellement utilisée, il est nécessaire de réaliser l'intégrale de recouvrement entre la lumière décrite par l'expression 5.32 et celle que peut capter le collimateur de sortie.

L'intégrale de recouvrement I_{r_i} est un facteur multiplicatif permettant de connaître l'intensité réellement captée I_i , dont l'expression est :

$$\begin{aligned} I_{r_i} &= \frac{\iint_{\mathbb{R}^2} e^{-2\frac{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2}{w_i^2}} e^{-2\frac{x^2+y^2}{w_0^2}} dx dy}{\iint_{\mathbb{R}^2} e^{-4\frac{x^2+y^2}{w_0^2}} dx dy} \\ &= \frac{2}{1 + \frac{w_i^2}{w_0^2}} e^{-2\frac{x_i^2 + y_i^2}{w_0^2 + w_i^2}} \end{aligned} \quad (5.34)$$

avec x_i et y_i les écarts entre l'axe sur lequel est centré le faisceau et celui sur lequel est centré le collimateur. On ne tiendra pas compte ici de pertes dues à l'inclinaison du faisceau. Concernant le troisième terme de l'expression 5.32, son intégrale de recouvrement est plus

complexe que dans le précédent cas, mais également plus générale. On retrouve en effet la même expression en posant $1 = 2 = i$.

$$I_{r12} = \frac{4}{w_1 w_2 \left(\frac{2}{w_0^2} + \frac{1}{w_1^2} + \frac{1}{w_2^2} \right)} \exp \left[\frac{-\frac{2}{w_0^2} \left(\frac{x_1^2 + y_1^2}{w_1^2} + \frac{x_2^2 + y_2^2}{w_2^2} \right) + \frac{(x_1 - x_2)^2}{w_1^2 w_2^2} + \frac{(y_1 - y_2)^2}{w_1^2 w_2^2}}{2 \left(\frac{2}{w_0^2} + \frac{1}{w_1^2} + \frac{1}{w_2^2} \right)} \right] \quad (5.35)$$

L'expression des intensités dans l'expression 5.32 sont, en posant $I_1 = I_{11}$, $I_2 = I_{22}$ et $\sqrt{I_1 I_2} = I_{12}$:

$$I_{ij} = \frac{\pi}{\frac{1}{w_i^2} + \frac{1}{w_j^2}} \exp \left[-\frac{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2}{w_i^2 + w_j^2} \right] \quad (5.36)$$

L'intensité totale I_t récupérée par le collimateur est alors donnée par :

$$I_t = I_{11} I_{r1} + I_{22} I_{r1} + 2 I_{12} I_{r12} \cos(k\Delta z) \quad (5.37)$$

Le contraste est bien entendu encore égal à 1 et l'intensité maximale pour $x_1 = x_2 = 0$ et $y_1 = y_2 = 0$. Par contre si ce n'est pas le cas, en particulier, si les faisceaux issus des deux chemins n'ont pas tout à fait la même taille et ne sont pas centrés, il est intéressant de savoir quelle plage de précision il est nécessaire d'avoir pour placer correctement le collimateur de sortie.

La taille des faisceaux peut différer, car les deux trajets ont des longueurs différentes et les collimateurs présentent toujours une divergence aussi faible soit-elle. Le centrage dépend quant à lui des réglages des différents éléments du système.

La figure 5.21 représente le contraste en fonction de la distance à l'axe pour des faisceaux centrés, mais ayant des tailles différentes. Les rapports entre les rayons est fixé à 5 %. Si les rayons sont égaux, le contraste est égal à 1, indépendamment du point d'observation.

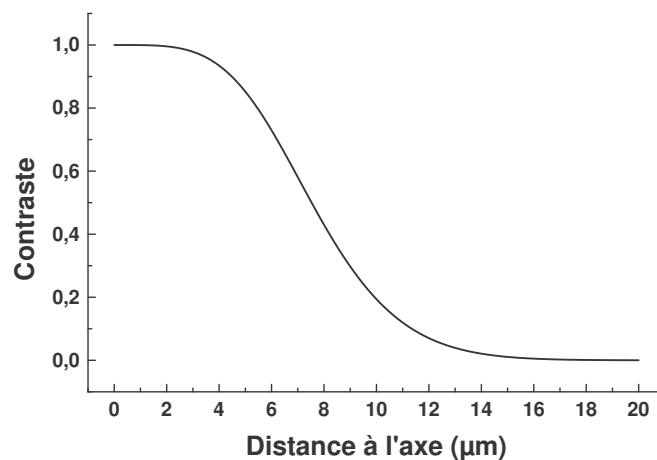


FIG. 5.21 – Contraste en fonction de la distance séparant les deux axes des faisceaux gaussiens.

Le figure 5.22 représente le contraste pour des faisceaux non centrés et ayant des tailles différentes. L'un des faisceaux est centré aux coordonnées (0,0) et l'autre en (5,0). Les coordonnées affichées, exprimées en millimètre, correspondent à la position du collimateur.

Le graphique 5.23 met en évidence la différence de taille des deux faisceaux. Quand ceux-ci sont rigoureusement identiques, la position permettant un contraste de 1 est une ligne droite : c'est la médiane du segment formé par les positions des deux faisceaux. Dans le cas d'une différence aussi faible que 5%, cette ligne se courbe du côté du faisceau le plus fin sous une forme rappelant une parabole.

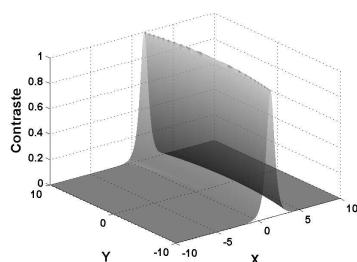


FIG. 5.22 – Contraste en fonction de position du collimateur.

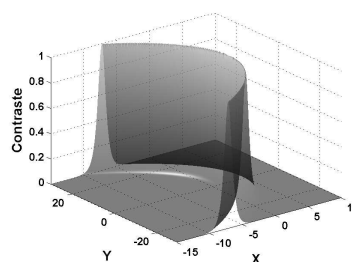


FIG. 5.23 – Influence de la différence de taille

Afin de pouvoir conserver un contraste supérieur à 90%, il est nécessaire de placer le collimateur de sortie dans une plage de 0,4 mm. Or ce dernier étant fixé, cela revient à avoir une précision sur l'orientation du cube séparateur situé à 5 cm de l'ordre de $0,5^\circ$

5.4.2 Mesure du bruit de fréquence

On se placera dans le cadre de pertes $a_i = a$ identiques le long des deux chemins de l'interféromètre. On supposera aussi que le coefficient de réflexion du cube séparateur est bien de 50%. Sous ces approximations, la fonction de transfert 5.29 se simplifie en :

$$I_s = 2a^2 I_0 \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi\nu}{c} \Delta z \right) \right] \quad (5.38)$$

avec ν la fréquence optique. Avant toute chose, le réglage de l'interféromètre dans le cadre de cette mesure consiste à traduire les fluctuations de fréquences en variations d'intensité. On cherchera donc à maximiser $\frac{\partial I_s}{\partial \nu}$, ce qui permet très facilement de trouver le point de fonctionnement. On trouve alors que la différence de marche entre les bras du Michelson doit être telle que :

$$\Delta z = \frac{\lambda}{4} + N\lambda \quad N \in \mathbb{Z}$$

Afin d'introduire les variations de fréquence $\delta\nu$ et de puissance optique δI , nous allons utiliser l'approche des petit signaux dans l'équation précédente. Cette méthode se justifie par les très faibles variations, tant de la puissance que de la fréquence, que représentent

les bruits de paramètres. Nous allons donc remplacer I_0 par $I_0 + \delta I$ et ν par $\nu + \delta \nu$. En considérant le point de fonctionnement et les relations usuelles de trigonométrie, on a directement :

$$\begin{aligned} I_s &= 2a^2(I_0 + \delta I) \left[1 - \sin \left(\left(\frac{\pi}{2} + 2N\pi \right) \frac{\delta \nu}{\nu} \right) \right] \\ &= 2a^2 I_0 + 2a^2 \delta I - 2a^2 \left(2N\pi + \frac{\pi}{2} \right) I_0 \frac{\delta \nu}{\nu} - 2a^2 \left(2N\pi + \frac{\pi}{2} \right) \delta I \frac{\delta \nu}{\nu} \end{aligned} \quad (5.39)$$

Le RIN_{out} étant le rapport entre le carré des fluctuations d'intensités sur l'intensité moyenne, le RIN mesuré en sortie du Michelson sera, en négligeant les termes petits d'ordre strictement supérieur à deux :

$$RIN_{out} = RIN_{in} + \left(2N\pi + \frac{\pi}{2} \right)^2 \frac{\langle \delta \nu^2 \rangle}{\langle \nu^2 \rangle} + 2 \left(2N\pi + \frac{\pi}{2} \right) \frac{\langle \delta I \delta \nu \rangle}{\langle I \nu \rangle} \quad (5.40)$$

Où les indices in font références aux grandeurs à l'entrée de l'interféromètre, et donc mesurables en l'absence de celui-ci. Les termes de bruit de fréquence et d'amplitude ne seront pas considérés corrélés. Le troisième membre de l'expression précédente sera alors considéré nul. On obtient donc :

$$RIN_{out} = RIN_{in} + \left(2N\pi + \frac{\pi}{2} \right)^2 \frac{\langle \delta \nu^2 \rangle}{\langle \nu^2 \rangle} \quad (5.41)$$

Une mesure de bruit d'amplitude sans l'interféromètre permet de déterminer le premier terme RIN_{in} , tandis qu'une autre mesure réalisée après l'interféromètre permet d'accéder à RIN_{out} . La connaissance de N par un étalonnage de l'interféromètre permet donc de connaître grâce aux deux mesures précédentes $\frac{\langle \delta \nu^2 \rangle}{\langle \nu^2 \rangle}$.

Le calcul de la densité spectrale de bruit obtenu après passage dans une interféromètre [64] permet d'exprimer cette densité S_{out} en fonction de la fréquence :

$$S_{out} = \frac{I_0^2 \sin^2(\pi f \tau_d)}{2 f^2} \left(C_1 + \frac{C_2}{f} \right) \quad (5.42)$$

avec τ_d de temps de délai entre les deux bras de l'interféromètre. C_1 et C_2 représentent les facteurs bruits blanc et en $\frac{1}{f}$ respectivement, relié à la largeur de raie du laser⁴.

C_1 permet de remonter à la largeur de raie du laser par la relation :

$$C_1 = \frac{\Gamma}{2\pi^2} \quad (5.43)$$

avec Γ la demi largeur de raie à mi-hauteur. On peut aussi relier cette constante à la largeur de raie $\Delta \nu$ et au temps de cohérence du laser τ_c grâce aux relations :

$$C_1 = \frac{1}{\pi^2 \tau_c} = \frac{\Delta \nu}{\pi} \quad (5.44)$$

Le second terme C_2 quant à lui est relié à l'élargissement gaussien de la raie introduit par le bruit en $\frac{1}{f}$. La largeur de la gaussienne est donnée par la variance σ :

$$\sigma^2 \simeq 3,56 C_2 \quad (5.45)$$

⁴La démonstration de l'expression est détaillée dans l'annexe dédiée à la densité spectrale mesurée en sortie d'interféromètre

Premières mesures

Les premières mesures ont été réalisées sur des lasers DFB à semi-conducteurs émettant un champ laser aux alentours de 1550 nm. Les mesures expérimentales obtenues sont présentées sur la figure 5.24.

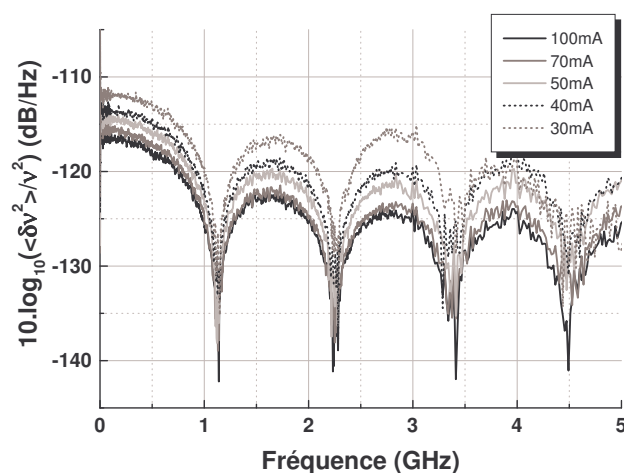


FIG. 5.24 – Mesure de bruit de fréquence en fonction du courant de pompe.

L'étude en fonction du courant de pompe montre bien une réduction du bruit de fréquence à mesure que le pompage augmente. On remarque bien la fonction sinus cardinale induite par l'interféromètre. Il semblerait cependant que l'interpolation par la fonction 5.42 ne coïncide pas avec les mesures, la décroissance des mesures avec la fréquence étant insuffisante. Une étude avec une différence de marche plus grande devrait permettre de réduire la plage de fréquence nécessaire à l'étude et ainsi mettre hors de cause le système de détection. Il serait nécessaire d'introduire une différence de plusieurs dizaines de mètres entre les deux bras de façon à réduire l'intervalle d'étude à quelques dizaines de MégaHertz. La réalisation d'un tel interféromètre est en cours et devrait bientôt permettre de caractériser le bruit de fréquence des lasers.

Conclusion

La technique classique de mesure de bruit d'amplitude permet de réaliser rapidement le RIN mais son plancher de mesure reste assez élevé (supérieur à 20 dB dans le meilleur des cas) en comparaison avec la technique de précision présentée ici. Cette dernière, associée avec un laser de référence présentant un bruit d'amplitude négligeable, permet de descendre jusqu'à des valeurs aussi faibles que $-170 \text{ dB} \cdot \text{Hz}^{-1}$ pour des puissances de 1 mW (0 dBm) sur le détecteur.

La plage de fréquence qui peut être étudiée n'est limitée que par les bandes passantes des différents composants et s'étend de 100 KHz à 21 GHz. La détection synchrone permet de s'affranchir des inconvénients liés à l'augmentation du bruit thermique à mesure la bande fréquentielle d'observation augmente.

L'inconvénient majeur de cette technique réside dans le temps de mesure. Il est alors indispensable d'avoir une grande stabilité dans le temps des systèmes étudiés.

L'association des deux techniques permet à la fois d'obtenir rapidement une vue d'ensemble du spectre de bruit, et de disposer d'une sensibilité au bruit importante si nécessaire. Les deux techniques seront donc utilisées de façon complémentaire par la suite.

L'addition d'un interféromètre avant la mesure du bruit d'amplitude permet d'utiliser ce même banc afin de réaliser des mesures de bruit de fréquence. Le Michelson utilisé possédant une différence de marche modeste entre les deux bras nécessite une bande de fréquence importante pour la mesure des paramètres relatifs aux bruits. Quelques investigations sont encore nécessaires afin de déterminer si ces grandes étendues en fréquences n'ont pas de conséquences néfastes à la mesure. Il en résultera peut-être une utilisation d'un autre interféromètre permettant la mesure de ces paramètres.

Chapitre 6

Résultats expérimentaux

Le chapitre précédent a permis de modéliser le bruit d'amplitude d'un laser mono-mode. Ce chapitre est consacré à l'étude du bruit d'amplitude de différents types de lasers. Les résultats présentés porteront sur l'étude générale du RIN des lasers couramment utilisés pour les télécommunications optiques en fonction de différents paramètres comme le taux de pompage.

D'autres études sur des lasers un peu plus "exotiques" ont été menées et ont conduit à l'observation de comportements particuliers du spectre de bruit. L'influence d'un amplificateur a aussi été observée.

Avant de discuter les spectres de bruits mesurés, les structures des différentes sources seront détaillées afin de mieux comprendre les mécanismes aboutissant aux phénomènes observés.

6.1 Présentation des Lasers à fibre

La conception d'un laser repose principalement sur l'association d'un milieu amplificateur et d'une cavité. Afin d'obtenir des effets lasers aux longueurs d'ondes compatibles avec les télécommunications optiques, il est assez courant d'utiliser de l'Erbium comme milieu de gain afin de réaliser des lasers solides. En effet, cet atome a la particularité de posséder une transition atomique centrée sur la longueur d'onde de 1550 nm. Le milieu privilégié pour transmettre la lumière est la fibre optique. Or il est apparu qu'il était possible de concevoir des fibres dopées à l'Erbium permettant d'obtenir du gain. Par ce moyen, la fibre assure aussi bien le guidage que l'amplification.

Il est bien évident que le seul pompage possible d'une fibre dopée se fait par voie optique : une diode laser émettant à 980 nm ou à 1480 nm est généralement injectée dans la fibre. La lumière de pompe est ainsi guidée directement là où doit se produire l'amplification. Certaines fibres peuvent être utilisées afin de produire des lasers de puissance, notamment en répartissant la puissance optique sur une plus grande surface en utilisant des sections guidantes plus importantes. Le but est de réduire l'intensité par unité de surface pour éviter tout risque de dégradation du milieu. Une augmentation trop importante de l'intensité peut toutefois conduire à l'apparition d'effets non linéaires qui peuvent provoquer des dégradations importantes de l'information portée par le flux optique. Comme toujours, il est nécessaire de trouver un compromis entre la puissance et la répartition du champ optique dans le guide.

Pour concevoir le laser, il ne reste plus qu'à introduire des miroirs dans la fibre. Différents types de cavité et différentes méthodes pour coupler la puissance de pompe ont été introduites : cavité Fabry-Perot, en anneau, à réseau de Bragg distribué, pompage longitudinal, V-groove... Nous nous intéressons plus particulièrement dans ce chapitre à des lasers à fibre dont le miroir est distribué le long de la fibre. La photosensibilité des fibres permet de modifier localement l'indice de la silice sous éclairage par Ultra-violet. Il est ainsi possible de créer des réseaux de Bragg par modulation de l'indice de réfraction. En contrôlant la modulation spatiale et la variation d'indice, il est alors possible de créer un miroir dont le taux de réflexion varie avec la longueur d'onde : le réseau de Bragg [71]. On peut considérer en première approximation les variations d'indices comme des successions de dioptries. On a alternance de couches d'indice élevé n_h et d'indice faible n_b . A chacune des interfaces se produit une réflexion de Fresnel : une petite portion du champ est donc réfléchi. Si les dimensions géométriques sont telles que les différents champs réfléchis forment des interférences constructives, il pourra y avoir réflexion quasi totale du champ incident suivant les paramètres du réseau.

Les années 80 on vu apparaître les premiers lasers à fibre Erbium possédant des réflecteurs de Bragg. Depuis, leurs qualités n'ont cessé d'augmenter et on permis l'obtention de laser à réseau de Bragg distribué (DBR : Distributed Bragg Reflector) monomode [72,73]. L'apparition de laser à contre réaction distribuée (DFB : Distributed FeedBack) dopés Er-

bium sont ensuite apparus [74–77]. Enfin, l'association des deux dopants qui sont l'Erbium et l'Ytterbium [78,79] ont encore amélioré la stabilité des lasers et ont permis d'augmenter la concentration des dopants. Toutes ces avancées dans la conception des lasers à fibre doit une grande part à l'amélioration des techniques de photoinscription qui ont, au cours de ces années 90 été perfectionnées grâce à l'hydrogénation des fibres [80]. L'étude du bruit d'amplitude de laser à fibre monomode a permis de mettre en avant leur faible bruit [81–84] comparé aux sources à semi-conducteurs [85,86], ce qui en fait un bon candidat pour certaines applications de transmissions numériques. Dans cette optique, Le bruit d'amplitude a même été comparé au rapport signal à bruit [87].

Cette partie sera consacrée à l'étude de laser à fibre. Les premiers résultats concernent l'étude de DFB monomode réalisée par Stéphane Blin [88] dans le cadre de sa thèse en partenariat avec le laboratoire de l'Université Laval à Québec. Des lasers à fibre multimodes plus "exotiques" ont aussi été développés. Leur structure sera détaillée ainsi que les résultats les concernant.

6.2 Lasers à fibre DFB monomodes

Une première structure consiste à mettre des réseaux de Bragg de part et d'autre d'une portion de fibre amplificatrice. Cette dernière, aussi utilisée dans les lasers à semi-conducteurs est appelée laser à réflecteur de Bragg répartis (DBR : Distributed Bragg Reflector). L'inconvénient est de devoir réaliser deux miroirs réfléchissant les mêmes longueurs d'onde. De même que pour les lasers de type Fabry Perot, la présence de modes multiples dépend de la longueur totale de la cavité.

Une autre structure n'utilisant qu'un seul réseau de Bragg permet elle aussi d'obtenir une cavité résonnante. Le principe est beaucoup moins intuitif que dans le cas du laser DBR qui est beaucoup plus proche d'une cavité "classique" formée de deux miroirs. L'étude par la méthode des modes couplés permet de modéliser le laser et de déterminer les longueurs d'ondes lasantes. La conception d'un unique réseau de Bragg mène à l'apparition de deux modes longitudinaux différents, répartis de part et d'autre de la longueur d'onde de Bragg λ_b , i.e. la longueur d'onde centrale de la courbe de réflexion du réseau. Cette longueur d'onde λ_b est définie par :

$$\lambda_b = 2(n_{eff} + \overline{\delta n_{eff}})\Lambda$$

n_{eff} représente l'indice effectif du guide, δn_{eff} la variation d'indice et Λ le pas correspondant à la variation de l'indice. Afin d'obtenir un laser monomode, un saut de phase de $\frac{\pi}{2}$ est introduit, permettant à la longueur d'onde de Bragg λ_b de laser. Cette dernière est celle correspondant au maximum de réflectivité et celle qui présente donc le moins de pertes. Les lasers qui seront étudiés dans cette section reposent tous sur ce mode de conception.

6.2.1 Laser Southampton

Afin de pouvoir apprécier la qualité et les caractéristiques des lasers à fibre conçus par Stéphane Blin lors de sa thèse, il est intéressant de pouvoir les comparer à un laser commercial. Nous avons pu avoir à disposition un laser à fibre venant de Southampton Photonics. Ce laser DFB émettant à 1564 nm ne présente qu'un seul et unique mode visible, que ce soit à l'analyseur de spectre optique ou au Fabry Perot d'analyse. Ce dernier appareil offre la résolution suffisante pour détecter la présence de mode secondaire dont la puissance est inférieure de 34 dB au mode principal. Nous pouvons donc en conclure que ce laser est monomode, selon le critère usuel (au moins 30 dB entre le mode principal et les modes secondaires).

Afin de protéger le laser des perturbations extérieures, il est contenu à l'intérieur d'un boîtier athermique. Cela a pour conséquence de rendre le laser insensible aux modifications de température. Les lasers à fibre contenant des réseaux de Bragg sont en effet très sensibles à ce type de perturbations. Suite à une modification de la température, la fibre va se contracter ou se dilater, ce qui va entraîner une modification du pas du ou des réseaux.

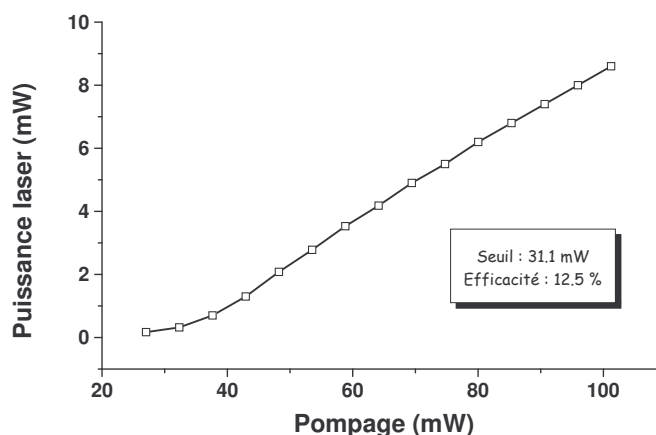


FIG. 6.1 – Caractérisation du laser "Southampton".

La longueur d'onde du laser peut ainsi être fortement modifiée. C'est aussi pour cela, que les lasers DFB sont préférés au laser DBR. Ces derniers nécessitent un bon accord entre les spectres de réflexion des deux réseaux. Or il se peut, sous l'action de la température, que les réflectivités des deux miroirs évoluent suffisamment différemment pour augmenter les pertes de la cavité, et ce jusqu'à extinction du laser. Un laser DFB ne verra lui qu'une simple modification de la longueur d'onde.

La figure 6.1 représente la caractéristique du laser provenant de Southampton. Cette dernière permet de déterminer la valeur du seuil à 31,1 mW pour une efficacité de 12,5 %. Ces paramètres indiquent la qualité de la conversion de la puissance de pompe en puissance laser.

Afin de s'assurer que le choix de la diode de pompage n'avait pas d'influence sur le spectre de bruit, plusieurs mesures de RIN ont été réalisées sur le laser "Southampton" avec différentes diodes à semi-conducteurs dont les longueurs d'ondes avoisinent 980 nm. Ces dernières, bien que de conception similaire, n'ont pas la même longueur d'onde. La figure 6.2 présente les mesures avec les trois diodes de pompe qui seront utilisées par la suite pour la caractérisation des différents lasers à fibre.

La différence observée entre les trois mesures correspond principalement à des modifications de la fréquence de relaxation. Ces variations ne sont dues qu'à des différences de taux de pompage entre les trois mesures. Les diodes n'émettant pas à la même longueur d'onde, l'absorption des champs de pompe ne se fait pas avec la même efficacité dans les trois cas. La puissance au seuil diffère donc selon la diode : à puissance optique égale à 980 nm, le taux de pompage est différent.

Les résultats présentent des spectres similaires à ceux présentés dans le chapitre concernant la modélisation des lasers à 4 ou 3 niveaux. Ceci indique que le modèle semble suffisant pour la description des lasers à fibre monomode.

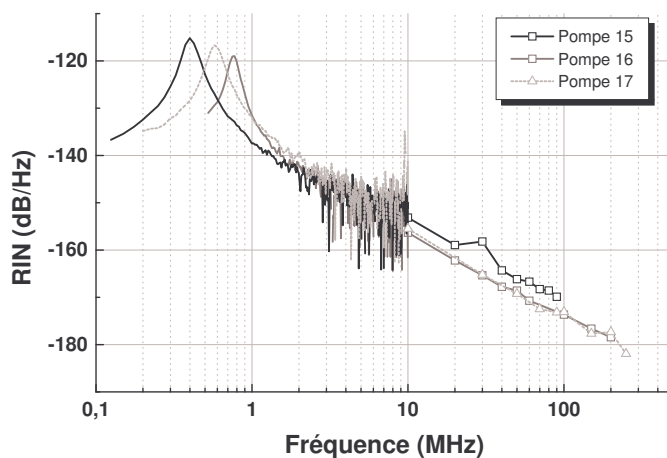


FIG. 6.2 – Influence de diode de pompe sur le laser "Southampton".

6.2.2 Laser à fibre Kohéras

Le laboratoire a fait l'acquisition d'un laser à fibre de la société Kohéras de façon à disposer d'un laser émettant à 1550 nm et ayant une largeur de raie très fine. La puissance maximale disponible en sortie du laser est de 24,5 mW.

Afin de vérifier la largeur du spectre du laser, inférieure à 1 kHz d'après le constructeur, nous avons réalisé des mesures avec un autohétérodyneur disposant d'une différence de marche de 55 km. La figure 6.3 montre le spectre obtenu sur l'analyseur de spectre électrique, centré à la fréquence du modulateur acousto-optique égale à 80 MHz. La mesure à

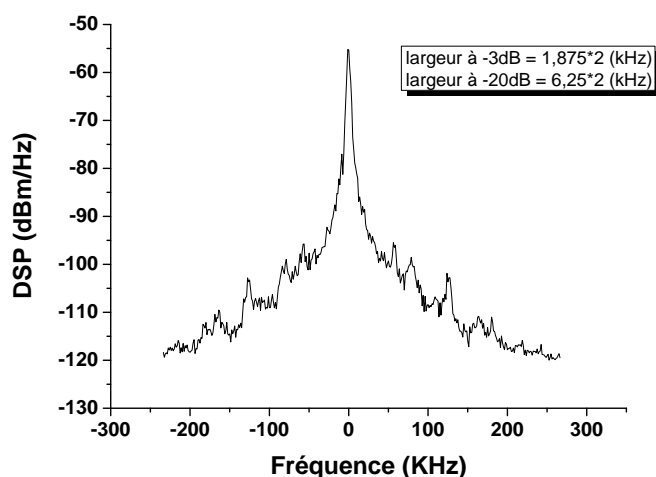


FIG. 6.3 – Spectre électrique permettant la mesure de la largeur de raie du laser Kohéras en sortie de l'autohétérodyneur de 55 km.

mi-hauteur (-3 dB) de la demi largeur du spectre électrique correspond à la largeur à mi-hauteur du spectre optique dans le cas d'une Lorentzienne pure. Une telle mesure indique une largeur de raie de 1.875 kHz. Cependant, la mesure à 1% (-20dB) permet d'obtenir des mesures de largeurs plus étroites [89]. Cela s'explique par une contribution gaussienne au spectre laser, principalement visible au maximum de ce spectre. La mesure sur les ailes du spectre donne une meilleure indication de la largeur de la contribution Lorentzienne au spectre de raie. En réalisant cette mesure, nous avons déduit une largeur de raie inférieure à 0,7 kHz, ce qui représente la résolution de notre autohétérodyneur.

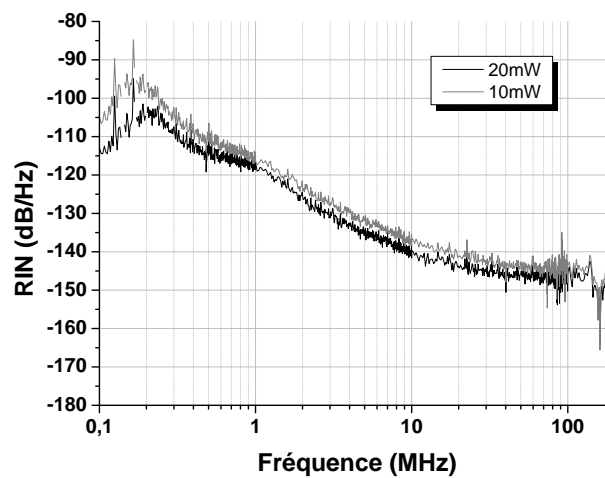


FIG. 6.4 – RIN du laser Kohéras pour des puissances de sortie de 10 et 20 mW

Les mesures de bruit d'amplitude sur ce laser, représentées sur le figure 6.4, montre d'une part une fréquence de relaxation faible de l'ordre de 200 kHz pour une puissance de sortie de 20 mW. Ces fréquences sont plus faibles que celles du laser à fibre "Southampton", qui pouvaient atteindre 800 kHz. Le RIN du laser Kohéras est beaucoup plus important que celui du laser à fibre "Southampton". En effet, après la fréquence de relaxation, on observe un écart d'environ 15 dB entre les deux lasers, dans la partie linéaire dont la décroissance est de 20 dB par décade. De plus, le fait d'avoir une fréquence de relaxation plus faible entraîne un maximum de bruit d'amplitude d'autant plus élevé. Le laser Kohéras présente un maximum de $-103 \text{ dB}\cdot\text{Hz}^{-1}$ à 215 kHz pour la mesure à 20 mW, tandis que l'autre laser offrait un maximum de $-115 \text{ dB}\cdot\text{Hz}^{-1}$. Les puissances émises par ces deux lasers sont comparables. Malheureusement, il est impossible d'avoir accès à la puissance de pompe pour le laser Kohéras, ce qui interdit une étude en fonction du taux de pompage, qui aurait permis une meilleure comparaison entre ces deux lasers.

6.2.3 Présentation des lasers DFB provenant de l'université Laval à Québec

Un des objectifs de Stéphane Blin pendant sa thèse était de concevoir des lasers à fibre monomodes émettant à des longueurs d'onde avoisinant 1550 nm afin de pouvoir être utilisables pour les télécommunications optiques. Dans ce cadre, j'ai participé à la caractérisation de ces structures.

Une mesure de RIN comme celle présentée sur le figure 6.5 permet de conclure que le modèle présenté dans les premiers chapitres de cette thèse permet de simuler le comportement de tels lasers. L'interpolation des courbes expérimentales sur les lasers dopés Erbium Ytterbium par la fonction théorique donnant l'évolution du spectre de bruit en fonction de la fréquence d'un laser à quatre niveaux concorde avec les mesures et permet d'extraire les paramètres du laser. De ces mesures, il est donc possible d'extraire la fré-

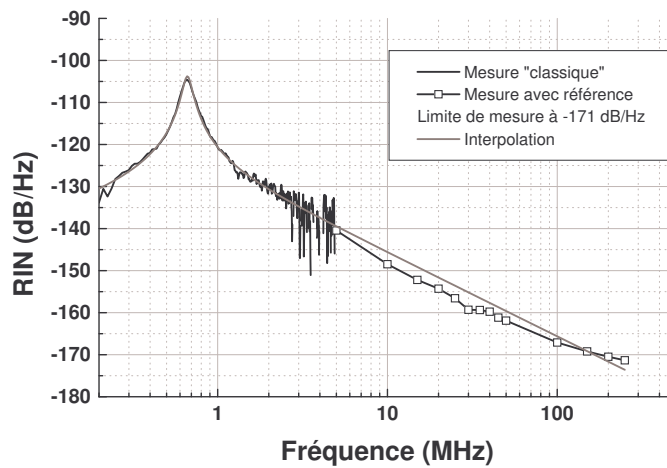


FIG. 6.5 – RIN du laser DFB 261002-04.

quence de relaxation ω_r , mais aussi l'amortissement Γ en utilisant la relation 1.55 rappelée ici :

$$RIN(\omega) = \frac{|\delta\phi|^2}{\phi_0^2} = \frac{A + B\omega^2}{(\omega_r^2 + \Gamma^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2\Gamma^2}$$

Les valeurs des différentes variables sont récapitulées dans le tableau 6.1. La fréquence de relaxation, estimée à 662 kHz est confondue avec la fréquence correspondant au maximum de RIN. La résolution n'est que de 12 kHz. La théorie prévoit un écart, cependant la valeur de l'amortissement est trop faible comparée à celle de la fréquence de relaxation pour observer une différence notable lors des mesures.

La complémentarité des deux techniques de mesure est mise en évidence ici. La mesure "classique" a permis, en quelques minutes d'obtenir une mesure du bruit d'amplitude sur une plage de fréquences allant de 100 KHz à 5 MHz, cette dernière ne pouvant pas réaliser des mesures de RIN pour des valeurs inférieures à $-140 \text{ dB} \cdot \text{Hz}^{-1}$. Ce plancher de mesure

est imposé par la puissance optique disponible sur le détecteur. La technique de précision à permis de réaliser les mesures jusqu'à -171 dB.Hz^{-1} .

Paramètres	Valeur	Erreur
A	$3,5 \cdot 10^9 \text{ s}^{-4}$	$4 \cdot 10^9 \text{ s}^{-4}$
B	$0,27 \text{ s}^{-2}$	$0,01 \text{ s}^{-2}$
f_r	662 KHz	$6,3 \text{ kHz}$
Γ	40838 s^{-1}	5907 s^{-1}

TAB. 6.1 – Résultat de l'interpolation de la mesure du RIN du laser DFB26100204

Le modèle présenté dans les chapitres précédents permet non seulement de modéliser un laser monomode, mais aussi d'extraire les paramètres dynamiques de celui-ci. Le fait de pouvoir approcher les mesures expérimentales par le modèle présenté indique aussi que la contribution au bruit d'amplitude de paramètres qui ne sont pas inclus dans le modèle n'intervient pas ou peu dans la pratique. On peut en déduire que le bruit induit par les fluctuations du pompage ont peu d'importance pour les lasers étudiés. Cette observation est une indication qualitative sur la robustesse du laser. Nous verrons que, dans le cas d'autres lasers, la figure de bruit peut être très différente de celle obtenue à partir du modèle théorique, contrairement au cas présent.

La structure du laser DFB06062003-05 est très proche de celle du laser précédent. Les résultats seront donc assez similaires à ceux déjà observés dans la section précédente.

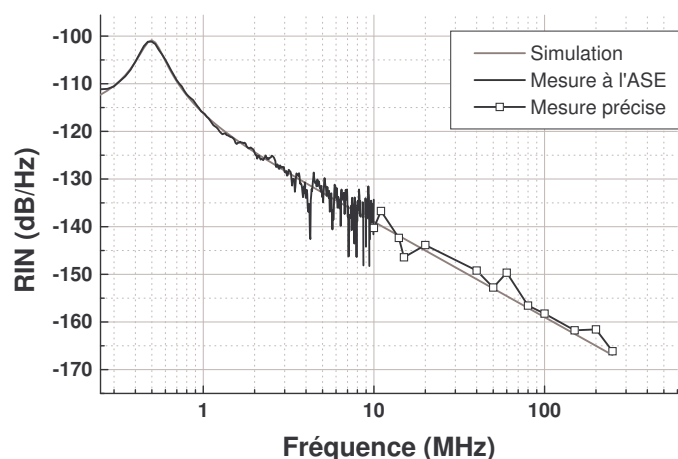


FIG. 6.6 – RIN du laser DFB 0606200305.

La limite de mesure est imposée par la puissance optique reçue sur le détecteur, qui est ici de -167 dB.Hz^{-1} . L'interpolation des mesures permet de remonter à la valeur de la fréquence de relaxation f_r , trouvée égale à 495 kHz . La valeur de l'amortissement Γ est quant

à elle de 74604 s^{-1} . On préfère en général considérer l'inverse du facteur d'amortissement, correspondant aux temps caractéristiques du système pour retrouver un état stable après perturbations. Ce temps est lié au temps de vie du niveau haut de la transition laser. Dans le cas présent, il est égal à $\frac{1}{74604} = 13,4 \mu\text{s}$.

L'étude des deux lasers présentés ci-avant a donc permis de constater la qualité des réalisations de Stéphane Blin. Lors de sa thèse en co-tutelle entre le laboratoire d'optronique de l'ENSSAT et le laboratoire de l'université de Laval à Québec, il a conçu des structures lasantes DFB monomodes, émettant un champ laser aux longueurs d'ondes proches de 1550 nm pour des puissances avoisinant le milliwatt. Ces lasers co-dopés Erbium Ytterbium sont suffisamment robustes pour ne pas présenter un bruit d'amplitude supérieur à celui prévu par la théorie. Les résultats obtenus sur ces lasers à fibre, lesquels ne présentaient pas de boîtier athermique mais un simple radiateur en cuivre, ont donné des résultats comparables à ceux du laser commercial répondant à des critères rigoureux. Ceci prouve que la technique de fabrication est tout à fait au point et permettra l'élaboration de structures pleinement opérationnelles.

6.2.4 Laser bi-mode DFB

Lors de ses multiples essais, certaines structures ne présentaient pas les qualités attendues. Il est arrivé par exemple que certains lasers possèdent deux modes lasants. L'aspect bi-mode peut venir de deux phénomènes physiques bien distincts. La cavité peut être suffisamment longue pour permettre à deux modes longitudinaux de fonctionner simultanément. La réduction de la longueur du laser entraîne une augmentation de l'intervalle spectral libre, il devient alors possible par ce moyen d'éliminer un des deux modes. Malheureusement la conception des lasers à fibre nécessite l'inscription des réseaux à même la fibre et ne permet donc pas de corriger la longueur de la cavité une fois le laser conçu. L'apparition de ces modes qualifiés de longitudinaux n'est possible que dans le cas de lasers DBR et dans les lasers DFB pour lesquels le saut de phase de $\frac{\pi}{2}$ n'a pas été inscrit.

Dans le cas présent, il s'agit de modes de polarisation. Le même mode longitudinal émet alors sur deux polarisations orthogonales. Ce problème a pu être résolu en photo-inscrivant les réseaux de Bragg avec un faisceau Ultra-violet dont la polarisation a été contrôlée.

La figure 6.7 montre les résultats des mesures réalisées sur un laser bi-mode. La grande différence de ces mesures comparées aux deux précédentes est la présence non pas d'un maximum mais de deux aux fréquences de 922 kHz et 1,17 MHz. Ces deux maxima correspondent à chacun des deux modes de polarisation du laser. La différence des fréquences indique que le taux de pompage pour ces deux modes est différent, ces derniers ayant les mêmes propriétés que ce soit en termes de gain ou de perte. Il peut s'avérer plus délicat de déceler la présence d'un mode de polarisation secondaire si ce dernier présente une fréquence de relaxation très proche de celle du mode principal. Cependant, cette configu-

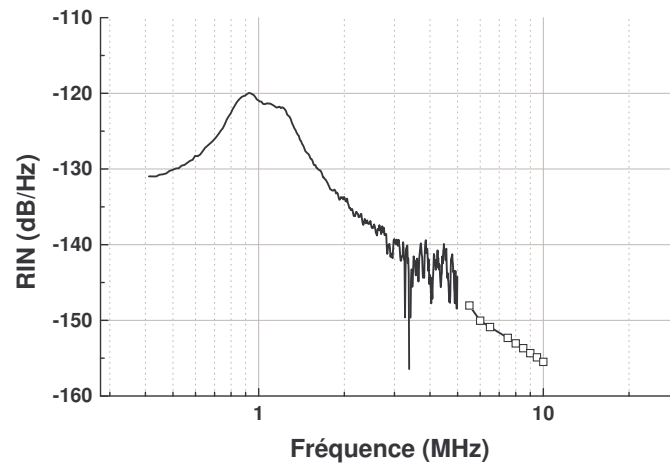


FIG. 6.7 – RIN du laser bi-mode DFB 101202-04.

ration est très peu probable.

Les deux modes sont orthogonaux et donc indépendants l'un de l'autre, ce qui explique qu'aucune fréquence de battement ne soit observable sur le spectre de bruit.

6.3 Lasers à fibre multi-fréquence

Il existe plusieurs moyens d'augmenter le débit d'une ligne de télécommunications. Le premier consiste à augmenter la fréquence de modulation du signal émis par un laser. Les lasers à semi-conducteurs, possédant des temps de réponse très courts peuvent transformer directement le signal électrique en signal optique à une fréquence très élevée (c'est la modulation directe). Dans le même ordre d'idée, on peut y classer les lasers impulsions. Ces derniers n'émettent pas un champ continu mais un train d'impulsions dont la fréquence est directement liée à la longueur de la cavité. Il est aussi possible de placer un modulateur externe derrière un laser continu, ce qui est nécessaire pour les lasers solides. En effet le temps de vie du niveau supérieur de la transition laser ne leur permet pas d'atteindre des fréquences élevées en modulation directe. Les progrès actuels permettant l'augmentation du débit par ces moyens, concernent donc principalement les structures à base de semi-conducteurs. La fréquence de relaxation du laser offre une bonne indication de la fréquence maximale à laquelle un laser peut être modulé directement.

Il existe aussi un autre moyen d'augmenter le débit d'informations transportées par une fibre optique. Il suffit en effet de multiplier le nombre de longueurs d'ondes que cette dernière transporte : c'est le multiplexage en longueur d'onde (WDM : Wavelength Division Multiplexing). Le débit total correspond alors au débit d'une seule longueur d'onde multiplié par le nombre total de canaux. La méthode la plus commune pour réaliser ce multiplexage consiste à prendre plusieurs diodes lasers monomodes émettant chacune une longueur d'onde distincte des autres, puis à envoyer ces différents signaux dans la même fibre à l'aide d'un multiplexeur ou d'un coupleur optique. Il est donc nécessaire de disposer à la fois d'autant de lasers et si besoin de modulateurs que de canaux utilisés. De même, il est nécessaire que chacune des longueurs d'onde soit contrôlée en fonction des autres. Une autre solution est de disposer d'un laser multimode émettant plusieurs canaux. L'écart en fréquence entre chacune des longueurs d'ondes est déterminé par le laser lui-même. Dans le cas où les modifications extérieures arriveraient à modifier le comportement du laser, l'ensemble des longueurs d'ondes des canaux serait modifié. Le risque de diaphonie inter-canal (perturbation du signal transmis pas un canal par celui d'un autre canal) s'en trouve ainsi réduit.

C'est dans ce cadre que l'université Laval, comme d'autres équipes [90, 91], ont développé une nouvelle structure de lasers : les lasers multi-longueurs d'onde à fibre [92]. Plusieurs de ces structures ont été étudiées au laboratoire d'optronique de l'ENSSAT. Les observations concernant l'étude du bruit d'amplitude de telles sources sont présentées dans cette section.

6.3.1 Principe d'un laser à fibre multi-fréquences DFB Fabry Perot

La réalisation d'un laser multi-fréquences repose sur la maîtrise de plusieurs techniques de photoinscription. Le schéma 6.8 représente la structure d'un tel laser.

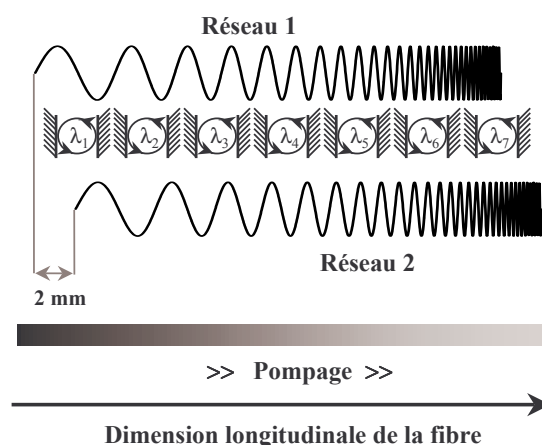


FIG. 6.8 – Principe d'un laser multi fréquence

Premièrement, un réseau de Bragg à pas variable est photo-inscrit dans une fibre dopée. La longueur d'onde réfléchiée par un réseau est déterminée notamment par le pas de celui-ci. Ainsi, en prenant une variation continue du pas du réseau, les différentes longueurs d'onde ne seront pas réfléchies au même endroit dans la fibre. On peut considérer que pour une longueur d'onde donnée λ_i , la position du miroir équivalent est à une abscisse z_i . La deuxième étape consiste à superposer à ce premier réseau, un autre réseau identique, mais décalé le long de la fibre d'une certaine longueur Δz . Dans le cas présent, le décalage est de 2 mm. Ainsi, la longueur d'onde λ_i pourra être réfléchiée aux abscisses z_i et $z_i + \Delta z$. On a alors créé une pseudo cavité Fabry Perot pour la longueur d'onde λ_i . Le pas du réseau étant chirpé, on a aussi d'autres pseudo-cavités pour des longueurs d'onde différentes.

Les réseaux étant inscrits dans une fibre dopée, il est alors possible de faire laser plusieurs longueurs d'onde dans ce système. Le nombre de longueurs d'onde est fixé par la variation du pas du réseau et la longueur de celui-ci. Ces deux paramètres déterminent aussi l'écart en fréquence entre deux modes consécutifs.

L'avantage de réaliser un laser multi longueurs d'onde par cette structure est de séparer spatialement les différentes cavités. Ainsi, on réduit l'influence d'un mode sur son voisin. En effet, la fibre dopée Erbium est, à température ambiante, un milieu à élargissement homogène. En d'autres termes, cela signifie que les modes dont les longueurs d'onde sont suffisamment proches vont puiser leur énergie dans le même réservoir. Toute perturbation sur un mode entraîne alors des modifications du fonctionnement des modes voisins.

6.3.2 Présentation des lasers multifréquences

Un spectre obtenu à l'analyseur de spectre optique du laser Multi-fréquences 20050304 est présenté sur la figure 6.9.

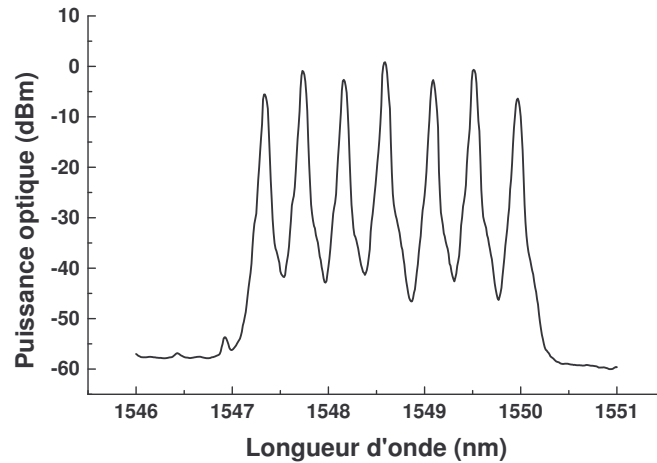


FIG. 6.9 – Spectre optique du laser Multi20050304.pdf

Ce laser présente 7 modes optiques séparés de 50 GHz. Les différents modes ont des puissances à peu près équivalentes. L'écart entre le mode le plus puissant et le plus faible est de 7 dB.

Le spectre de bruit présenté sur la figure 6.10 est analogue à celui du laser bimode. Une comparaison plus complète entre les lasers monofréquences et les lasers multifréquences sera détaillée dans un prochain paragraphe.

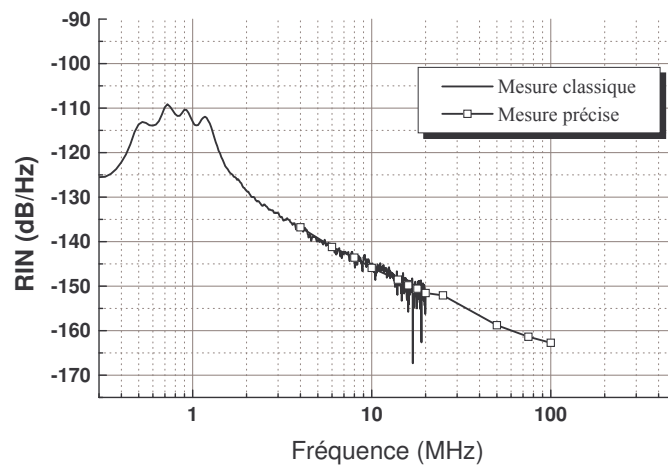


FIG. 6.10 – Bruit d'amplitude du laser Multi20050304

Le laser Multi-fréquences 14003034 est issu de la réalisation d'un autre laser dont le but était de concevoir une structure ayant un plus grand nombre de modes longitudinaux. Les premiers spectres réalisés à Québec ont montré la présence des 15 lignes lasers présentées sur la figure 6.11.a. La longueur de la structure est telle qu'il existe une différence de pompage entre les cavités les plus proches et les plus éloignées de la diode de pompe. En effet le champ de pompe est absorbé le long de la structure afin d'exciter le milieu amplificateur. Il est possible de compenser ces variations en pompant la structure des deux cotés.

L'absorption de la pompe le long de la fibre est clairement mis en évidence dans les spectres présentés sur la figure 6.11.b. En pompant davantage, on fait apparaître des canaux dans le spectre optique. Le champ de pompe est alors suffisant pour que ces modes franchissent le seuil. Ces derniers sont situés dans des cavités éloignées de l'extrémité par laquelle la pompe est injectée. On observe une nette dégradation entre le spectre mesuré à l'Université LAVAL à Québec (fig.6.11.a.) et celui mesuré au laboratoire (6.11.b.). Certains canaux ont en effet disparu. Plusieurs hypothèses permettent d'expliquer ce phénomène. Premièrement, le vieillissement des structures peuvent engendrer d'importantes modifications des réseaux. La qualité et notamment la largeur spectrale des sources de pompe a aussi une grande importance, car elle détermine l'efficacité avec laquelle le milieu sera amplifié. Si c'est le cas, il semblerait que la diode de pompe utilisée dans le cas de la figure 6.11.b.) ne soit pas optimale.

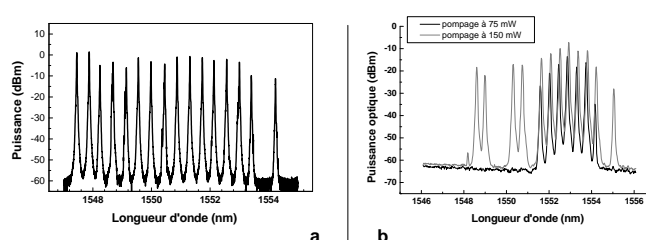


FIG. 6.11 – Spectre optique du laser Multi140304034 en fonction de la puissance de pompe. Mesure dès la conception à Québec (a), et dès la réception à l'ENSSAT.

6.3.3 Problématique

Ces structures particulières différencient spatialement les cavité des différents canaux. Plusieurs questions peuvent alors se poser :

1. Peut-on considérer un laser multifréquence comme la juxtaposition spatiale dans une fibre de lasers totalement indépendants les uns des autres, ou existe-t il un couplage entre les canaux, rapprochant le comportement de cette structure de celui d'un laser Fabry Perot ?

2. Si couplage il y a entre les modes du laser, existe-t-il alors une corrélation entre les bruits d'amplitude de deux modes adjacents.
3. Le bruit d'une seule des lignes d'un laser multifréquences est-il comparable au bruit d'amplitude de celui d'un laser monomode ?
4. Quelles sont les phénomènes liés à l'apparition de plusieurs maxima dans le spectre du bruit d'amplitude de tels lasers, comme celui présenté sur la figure 6.10.

6.4 Caractérisation des lasers

Les caractérisations du bruit d'amplitude et la comparaison des mesures à celles effectuées sur des lasers à fibres monomodes dans les paragraphes suivants permettent de proposer un début de réponse.

Pour les mesures précédentes, nous pouvons conclure que, pour les lasers présentés jusqu'ici, seules sont visibles les perturbations incluses dans le modèle. Cependant, d'autres structures ont montré des écarts par rapport au modèle théorique, ce qui permet de mettre en évidence certains phénomènes physiques détectables par une analyse du spectre du bruit d'amplitude.

6.4.1 Comparaison à un laser DFB monomode

Afin de pouvoir mieux apprécier chacun des différents modes, des mesures ont été réalisées en filtrant un des modes lasers. La largeur du filtre accordable en longueur d'onde est de 0,25 nm. À titre de comparaison, le spectre de bruit d'un laser monomode (DFB0606200305) a aussi été représenté sur la figure 6.12. Le spectre optique obtenu (fig.6.13) montre qu'après filtrage, on obtient un SMSR (side mode suppression ratio) supérieur à 30 dB, et que par conséquent on peut considérer l'ensemble laser + filtre comme monomode.

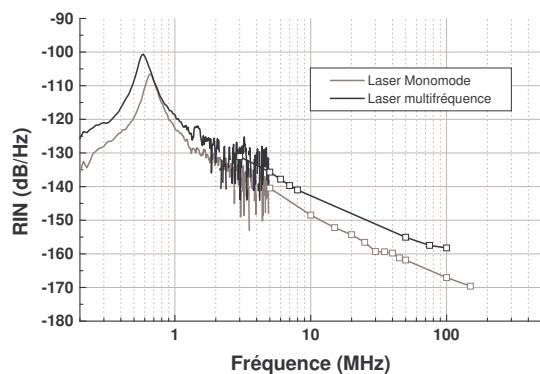


FIG. 6.12 – RIN d'un mode du laser Multi20050304.

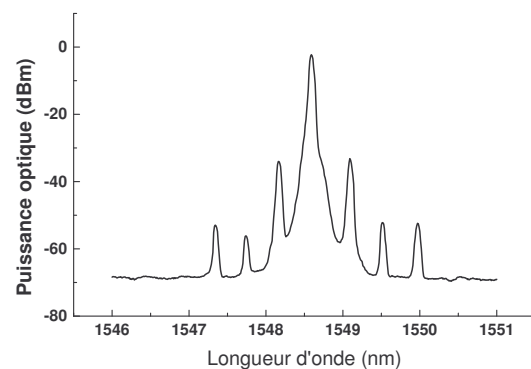


FIG. 6.13 – Spectre du laser Multi20050304 filtré.

Le spectre de bruit d'un seul des modes est comparable à celui obtenu à partir d'un laser monomode. Cela montre que la structure particulière du laser multi-fréquences ne pénalise pas le signal par rapport à une structure monomode, que ce soit en terme de puissance optique ou de bruit d'amplitude. Chacun des canaux peut donc être traité comme s'il s'agissait du signal issu d'un laser monomode qui aurait été multiplexé dans la fibre.

Nous avons vu que dans le cas d'un laser à fibre monomode, la modélisation théorique permet une bonne approximation des spectres de bruit obtenus expérimentalement. Dans le cas des lasers multi-modes, les différents modes peuvent, après filtrage, être interpolés

par le même modèle. Notons cependant qu'il ne permet pas de simuler le comportement global d'un laser multi-modes, de connaître le bruit de l'ensemble des modes du laser non filtrés.

6.4.2 Vieillessement des structures

Malheureusement, il semble que certaines structures perdent de leur qualité. En effet, une mesure de spectre dès réception du laser au laboratoire d'optronique a montré l'absence de canaux sur ce dernier laser multi-fréquences. Il est possible que le vieillissement de la fibre et du réseau réduise la qualité du laser. Le réseau de Bragg est créé en introduisant des variations de l'indice de réfraction dans la fibre par éclairage Ultra Violet. Il est possible que ces variations d'indice soient modifiées dans le temps, et pas forcément de façon uniforme dans la fibre. Il n'est pas non plus impossible que le laser ait souffert lors du transport. D'autres structures n'ont en effet pas montré autant de dégradations.

6.4.3 Présence d'un mode secondaire de très faible amplitude

La mesure du bruit d'amplitude sur le laser DFB à fibre monomode DFB10mm a permis la détection d'un mode secondaire. Les spectres mesurés à l'analyseur de spectre optique ainsi qu'au Fabry Perot d'analyse ($ISL = 300 \text{ MHz}$, $Finesse \geq 100$) n'ont pas permis de déceler la présence de ce mode secondaire.

Ce laser DFB a été conçu dans le cadre d'une étude de l'influence de la longueur du réseau sur la qualité des lasers. Celui-ci présente une longueur de 10 mm. La caractéristique de ce laser présentée sur la figure 6.14 montre une saturation importante de la puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe.

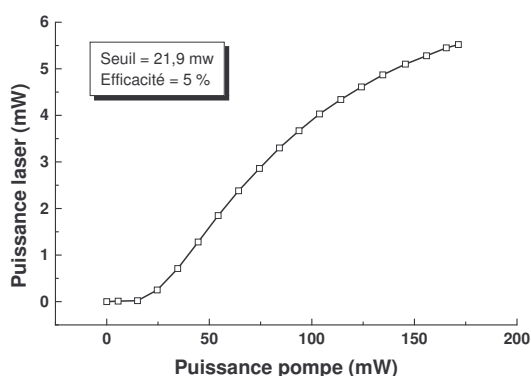


FIG. 6.14 – Caractéristique du DFB 10 mm.

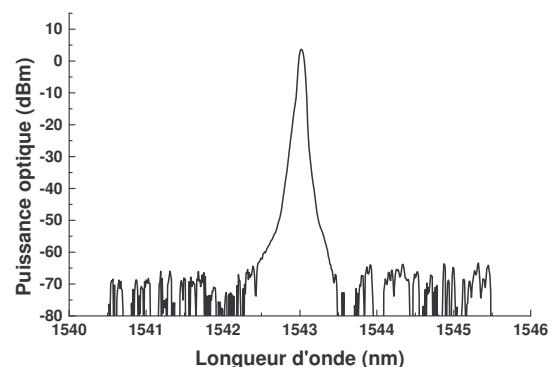


FIG. 6.15 – Spectre optique du DFB 10 mm.

La saturation du laser est principalement due aux effets thermiques. La puissance de pompe injectée dans le laser est suffisamment importante pour augmenter la température

de la structure ce qui engendre une modification des propriétés opto-géométriques du réseau, en particulier la modification du pas de la variation d'indice à cause de la dilatation. L'efficacité du laser qui est de 5 % au voisinage du seuil s'en trouve diminuée à mesure que la puissance injectée augmente.

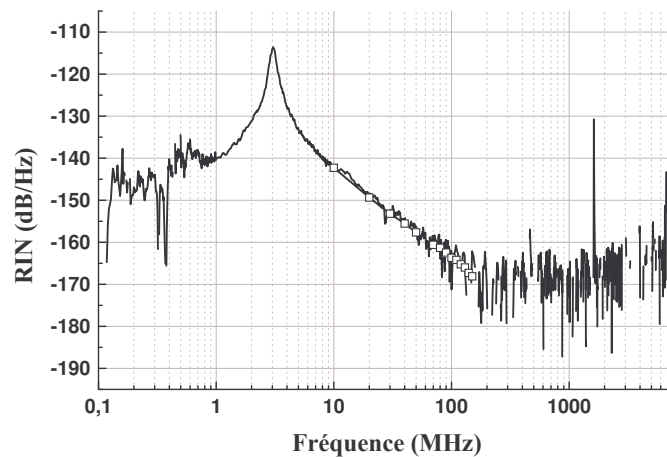


FIG. 6.16 – observation d'un battement de faible amplitude

La mesure du bruit d'amplitude est donnée sur le graphique 6.16. Pour les fréquences inférieures à 200 MHz, le RIN à l'allure d'un laser monomode comme on pouvait s'y attendre. La fréquence de relaxation obtenue est de 3,05 MHz. Cette valeur est élevée comparée à celles observées par la méthode du hachage optique de la pompe, souvent de l'ordre de quelques centaines de kilohertz. Ceci s'explique par la méthode de mesure ne nécessitant pas l'introduction d'éléments entre la pompe et le laser, ce qui permet de réduire les pertes lié au pompage. On atteint ainsi des taux de pompage plus important que lorsqu'on module la puissance de pompe. La fréquence de relaxation est donc plus élevée. Cette partie est détaillée dans le paragraphe consacré à l'étude de la fréquence de relaxation des lasers.

On peut aussi observer un maximum local à la fréquence de 1,64 GHz. Lors de mesures sur d'autres types de lasers conçus sur des fibres analogues, nous nous sommes aperçus que cette fréquence est voisine de celle séparant deux modes de polarisation. La valeur de cet écart est liée à la biréfringence, soit à la différence d'indices entre les deux polarisations. La biréfringence est fixée par les propriétés opto-géométrique de la fibre elle même, et par l'anisotropie apportée par le réseau de Bragg.

Tout porte donc à croire que le battement observé à 1,64 GHz est engendré par un second mode de polarisation [93] bien que la faible puissance de ce second mode ne permet pas sa détection au Fabry Perot d'analyse et qu'aucun mode longitudinal n'a pu être détecté à l'analyseur de spectre optique.

Cependant, cela peut paraître déroutant. En effet, par définition, les deux polarisations

sont orthogonales et ne devraient donc pas battre entre elles. En fait il suffit d'une faible perturbation pour qu'une composante de l'une des deux polarisations soit projetée sur l'autre, créant ainsi ce terme de battement. Cette perturbation qui joue le rôle d'un polariseur médiocre peut provenir d'un élément tel qu'une soudure optique ou un connecteur.

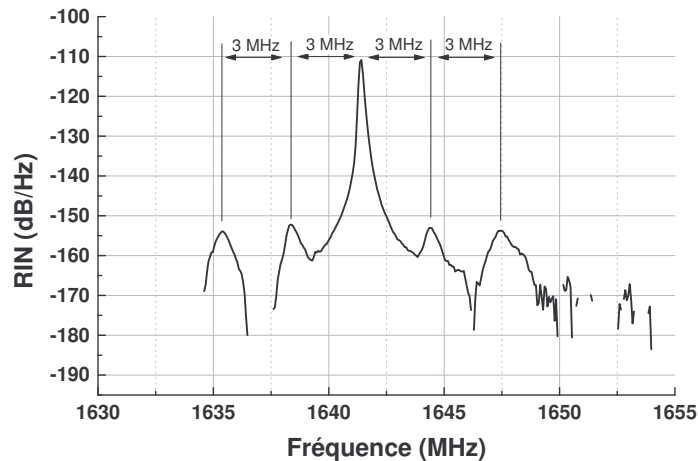


FIG. 6.17 – Battement à 1,64 GHz

La seule chose qui peut être affirmée avec certitude est la présence d'un mode secondaire séparé de seulement 1,64 GHz du mode principal et dont la puissance est suffisamment faible pour ne pas permettre sa détection au Fabry Perot d'analyse. Cette mesure démontre que la mesure de bruit permet la détection de très faibles signaux.

Une observation plus précise de la plage de fréquences où se situe le battement a permis d'observer un autre battement à une fréquence plus faible comme le montre la figure 6.17. Plusieurs maxima secondaires distants de 3 MHz sont en effet observables. Cette fréquence correspond à celle de la relaxation. La finesse des pics est inférieure à la résolution de l'analyseur de spectre électrique (10 KHz).

6.4.4 Observation de battements entre modes longitudinaux

La section précédente a permis de mettre en évidence la possibilité de détecter des battements de faibles amplitudes. Parmi les lasers à fibre DFB caractérisés au laboratoire, nous avons vu que certains, tels que le laser DFB 101202-04 présenté dans la section des lasers à fibre monomodes, ont conduit à l'obtention de lasers ayant plusieurs modes. Le paragraphe précédent a montré la mesure sur le laser DFB10mm de deux modes de polarisations. Nous avons pu caractériser aussi certaines structures DFB présentant deux modes longitudinaux.

Ainsi, le laser DFB30mm est un laser dont le réseau de Bragg de 3 cm de long permet une plus longue cavité et donc une plus grande zone de gain. Il présente deux modes

longitudinaux comme le montre le spectre 6.18. Il ne s'agit pas de mode de polarisation. L'analyseur de spectre optique à une résolution maximale de 0,07 nm.

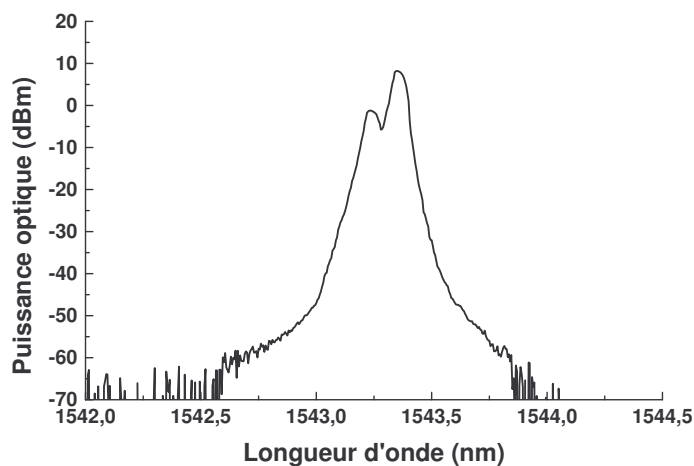


FIG. 6.18 – Spectre du laser bi-mode DFB30MM

Les deux modes sont séparés de 0,12 nm. Cette distance correspondrait dans le cas d'un laser Fabry Perot à une cavité de 7 mm. Le réseau gravé mesure quant à lui 30 mm de long. Contrairement au cas précédent où nous supposons la présence de deux modes de polarisation, le cas présent correspond à deux modes de Bragg.

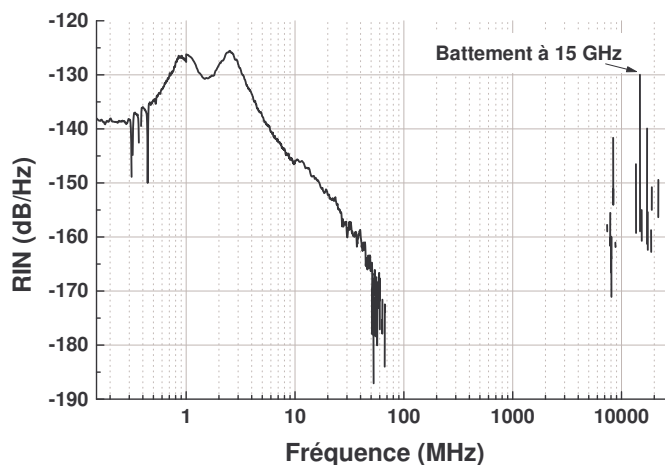


FIG. 6.19 – Visualisation du battement de modes longitudinaux

La distance en longueur d'onde entre les deux modes correspond à un écart en fréquence d'environ 15 GHz. On arrive à distinguer la présence d'un pic à cette fréquence sur la mesure de RIN du laser. Le plus intéressant concerne le fait que cette mesure a été réalisée avec un détecteur dont la bande passante est de 10 GHz. Cela démontre la puis-

sance du terme de battement, capté bien en dehors de la bande passante du détecteur.

Cette puissance est telle que le gain du détecteur chute lors de la mesure, ce dernier étant destiné à détecter des signaux de puissances modestes. La fonction de transfert $H(\omega)$ du système de détection s'en trouve modifiée. La présence d'un terme de très forte amplitude à une fréquence donnée fait chuter le gain sur l'ensemble de la bande passante du détecteur. À cause de la diminution du gain, la mesure de la densité spectrale de bruit du laser à caractériser a été mesurée inférieure à celle du laser de référence pour toutes les fréquences supérieures à 60 MHz. Ceci est tout simplement impossible sans modification de $H(\omega)$ car la source de référence présente un bruit minimal égal au bruit de grenaille¹. Cette chute de l'amplitude de la fonction de transfert est la cause de l'absence de point de mesure pour cette gamme de fréquence.

La puissance du terme de battement conforte les hypothèses de la section précédente. D'une part, la cavité du laser DFB, plus courte dans le cas de la mesure précédente, aurait entraîné un battement à une fréquence plus élevée. D'autre part, la puissance du battement aurait été nettement supérieure dans le cas de modes longitudinaux.

La fonction de transfert étant perturbée, la mesure du RIN n'est donc pas exploitable, en terme d'amplitude du moins. On peut cependant noter la différence entre les fréquences de relaxation de chacun des modes, à 1 MHz et 2,5 MHz.

6.4.5 Bruit de partition des lasers multi-fréquences

Une étude un peu plus poussée sur les lasers à fibre multi-fréquences a permis de mettre en évidence le bruit de partition de mode. Les études précédentes sur ce phénomène ont principalement été réalisées sur des lasers à semi-conducteurs à émission par la surface [94–97]. Ce phénomène se produit lorsque les différents modes du laser puisent leur énergie dans un réservoir d'énergie commun. Ainsi, lorsque la puissance d'un mode augmente brutalement, celles des modes adjacents diminuent de façon à conserver une puissance totale constante. Il en va de même pour le bruit d'amplitude. Ainsi, le bruit d'un mode peut être particulièrement élevé, ce qui est équivalent à de fortes variations de puissance. Ce bruit sera compensé par des variations opposées sur les autres modes [98,99]. La puissance totale est la somme des puissances des différents modes. Le bruit de partition de mode se traduit par un bruit plus faible pour l'intensité totale que pour un seul mode.

L'étude du bruit de partition de modes dans les lasers multifréquences a été menée de façon à étudier le comportement des différents canaux et surtout pour déterminer si ceux-ci sont indépendants les uns des autres. Dans ce but, nous avons mesurés les bruits d'amplitude de chacune des lignes en utilisant un filtre de largeur 0,25 nm et les avons comparées au bruit d'amplitude de l'ensemble des lignes, c'est à dire sans filtrage. Les résultats de mesures sont représentés sur la figure 6.20.

¹Dans certaines configurations très particulières, il est cependant possible d'atteindre des puissances de bruits inférieurs au bruit de grenaille : c'est la compression de bruit (Squeezed light)

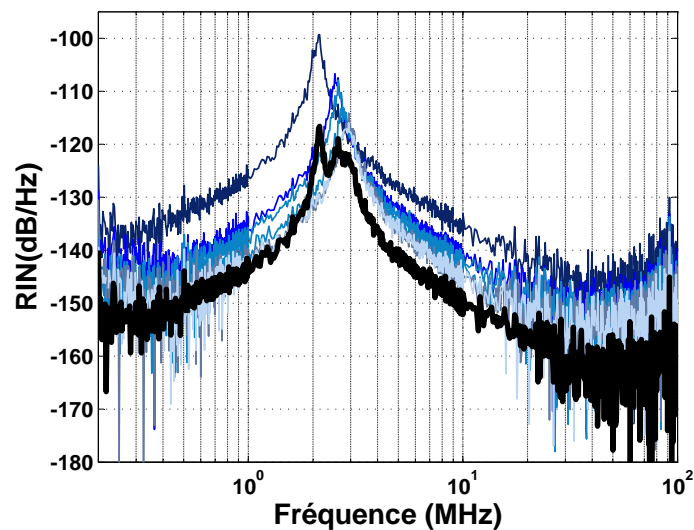


FIG. 6.20 – Bruit d’amplitude des lignes d’un laser multifréquence comparé au RIN de l’ensemble des lignes. En bleu sont représentés les mesures sur les modes filtrés, en noir sur l’ensemble des modes.

Comme nous l’avons déjà fait remarquer précédemment, le bruit de chacun des modes est analogue au bruit d’un laser monomode, ce qui peut laisser supposer que les modes sont indépendants et que leur fluctuations d’amplitude ne sont pas corrélées. Il s’avère aussi que le RIN de l’intensité totale est plus faible que le bruit de chacun des canaux. Il est important de remarquer qu’il existe une diminution du bruit d’amplitude de l’intensité totale par rapport au bruit d’une seule ligne à cause de la différence de puissance. En effet, le RIN traduit le rapport entre les variations et la puissance moyenne. Ainsi, pour des variations constantes, le RIN diminue si la puissance augmente. La variation du RIN est proportionnelle au rapport des puissances entre l’intensité totale et l’intensité de la ligne considérée. Afin de pouvoir estimer la présence ou l’absence de bruit de partition, il est possible de comparer le bruit résultant de la somme des différentes lignes mesurées séparément avec celui obtenu en mesurant l’ensemble des lignes. Soit RIN_n le RIN du canal n et i_n le photocourant auquel il a été mesuré. Le RIN total RIN_t résultant de la somme des différentes lignes est, dans le cas où celles-ci ne sont pas corrélées :

$$RIN_t = \frac{\sum_n i_n^2 \cdot RIN_n}{[\sum_n i_n]^2} \quad (6.1)$$

Le graphique 6.21 montre la mesure du RIN de l’ensemble des lignes comparés au bruit de la somme des différentes lignes utilisant l’équation précédente. Le fait que les deux courbes soient rigoureusement confondues montre bien que le RIN de l’ensemble des lignes correspond bien à la somme de chacune des lignes prises séparément. Il n’y a donc aucune influence du bruit des lignes entre elles.

Chacun des modes peut être considéré comme peu perturbé par ses voisins. La figure

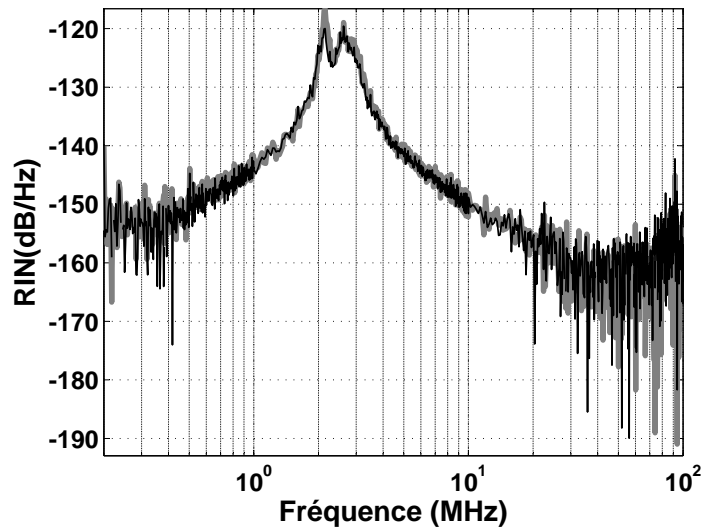


FIG. 6.21 – Comparaison entre le bruit de l'ensemble des lignes et de la somme des lignes d'un laser multifréquence

6.22 montre les caractéristiques des différents modes. La différence entre les seuils s'explique par l'absorption de la pompe le long de la fibre dopée. Les premiers modes sont ceux situés le plus loin de l'extrémité de la fibre par laquelle arrive l'énergie de pompe : ils voient une puissance plus faible. Les efficacités sont par contre relativement égales d'un mode à l'autre. La mesure des fréquences de relaxation des différents modes présentée sur

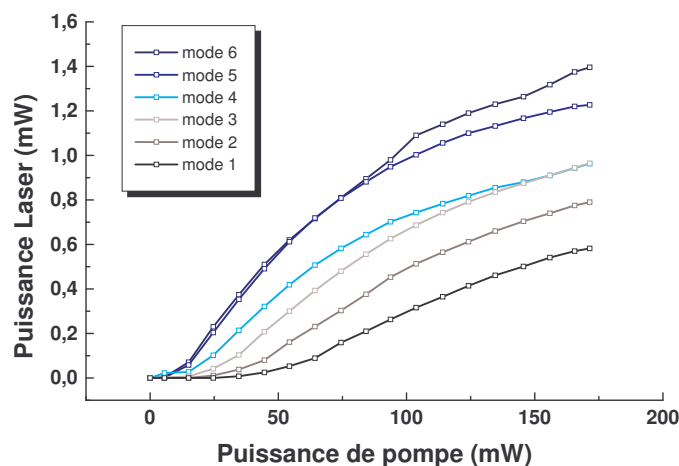


FIG. 6.22 – Caractéristiques de modes laser multi-fréquences

la figure 6.23 confirme l'hypothèse que les modes sont similaires. Les évolutions des carrés des fréquences de relaxation en fonction de la puissance de pompe sont quasiment identiques pour les différents modes du laser. Les pentes de ces droites étant presque égales,

les temps de vie des photons dans les cavités sont donc aussi similaires d'après l'équation 1.51b. Il est bien évident que le temps de vie de la transition laser est identique pour chacune des cavités, le même dopant étant utilisé.

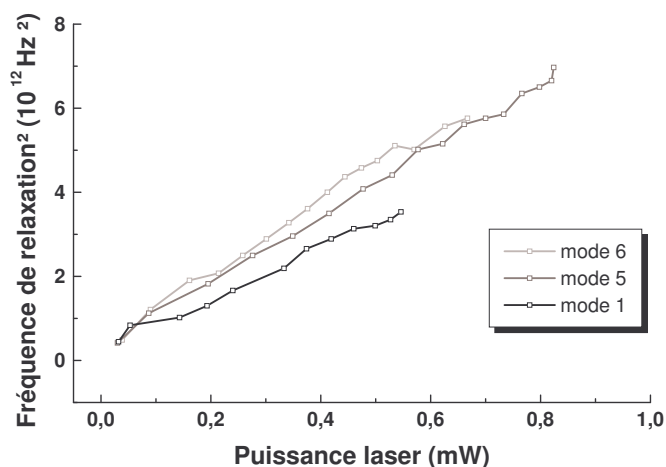


FIG. 6.23 – Fréquence de relaxation en fonction du pompage pour différentes modes.

Si les évolutions des fréquences de relaxation en fonction de la puissance de pompe sont les mêmes, pour une puissance donnée, chacun des modes présente une fréquence différente de celles des autres canaux. La figure 6.24 montre la mesure du carré des fréquences de relaxation pour une puissance de pompe donnée. La fréquence est représentée en fonction du taux de pompage respectif des différents modes. On constate qu'ils sont répartis de façon linéaire.

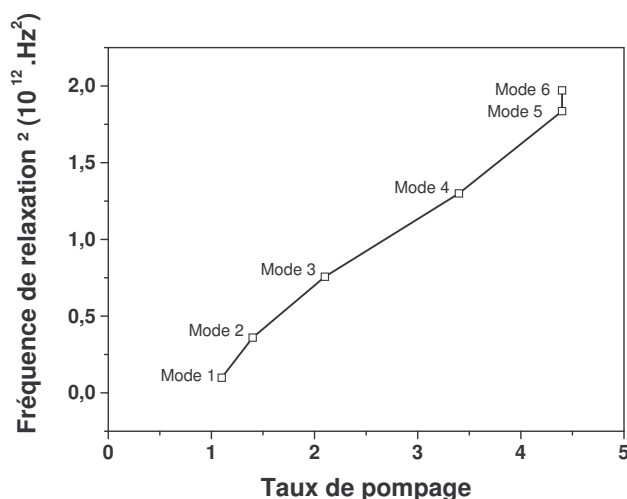


FIG. 6.24 – Fréquence de relaxation en fonction du taux de pompage.

En augmentant la puissance de pompe, il est possible de réaliser une inversion com-

plète des porteurs dans toute la fibre, ce qui réduirait l'écart de fréquences entre les différents modes. On peut aussi réaliser un pompage plus homogène en utilisant les deux extrémités de la fibre.

L'étude du bruit d'amplitude mesuré sur des lasers présentant des modes de polarisation croisée réalisé par Guillaume Brochu lors d'un stage qu'il a réalisé au laboratoire durant sa thèse a permis de mettre en évidence un bruit de partition entre les deux modes de polarisations d'une même cavité. Nous avons vu qu'un laser multifréquence est analogue à une succession de cavités Fabry Péro et que les modes des différentes cavités ne présentent pas de bruit de partition. Or ces différentes cavités peuvent présenter selon les cas deux modes de polarisations. Il a été mis en évidence la présence d'un terme de bruit à basse fréquence traduisant le bruit de partition entre ces modes comme le montre la figure 6.25.

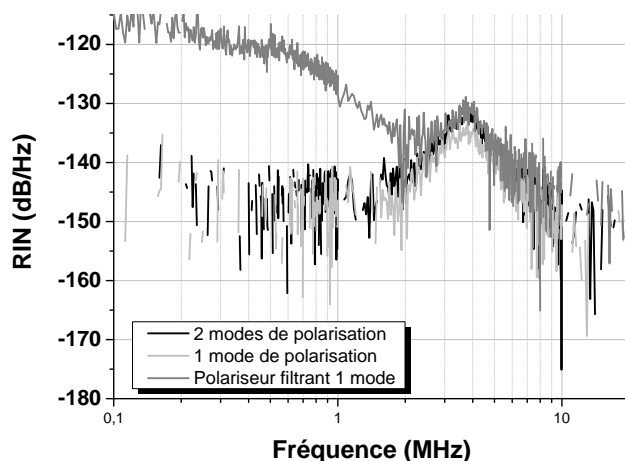


FIG. 6.25 – Bruit de partition entre les modes de polarisation.

Les mesures de RIN lorsque le laser fonctionne sur un seul mode de polarisation sont identiques à celles où le laser fonctionne sur deux modes de polarisation, lorsque les deux modes sont détectés. Le bruit d'amplitude de chacun des deux modes de polarisation, filtré grâce à un cube séparateur de polarisation, sont identiques. Cependant, on constate sur la figure 6.25 que le bruit d'amplitude d'un seul des deux modes de polarisation est supérieur de plus de 20 dB au bruit de l'ensemble des deux polarisations. Ceci met en évidence le bruit de partition de modes pour les basses fréquences.

On peut conclure de ces mesures que :

- les modes longitudinaux sont indépendants les uns des autres. Il n'existe pas de bruit de partition entre ces modes.
- Ils sont tous équivalents et chacune des lignes est comparable au signal d'un laser monomode.
- Pour une puissance de pompe donnée, ces différents modes ne sont pas au même

taux de pompage. En effet, l'absorption de la puissance de pompe le long de la fibre ne permet pas de pomper les différentes lignes de façon identique. La figure 6.24 montre cependant que les deux modes les plus proches de la pompe sont à des fréquences identiques.

- Il peut exister un bruit de partition de modes à basses fréquences (<3 MHz) entre deux modes de polarisation d'une même cavité.

6.5 Étude de la fréquence de relaxation des lasers à fibre

Nous allons présenter ici la méthode usuelle de la mesure de la fréquence de relaxation. Cette technique est principalement utilisée dans le cas des lasers solides. Ces derniers permettent en effet, de par la faible valeur de ces fréquences de pouvoir réaliser la mesure avec un oscilloscope et un détecteur adapté. Dans le cas des semi-conducteurs où les fréquences de relaxation dépassent facilement le Gigahertz, la méthode la plus couramment utilisée consiste à étudier la fonction de transfert du laser. L'amplitude de la réponse du laser à un signal électrique en fonction de la fréquence de ce dernier permet de déterminer la fréquence de résonance du système. Il est ainsi possible de connaître la fréquence maximale à laquelle le laser peut être modulé.

6.5.1 Montage

Le principe de la mesure utilise la propriété qu'a un système laser de répondre comme un oscillateur. Le laser émet une réponse à sa longueur d'onde de fonctionnement en fonction d'un signal qu'est le champ de pompe. L'étude du signal en réponse à un échelon de pompe doit pouvoir permettre de déterminer la fréquence de relaxation ainsi que le coefficient d'amortissement.

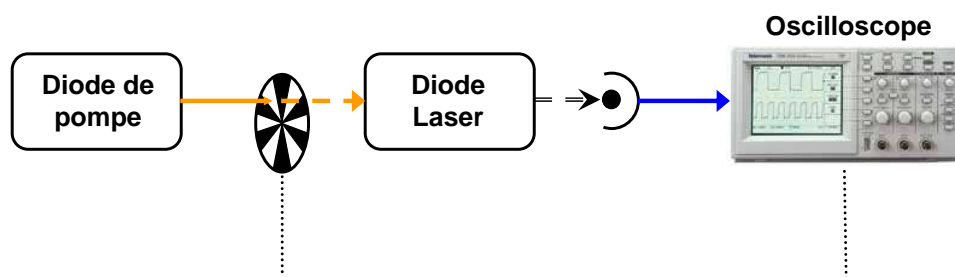


FIG. 6.26 – Principe de mesure "classique" des fréquences de relaxation

Le principe de l'expérience est présentée sur la figure 6.26. Le signal optique continu émis par la diode de pompe à 980 nm est modulé par un chopper externe. La modulation directe de la pompe pourrait entraîner l'apparition de la réponse même du laser de pompe à un échelon dans le cas de fronts de montée trop brutaux du signal électrique. Le signal obtenu ne serait alors plus un échelon.

Le laser solide est ensuite excité par ce signal et la réponse optique est récupérée par le détecteur. Le signal électrique est ensuite analysé sur un oscilloscope.

L'étude de la puissance optique émise par le laser permet de remonter à de multiples paramètres. Rappelons qu'une simulation a déjà été menée dans le premier chapitre de ce manuscrit. L'exemple de mesure de la figure 6.27 montre le type de signal obtenu ainsi que

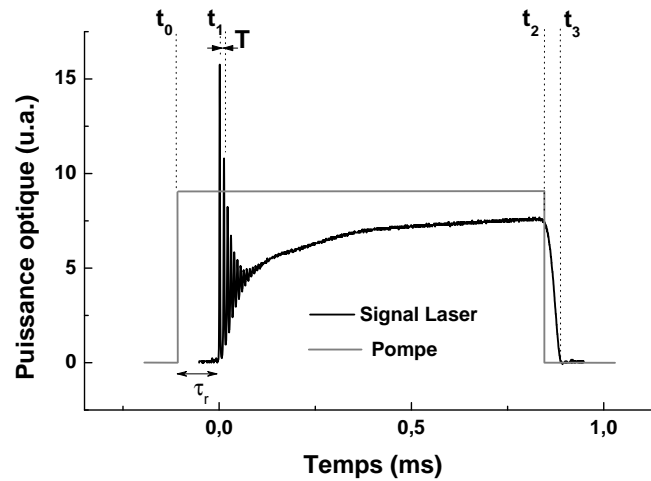


FIG. 6.27 – Exemple de mesure de la fréquence de relaxation

l'ensemble des paramètres mesurables. La mesure a été réalisée sur un laser DFB à fibre.

Le temps τ_r entre le début du pompage à l'instant t_0 et l'émission du champ laser à t_1 est appelé retard à l'allumage et correspond au temps nécessaire pour exciter suffisamment de dopants de façon à compenser les pertes de la cavité. On peut le déduire par une méthode analogue à celle utilisée par Agrawal et Dutta [2]. Connaissant l'inversion de population D_0 pour un laser solide à quatre niveaux, il est possible, à partir de l'équation 1.43, déterminer le temps que l'inversion de population D met pour atteindre la valeur D_0 . En réécrivant l'équation d'évolution sur l'inversion de population en considérant l'émission spontanée nulle, on obtient :

$$\frac{\partial D}{\partial t} = -\gamma_2 D + \sigma_p \phi_p N \quad (6.2)$$

En ordonnant l'équation et en intégrant sur la densité D sur l'intervalle $[0; D_0]$, on a l'expression du retard à l'allumage τ_r :

$$\tau_r = \int_0^{D_0} \frac{dD}{\sigma_p \phi_p N - \gamma_2 D} \quad (6.3)$$

En utilisant l'expression du flux de pompe au seuil $\phi_{p-th} = \frac{\gamma_2 D_0}{\sigma_p N}$, et le taux de pompage r tel que $\phi_p = r \cdot \phi_{p-th}$, l'expression simple du retard à l'allumage τ_r se simplifie en :

$$\tau_r = \frac{1}{\gamma_2} \ln \left(\frac{r}{r-1} \right) \quad (6.4)$$

Comme décrit dans le premier chapitre, un pompage tel que celui décrit précédemment (en utilisant un hacheur optique) entraîne une succession d'allumage et d'extinction du laser dont la période T est déterminée par le taux de pompage ainsi que par les temps de vie des différents niveaux. Ce temps T est l'inverse de la fréquence de relaxation. L'amplitude des oscillations se réduit à mesure que le système se rapproche de l'état

stationnaire. Le taux de décroissance de ces maxima est déterminé par un temps caractéristique : l'amortissement du système. Une fois l'état stationnaire atteint, le laser se met à fonctionner en régime continu tant que la pompe reste constante.

On peut remarquer que le signal n'est pas réellement constant comme le prévoit le modèle proposé. On observe en effet une augmentation de la puissance laser, même une fois que les oscillations ont disparu. Ces évolutions lentes sont caractéristiques d'effets thermiques. Sous l'action du champ de pompe et de l'effet laser lui-même, la fibre dans laquelle est conçu le laser va subir une augmentation de la température, ce qui va entraîner une modification des propriétés du réseau. On peut remarquer que le signal a tendance à augmenter sous l'action de ces modifications. Cette influence de la température améliore donc le rendement du laser. Cet effet bénéfique est dû à la technique de conception des lasers à fibre. En effet, le réseau ainsi que le saut de phase sont généralement photo-inscrits pendant qu'un champ de pompe excite la fibre dopée. La photo inscription est alors arrêtée dès que le signal obtenu est optimum. Par cette méthode, le réseau est donc conçu dans les conditions statiques d'utilisation du laser.

Une fois que le flux de pompe se coupe, le champ laser ne s'éteint pas immédiatement. Les photons créés restent un certains temps dans la cavité avant de "disparaître" soit en étant absorbés, le milieu n'étant plus pompé, soit en passant au travers des miroirs. Ce temps est, contrairement au retard à l'allumage, indépendant du taux de pompage avant extinction et n'est dû qu'aux pertes de la cavité.

6.5.2 Étude de la fréquence de relaxation

Il est bien évident que cette expérience ne peut pas prétendre donner les mêmes résultats que le modèle qui lui est développé par analyse de petits signaux. Une modulation, en tout ou rien du signal de pompe est très différente d'une faible perturbation. Cette section a aussi pour but de mettre en évidence la grande disparité des résultats obtenus en fonction de la méthode employée.

Analysons tout d'abord un signal tel que celui présenté sur la figure 6.28. La décroissance des oscillations peut être interpolée par une fonction exponentielle décroissante $y(t)$ de la forme :

$$y(t) = \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right) \quad (6.5)$$

Le coefficient d'amortissement $\Gamma_r = \frac{1}{\tau_r}$ pour cette mesure a été estimé à $17,7 \text{ s}^{-1}$. Une première remarque qui peut être faite vis-à-vis de cette technique concerne la détermination de la fréquence de relaxation : plusieurs valeurs peuvent être retenues pour un seul relevé.

Pour la mesure présentée, on constate une évolution de la période entre deux impulsions à mesure que le laser se stabilise. Ainsi la fréquence mesurée entre les deux premières oscillations diffère de celles mesurées entre deux autres maxima consécutifs. Il est donc nécessaire de déterminer le protocole de mesure, qui déterminera quelle valeur retenir. Il est

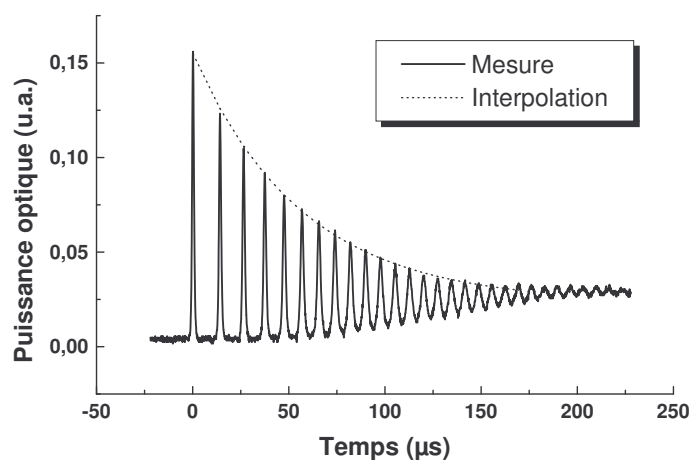


FIG. 6.28 – Mesure de la fréquence de relaxation d'un laser à fibre

possible de ne retenir que la fréquence entre deux impulsions, mais pour plus de précision, il peut être intéressant de retenir la moyenne de la fréquence sur les dix premières oscillations par exemple. Le graphique 6.29 montre l'évolution de la fréquence des oscillations en fonction du temps pour la mesure présentée sur la figure 6.28.

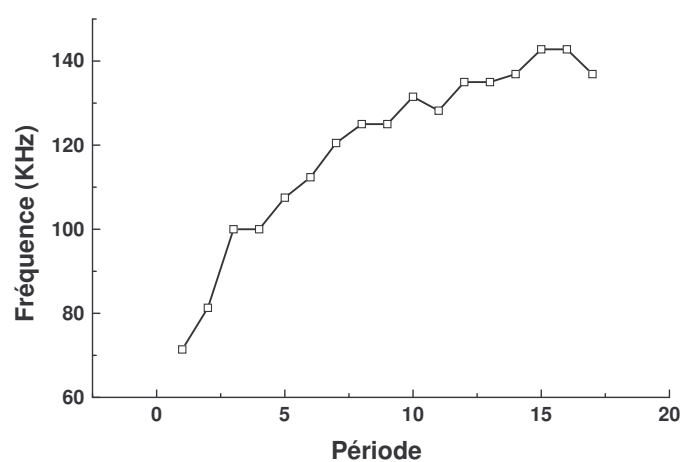


FIG. 6.29 – Évolution de la fréquence de relaxation pendant une mesure.

Entre la fréquence relevée entre les deux premières périodes et les dernières mesurables, on a tout de même une variation de 71 KHz à 142 KHz, soit du simple au double. L'étude quantitative de ces fréquences est donc difficile et nécessite une modélisation numérique incluant les effets thermiques de la pompe et le comportement induit du réseau de Bragg à mesure que la puissance optique augmente dans la fibre.

6.5.3 Étude en fonction du taux de pompage

Les mesures suivantes ont été réalisées sur un laser DFB à fibre conçu par l'Université Laval à Québec. Afin de pouvoir mieux comparer la méthode décrite précédemment et celle consistant à mesurer la fréquence pour laquelle le bruit d'amplitude en régime continu est maximal, les résultats des deux techniques de mesures ont été représentés sur le graphique 6.30.

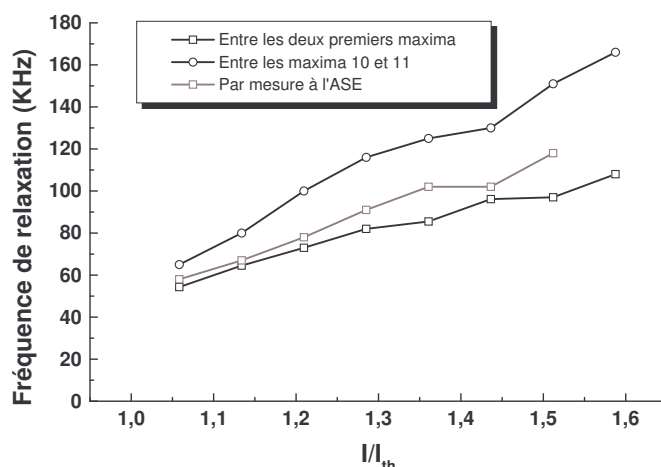


FIG. 6.30 – Différence entre les techniques de mesure de la fréquence de relaxation.

Les mesures réalisées à l'analyseur de spectre optique consistent à relever la fréquence des pics du signal optique obtenue après modulation de la pompe. En comparaison du montage 6.26, l'oscilloscope a été remplacé par l'analyseur de spectre électrique. Différents pics sont visibles sur ce dernier. Ils correspondent à la fréquence de relaxation et à ses harmoniques. La largeur du pic fondamental est assez large et varie entre le tiers et le quart de la valeur de la fréquence pour laquelle l'amplitude est maximale. Par exemple ; pour les dernières mesures à 120 KHz, on mesure une largeur à -3 dB de plus de 40 KHz.

Les mesures de la fréquence de relaxation sur un analyseur de spectre électrique ou sur un oscilloscope suite au hachage de la pompe donnent des résultats similaires. On peut cependant remarquer que l'analyseur de spectre permet de déterminer plus précisément cette valeur, le pic fondamental ne présentant qu'un seul maximum. La mesure à l'oscilloscope permet de se rendre compte par contre de l'évolution dans le temps du système induit par les effets thermiques.

Une autre technique consisterait à appliquer une faible variation de la puissance de pompe, pour être dans les conditions de faibles perturbations. Une étude du signal laser reçu à l'ASE, qui a une plus grande sensibilité et une plus grande dynamique, permettrait de voir directement le pic de puissance à la fréquence de relaxation. La mesure à l'ASE de la densité spectrale de puissance revient à une mesure grossière du RIN. Nous n'avons

pas employé cette méthode, puisqu'un banc complet de mesure de RIN est l'objet de cette thèse.

Comme le prévoit la théorie, on constate bien une augmentation de la fréquence de relaxation f_r en fonction du taux de pompage r , dont la relation 1.51b est rappelée ici :

$$f_r^2 = \frac{1}{4\pi^2} \frac{\gamma_2}{\tau_c} (r - 1) - \frac{\Gamma^2}{4\pi^2}$$

De ces mesures, on peut déduire le temps de vie des photons dans la cavité. Pour cela, il est nécessaire au préalable, d'étudier les mesures du coefficient d'amortissement Γ_r dont l'expression en fonction du taux de pompage r à partir de la relation 1.51a peut se mettre sous la forme :

$$\Gamma_r = \frac{\gamma_2}{2} r$$

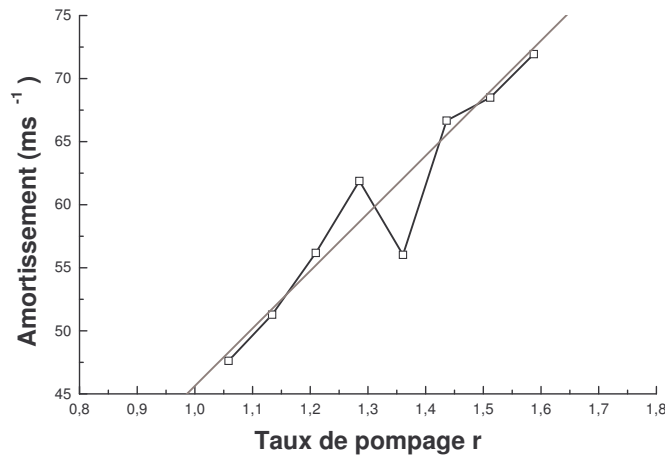


FIG. 6.31 – Mesure de l'amortissement d'un laser à fibre

La figure 6.31 montre l'évolution du coefficient d'amortissement en fonction de r . L'interpolation de cette courbe par la méthode des moindres carrés permet de déduire un coefficient directeur $\frac{\gamma_2}{2}$ de $44,39 \text{ ms}^{-1}$ en interpolant les enveloppes temporelles des réponses obtenues à l'oscilloscope par des fonctions exponentielles décroissantes. Ce paramètre permet de déduire le temps de vie τ_2 des ions sur l'état "excité" de la transition laser :

$$\tau_2 = \frac{1}{\gamma_2} = 11,26 \mu\text{s} \quad (6.6)$$

La mesure de la fréquence de relaxation précédente permet de déduire le temps de vie τ_c des photons dans la cavité. Concernant les mesures entre les deux premiers maxima de l'oscillation de relaxation, le temps de vie est estimé à $144 \pm 7,4 \text{ ns}$. Pour les mesures concernant la fréquence relevée entre les 10 et 11^{ème} oscillations, on obtient la valeur de $53,2 \pm 3,4 \text{ ns}$ soit presque trois fois moins ! Pour les mesures réalisées à l'analyseur de spectre électrique, moins sujettes à controverse, le temps de vie est de $119 \pm 15 \text{ ns}$.

On voit ici la difficulté de déterminer des paramètres à partir des mesures temporelles par la méthode du hachage optique. En effet, l'évolution du système à cause des effets thermiques fait évoluer les paramètres au cours de la mesure. Les différents résultats du paragraphe précédent ont été réalisés sur la même trace temporelle. La grande dispersion des résultats au cours du temps (du simple au triple) ou suivant si la mesure a été réalisée sur oscilloscope ou sur analyseur de spectre électrique tend à préférer une méthode de mesure statique, pour laquelle les effets thermiques n'induisent pas de fluctuations des paramètres.

L'étude du comportement de l'intensité laser soumis à un échelon de pompe permet de remonter aux paramètres fondamentaux que sont le temps de vie de la transition laser ainsi que le temps de vie des photons dans la cavité. Malheureusement cette technique de modulation de la pompe pose des problèmes.

6.5.4 Comparaison entre les techniques de mesure

La section précédente montre qu'il est possible de déterminer les fréquences de relaxation et les amortissements à partir des mesures de la réponse du laser à un échelon de pompe. Cependant l'obtention de ces termes en utilisant un modulateur externe pose quelques problèmes, que ce soit concernant la mesure elle-même, mais aussi l'interprétation des résultats. Comme souligné auparavant, il faudrait utiliser une faible modulation de la pompe pour s'affranchir des modifications liées aux effets thermiques.

Tout d'abord, les relations des fréquences de relaxation et de l'amortissement en fonction du taux de pompage ont été obtenues en supposant de faibles perturbations de la densité de photons et de porteurs. En utilisant un chopper externe, on obtient la réponse du laser à un échelon de pompe, ce qui en fait une expérience très éloignée. Cependant, il est possible de développer un modèle permettant d'obtenir cette réponse. Malheureusement, il faut aussi prendre en compte les grandes variations de la puissance de pompe qui font intervenir des effets thermiques, perturbant la réponse du laser.

S'il est possible de moduler par voie électrique la pompe de façon à observer la fonction de transfert du laser, il faut tout de même des perturbations suffisamment importantes pour permettre l'observation de la réponse. Il ne faut pas non plus que la réponse du laser de pompe à ces perturbations électriques intervienne lors de la mesure.

Nous avons vu qu'une mesure de bruit d'amplitude telle que celle de la figure 6.5 permet l'obtention de ces paramètres en parfait accord avec le modèle développé. L'avantage de cette méthode est de faire fonctionner le laser en régime statique, excluant toutes modifications par effets thermiques au cours de la mesure.

Nous avons observé une grande différence entre les résultats obtenus par hachage optique et ceux par la mesure de bruit. Dans le cas du laser à fibre commercial "Southampton" par exemple, malgré un pompage important, nous obtenions une faible puissance laser, due à un faible taux de pompage. Ainsi pour des puissances émises de -16,4 dBm,

la fréquence de relaxation à été mesurée à 95 KHz par hachage de la pompe. En utilisant la seconde technique, les mesures de bruit d'amplitude ont permis de mesurer des fréquences de relaxation de l'ordre du Mégahertz (ex figure 6.2 : fréquence > 600 KHz) pour des puissances de pompe équivalentes.

La technique par mesure du bruit d'amplitude se dispense d'une modulation de la pompe, qui peut poser problème dans le cas de l'étude des lasers à semi-conducteurs. Pour pouvoir utiliser la technique de modulation, il est nécessaire d'avoir des créneaux très purs, ce qui implique des temps de montée de la pompe très courts devant les fréquences à mesurer. Or les fréquences de relaxation de lasers à semi-conducteurs peuvent facilement dépasser plusieurs Gigahertz suivant le taux de pompage. La technique de modulation nécessiterait alors l'utilisation d'une électronique de modulation très performante. La mesure de bruit d'amplitude travaille quant à elle en régime continu.

6.6 Étude de différentes sources

Le banc de mesure de bruit d'amplitude a été développé dans le but de pouvoir réaliser des caractérisations de sources lasers employées dans les télécommunications. Ainsi, la bande passante du système de détection permet non seulement l'étude des lasers solides, dont le bruit se situe à des fréquences faibles, mais aussi pour les systèmes à base de semi-conducteurs, dont la dynamique engendre du bruit à des fréquences supérieures au Gigahertz. Cette section est consacrée à l'étude de ces différentes sources.

6.6.1 Laser à semi-conducteurs

La plupart des lasers employés pour réaliser des systèmes de télécommunications optiques utilise pour sources lasers des diodes à semi-conducteurs. La maîtrise des technologies liées à la croissance de semi-conducteurs a permis l'élaboration de structures des plus simples aux plus complexes.

La structure cristalline permet, par simple clivage de réaliser des miroirs dont la réflexion de Fresnel suffit à obtenir effet laser. Le gain de ces milieux permet de concevoir de petites structures (de l'ordre de la centaine de μm) permettant d'émettre de fortes puissances optiques.

Il existe différents types de lasers qui peuvent être utilisés selon la nature de la cavité, mais aussi en fonction du milieu amplificateur. Concernant les structures monolithiques, il existe plusieurs possibilités. La première est la simple cavité Fabry-Perot, dont les faces clivées, traitées ou non, forment les miroirs. La possibilité de générer des modulations d'indice dans le guide permet la réalisation de réseau de Bragg. On retrouvera donc des lasers à réflecteurs de Bragg répartis (DBR : Distributed Bragg Reflector) et les lasers à contre-réaction répartie (DFB : Distributed Feedback).

Le milieu de gain peut aussi varier d'un laser à l'autre selon les techniques de croissance utilisées. Chacun possède des propriétés qui lui sont propres comme la densité de courant nécessaire pour atteindre le seuil laser. Les densités d'état permis pour les porteurs sont aussi très différentes ce qui confère des propriétés spectrales particulières. La plus simple est le semi-conducteur massif pour lequel les porteurs ne sont pas confinés dans l'espace. En alternant des "tranches" de semi-conducteurs suffisamment fines, il est possible de confiner dans une direction les porteurs ce qui confère une distribution de la densité de porteurs en marche d'escalier. Ces sont les milieux dits à puits quantiques. L'utilisation d'un phénomène auparavant gênant lors de la croissance des semi-conducteurs mène actuellement la recherche vers un nouveau type de milieu amplificateur : les boîtes quantiques. Ces "boîtes" permettent de réellement confiner localement les porteurs dans les trois directions de l'espace, n'autorisant ainsi que des transitions énergétiques bien définies. Bien que l'amélioration des structures à boîtes quantiques ait fait de réels progrès, les premières structures lasantes ne sont encore qu'à leurs balbutiements, mais pro-

mettent d'ores et déjà de grandes qualités utilisables dans le monde des télécommunications [100,101].

Concernant les différents types de cavité, il existe aussi des structures à cavité externe permettant l'utilisation de réseaux afin de réaliser des lasers accordables. Ces cavités externes autorisent l'addition de tout élément optique envisageable et offrent ainsi autant de possibilités que les lasers solides.

Les résultats présentés par la suite concernent des lasers DFB commerciaux, les plus utilisés actuellement. Ils émettent une puissance supérieure à plusieurs milliwatts, tout en étant monomodes.

Effet thermique et évolution du bruit d'amplitude.

Toute la structure incluant un réseau de Bragg est très sensible à la température. Les lasers à semi-conducteurs sont constitués d'un milieu amplificateur dont la largeur n'excède pas quelques microns. Les courants permettant d'atteindre des puissances confortables sont de l'ordre de la centaine de milliampères, ce qui implique des densités de courant relativement importantes. La conséquence logique est un échauffement de la structure. Il devient nécessaire d'introduire une régulation thermique.

Une caractérisation précise de la longueur d'onde laser en fonction du pompage et de la température nous a permis d'observer qu'à puissance de pompe constante, une évolution non négligeable du spectre de bruit d'amplitude était visible. Cette évolution montrait en particulier une variation de la fréquence de relaxation.

Il s'avère aussi que la caractéristique, ou plus précisément la puissance nécessaire pour atteindre le seuil laser varie. Le même laser a donc été caractérisé pour des régulations en température de 20, 25 et 30°. Les seuils étaient respectivement de 18.7, 19.8 et 23.7 mA. Dans les trois cas, l'efficacité est identique et vaut $0,136 \text{ W.A}^{-1}$.

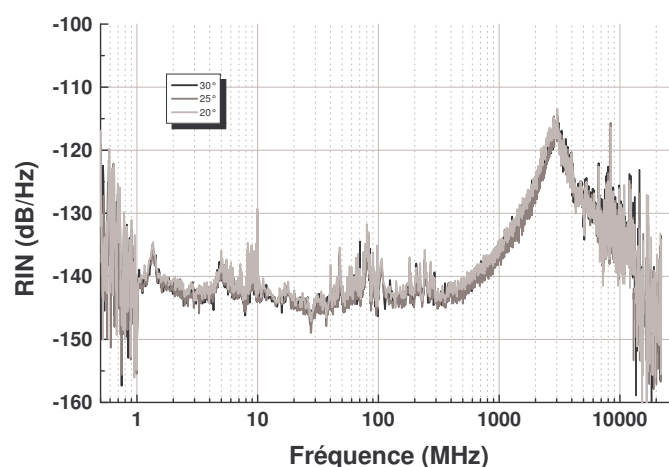


FIG. 6.32 – Influence de la température sur le bruit d'amplitude

Afin de déterminer si la variation du bruit d'amplitude liée à la température provient d'autres facteurs comme une modification de la dynamique des porteurs, ou une modification de la géométrie de la cavité, les différentes mesures de RIN de la figure 6.32 ont été réalisées à taux de pompage identique (1,5 fois le seuil). Les résultats sont rigoureusement identiques quelque soit la température. L'évolution du RIN en fonction de la température n'est donc lié qu'à une évolution du taux de pompage du laser.

Évolution de la largeur de raie.

L'étude de l'influence de la température précédente à été réalisée afin d'étudier la faisabilité de l'injection optique qui est présentée dans une autre partie de ce manuscrit. Toujours dans ce même but, nous avons étudié au laboratoire l'évolution du bruit d'amplitude et de la largeur de raie en fonction du taux de pompage de lasers à semi-conducteurs DFB monomodes [102].

Les mesures de la figure 6.33 sont un exemple de spectres optiques réalisés au Fabry Perot d'analyse afin d'étudier l'évolution de la largeur de raie en fonction du taux de pompage. L'ISL de cet instrument est de 300 MHz, et ne permet donc pas la mesure de raie de cette largeur sans induire un recouvrement de spectre. La finesse supérieure à 100 permet d'étudier des signaux de 3 MHz de large. En dessous de cette valeur, il est indispensable de tenir compte de la fonction de transfert du système et de dé-convoluer le signal par cette dernière.

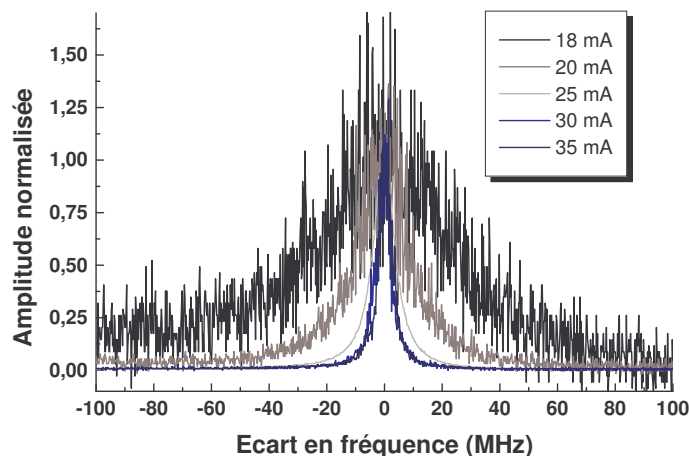


FIG. 6.33 – Exemple de mesure de spectre au Fabry Perot d'analyse 300 MHz.

Théoriquement, un laser n'émet pas sur une seule longueur d'onde, mais possède une largeur spectrale donnée. En théorie, le spectre est représentable par une fonction Lorentzienne de largeur Γ . Dans la pratique, en plus de cet élargissement Γ dû à l'émission spontanée présent dans la cavité laser, le bruit en $\frac{1}{f}$ des porteurs entraîne un élargissement σ

supplémentaire sous forme gaussienne. Le spectre global est donc la convolution de ces deux fonctions et a pour allure celle d'une fonction de Voigt [102].

Le niveau de bruit sur l'oscilloscope est constant. Plus le niveau de signal est bas, et plus le signal apparaît donc bruité. Près du seuil, les mesures de largeur de raie deviennent délicates. Afin de pouvoir interpoler correctement les mesures, un premier filtrage est utilisé afin de "nettoyer" un peu les courbes de façon à supprimer le bruit hautes fréquences. Afin de déduire correctement les paramètres Γ et σ , liés respectivement aux largeurs des Lorentziennes et gaussiennes, l'interpolation est réalisée en échelle logarithmique. En effet, les ailes de la Lorentzienne, beaucoup plus larges que celle de la Gaussienne peuvent être mises en évidence par ce procédé, ce qui permet une meilleure estimation de Γ .

Ce type de mesure a permis de déterminer la contribution de la composante Lorentzienne au spectre du laser. Le graphique 6.34 montre que la demi largeur à mi-hauteur (HWHM) du laser est une estimation assez bonne de la contribution Lorentzienne (Γ) pour les grandes largeurs de raie. Pour les courants de pompe inférieurs à 25 mA, les deux mesures sont assez proches. Par contre, lorsque la contribution liée à la gigue du laser présente un élargissement σ du même ordre de grandeur que la largeur Γ , l'erreur est beaucoup plus importante. On a quasiment un doublement de la valeur estimée.

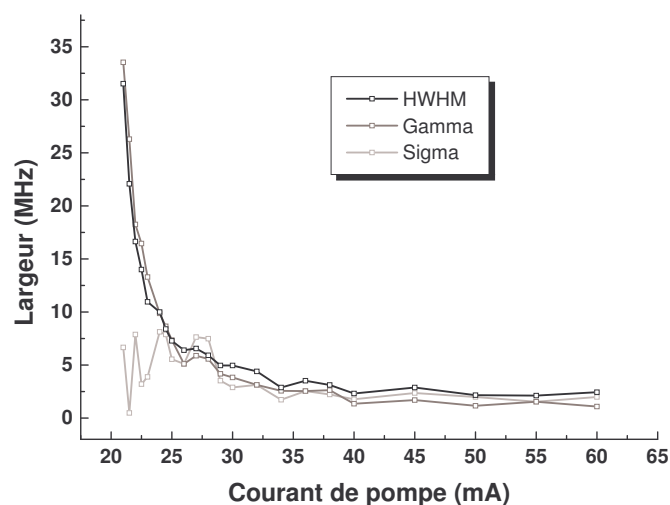


FIG. 6.34 – Largeur de raie et contribution lorentzienne en fonction du pompage.

La décroissance en $\frac{1}{f}$ de la largeur de raie est d'ailleurs plus nette dans le cas de l'évolution de Γ . D'ailleurs une interpolation par la méthode des moindres carrés permet de mieux approcher Γ que la demi-largeur à mi hauteur. Ce qui est surprenant est que les deux interpolations donnent pratiquement les mêmes résultats. Par contre, l'erreur commise est inférieure lors de l'interpolation de Γ . Cela montre que Γ est plus proche de l'évolution théorique en $\frac{1}{f}$.

En parallèle de ces mesures, des relevés du bruit d'amplitude du laser ont été faits comme le montre la figure 6.35.

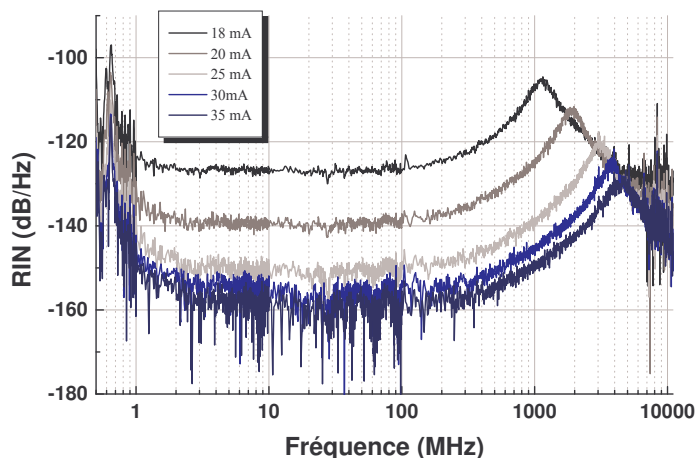


FIG. 6.35 – Mesure du RIN en fonction du pompage.

L'évolution des spectres de bruit correspond bien aux prédictions théoriques. La seule différence avec la simulation est la présence d'un maximum aux basses fréquences ($\simeq 650$ KHz), dû à l'alimentation électrique de la diode.

Ces spectres permettent, par interpolation, de connaître la valeur de la fréquence de relaxation et du coefficient d'amortissement. Le graphique 6.36 représente les valeurs obtenues. L'erreur sur les fréquences de relaxation est inférieure à 0,8 %, tandis que celle sur les temps d'amortissement $\frac{1}{\Gamma}$ est inférieure à 5,2 %.

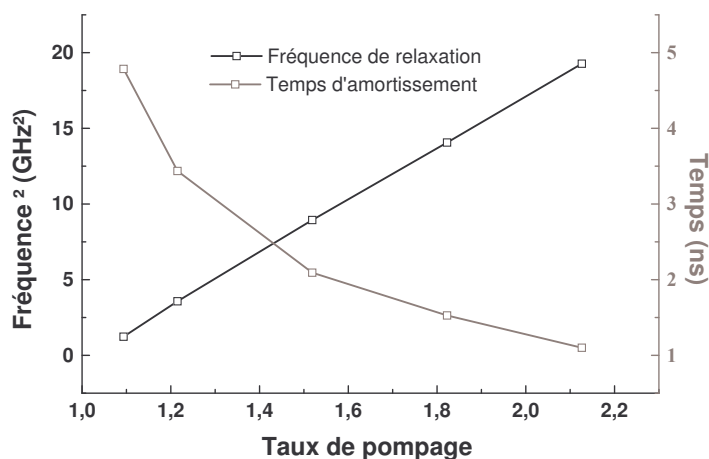


FIG. 6.36 – Fréquence de relaxation et amortissement en fonction du taux de pompage.

On constate une évolution linéaire du carré de la fréquence de relaxation ainsi qu'une décroissance en $\frac{1}{\Gamma}$ du temps d'amortissement comme prévu par la théorie, du moins pour les faibles taux de pompage.

6.6.2 Laser à blocage de modes

Il existe des précédents dans l'étude du bruit d'amplitude de lasers modelocked [103–106]. Cependant, la plupart des études de bruit porte sur le bruit de phase du laser [107–115]. L'intérêt le plus important des lasers impulsionnels reste tout de même la génération d'un train d'impulsion à une fréquence la plus pure possible [116] ou avec des propriétés d'émission particulière comme l'accordabilité [117]. Une remarque importante mérite d'être faite ici permettant d'éviter la confusion de deux phénomènes distinctes, bien que souvent appelé de la même façon. En effet, lorsqu'on parle de bruit de phase d'un laser continu, le phénomène sous entendu réside dans la variation de la longueur d'onde (ou fréquence) laser, de l'ordre du TéraHertz. Dans le cas de lasers impulsionnels, on considère plutôt la variation de la fréquence du signal optique, atteignant au maximum quelques Gigahertz, portée à la longueur d'onde laser. Notons la description complète de SCOTT décrivant son montage expérimental de mesure de bruit d'amplitude et de fréquence dédié au lasers impulsionnels [118].

Les télécommunications à haut débit ont aussi poussé à explorer d'autres voies que celle des lasers continus. Il est en effet possible en modulant le courant de pompe de structures à semi-conducteurs multi-modes de faire fonctionner le laser en blocage de mode (mode locked). Il est nécessaire pour cela de disposer d'un laser ayant de nombreux modes longitudinaux. L'idée est de générer une impulsion et de n'apporter du gain que lorsque celle-ci traverse le milieu amplificateur. En agissant ainsi, il est possible de créer une relation entre les phases des différents modes.

La plupart des structures à modes bloqués à base de semi-conducteurs concerne principalement des lasers monolithiques [119–122]. Dans la pratique, une modulation du courant de pompe à la fréquence correspondant à l'intervalle spectrale libre du laser permet de générer de telles impulsions.

Céline Guignard lors de sa thèse au laboratoire d'optronique a mis au point de lasers impulsionnels à cavité externe de structure proche de celle présenté par DÜLK [123]. Le schéma de principe est représenté sur le graphique 6.37.

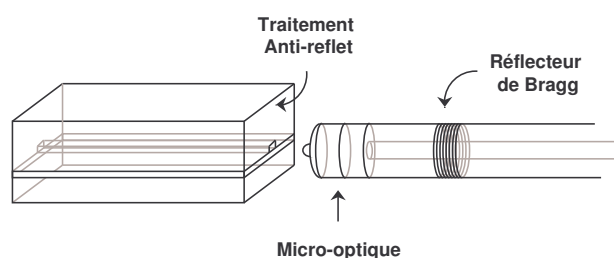


FIG. 6.37 – Principe des lasers impulsionnels à cavité externe.

Afin d'éviter de perturber le fonctionnement du laser par la présence d'une sous cavité

parasite, des traitements anti réflexion ont été réalisés sur la face de sortie de la diode à semi-conducteurs, ainsi que sur les micro-optiques, directement réalisées sur la fibre. Ces dernières, de type "GradHyp" ont été conçues au CCLO (Centre Commun Lannionais d'Optique). Elles permettent de coupler le faisceau issu de la fibre optique monomode avec celui guidé dans la structure à semi-conducteurs. Elles focalisent le faisceau sur la diode en réduisant son diamètre à la dimension du guide qui est de l'ordre de $3 \mu m$. La distance séparant la diode de la micro-optique est de l'ordre de $100 \mu m$, ce qui permet de travailler dans des conditions relativement confortables sans risque, aussi bien pour l'optique que pour le laser.

Afin de pouvoir générer des impulsions avec de plus forts taux de répétition, il est nécessaire d'augmenter l'intervalle spectral libre (ISL) de la cavité, et donc de réduire sa longueur. La longueur de la diode à semi-conducteurs étant fixe, les seuls paramètres modifiables sont la distance de travail de l'optique, et la position du réseau de Bragg dans la fibre. La première ($\simeq 100 \mu m$) ne permet pas de modifier significativement l'ISL. Le réseau de Bragg doit donc être inscrit le plus proche possible de l'extrémité de la fibre. Malheureusement, il semble que la proximité de l'optique déforme la réponse de ce réflecteur. Par cette méthode, il a été possible de réaliser des cavités de 4 cm de long.

La diode de type Fabry Perot autorise de nombreux modes simultanément dont l'écart en fréquence correspond à l'ISL de la cavité. Dans un premier temps, les mesures de bruit ont été réalisées en régime continu de façon à mesurer cette fréquence. Les différents modes ont la même polarisation et ils peuvent donc battre ensemble. La mesure de la figure 6.38 montre une distance entre les modes de 2,39 GHz. La forme du battement correspond à un double pic et est caractéristique des lasers contre-réactionnés par un réseau de Bragg. Nous avons déjà observé ce phénomène pour des lasers dont un réseau servait à stabiliser la longueur d'onde du laser. La faiblesse de la puissance des battements n'est pas suffisante pour modifier la fonction de transfert $H(\omega)$ du système de détection. La mesure dans le cas présent se fait dans la plage de linéarité du détecteur.

Le seuil de ces lasers a été déterminé en régime continu. Dans un second temps, une modulation électrique est ajoutée au pompage de la diode laser, qui reste au même point de fonctionnement que lors des mesures de bruit précédentes. On observe alors une génération d'impulsion à la limite de Fourier. Le spectre de bruit présente des maxima dont la fréquence fondamentale correspond à la fréquence de battement entre les modes longitudinaux, ainsi qu'à ses harmoniques. La fréquence des impulsions est de 2,561 GHz. Le battement est beaucoup plus étroit dans le cas impulsif qu'en régime continu et ne présente plus l'aspect en double pic.

Il existe un écart entre les fréquences mesurées dans les deux configurations. La dernière a été obtenue après ajustement afin d'obtenir des impulsions de bonnes qualités et dans la limite de Fourier. La mesure en régime statique permet cependant une estimation rapide de la fréquence des pulsations, et donc de la fréquence à utiliser pour la modulation de la pompe. L'écart en fréquence observé ici n'est pas toujours constant. Pour certains

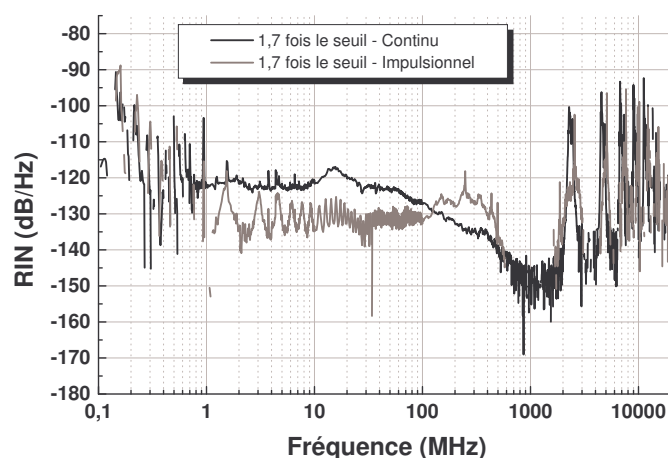


FIG. 6.38 – Mesures de RIN de lasers impulsionnels à cavité externe.

lasers, la mesure de bruit proposait une fréquence inférieure tandis que pour d'autres, elle était supérieure à la fréquence des impulsions. On a mesuré un écart maximum de 500 MHz entre les mesures en régime statique et dynamique.

La puissance des termes de battement est très élevée ce qui induit une chute du gain du système de détection. Les mesures de bruit en régime impulsionnel ne peuvent donc donner que des informations fréquentielles sur la position des extremums.

Le laboratoire dispose cependant d'outils adaptés à la caractérisation des fréquences de battements. Celles-ci se situant dans le domaine micro-onde, les caractérisations du bruit d'amplitude et de fréquence sont réalisés dans le domaine électronique. Ces caractérisations sont faites au laboratoire dans le cadre d'autres projets (ROTOR entre autres)

6.6.3 Les sources "blanches"

Le bruit d'amplitude d'un laser provient principalement du bruit de photon créé par l'émission spontanée dans la cavité laser. Les caractéristiques de cette dernière sont modifiées par les propriétés de la cavité qui peuvent être déterminées via l'étude du RIN. Il existe cependant des sources émettant des photons par amplification de l'émission spontanée.

En excitant un milieu amplificateur, celui-ci va spontanément émettre des photons en l'absence de signal. Ces photons seront ensuite amplifiés. En utilisant un milieu amplificateur à quatre niveaux, où les photons créés ne seront pas absorbés dans une autre partie de la zone de gain si la pompe est insuffisante. L'évolution des technologies dans le domaine des télécommunications a aidé le développement de ces sources dans les longueurs d'ondes adaptées. Ainsi, des sources à bases de fibre dopées Erbium sont utilisées pour la caractérisation des composants.

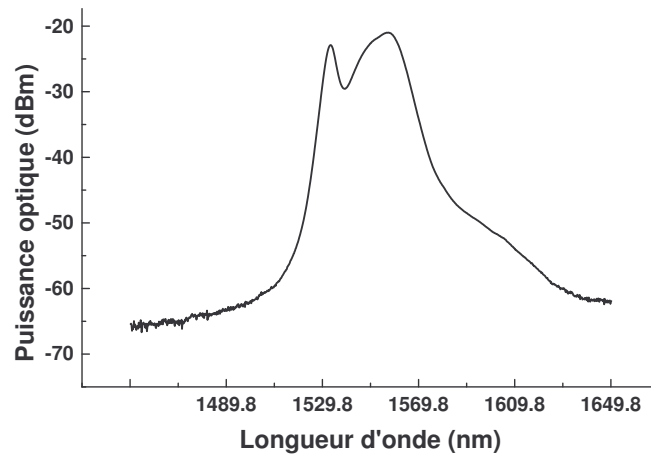


FIG. 6.39 – Spectre d'une source blanche.

Ces sources sont dites blanches car elles émettent une large plage de longueur d'onde correspondant au spectre d'émission spontanée du milieu amplificateur, qui s'étant de 1530 nm à plus de 1560 nm dans le cas de l'Erbium comme le montre le spectre 6.39. Le spectre est très large comparé à une source laser et peut être considéré comme plat sur un domaine restreint, en comparaison des spectres lasers.

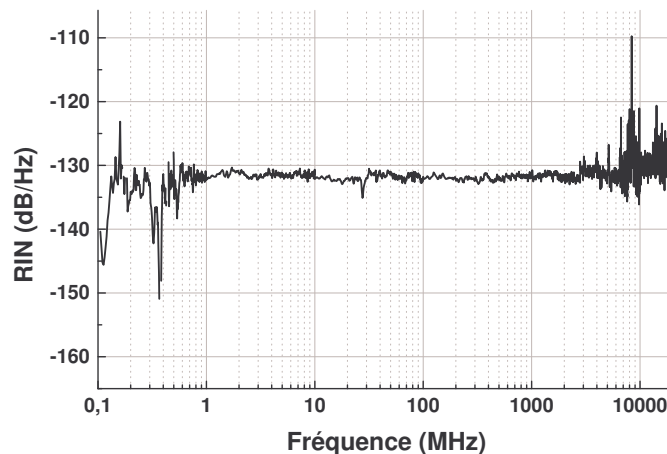


FIG. 6.40 – Mesure du bruit d'amplitude d'une source blanche.

Ce type de source offre donc un spectre très large issu principalement de l'émission spontanée. Or ce phénomène produit un bruit de grenaille à toutes les fréquences et dont la puissance est répartie uniformément : c'est une source de bruit blanc [42]. On peut d'ailleurs se servir de ce dispositif afin de bruyé artificiellement des systèmes d'émission pour modifier un rapport signal à bruit par exemple dans le but de caractériser une

détection de signal numérique. La répartition uniforme est d'ailleurs pleinement visible sur la mesure du bruit d'amplitude de la figure 6.40. Les irrégularités en basses fréquences ont pour origines des augmentations du bruit thermique du système de détection utilisé. Seules les mesures de la méthode rapide sont présentées ici.

La valeur du RIN qui est constante quelle que soit la fréquence dépend directement de la puissance optique reçue. Cette source permet aussi la mesure directe du bruit de grenaille. Certains bancs de mesure du bruit d'amplitude utilisent de telles sources afin de caractériser le dispositif et d'avoir un système de référence.

6.6.4 Influence de l'amplification

Il peut être utile lors de transmission de données sur des distances relativement longues de devoir augmenter la puissance du signal afin qu'il puisse être détecté de façon convenable. En effet, si la puissance optique est insuffisante, le signal électrique produit est alors noyé dans le bruit thermique et devient inutilisable. Il existe deux grandes catégories de dispositifs permettant une telle opération.

Les premiers sont appelés "répéteurs". Le signal optique, numérique généralement, est tout d'abord détecté puis réémis par un nouveau laser. L'inconvénient de ce dispositif est qu'une prise de décision existe entre la détection et la réémission. Des erreurs peuvent alors se glisser dans le signal et le détériorer. En utilisant plusieurs de ces dispositifs, les erreurs successives s'ajoutent et dégradent l'information. Le signal en sortie d'un répéteur a donc les caractéristiques de son laser.

La seconde famille regroupe les régénérateurs. Leur rôle est d'apporter de la puissance au signal lors de sa propagation. La phase de prise de décision est conservée jusqu'au dernier moment, là où l'information est nécessaire. Cependant, là aussi, il existe des dégradations. Un régénérateur comprend au moins une phase d'amplification qui diminue le rapport signal à bruit, en augmentant la contribution de l'émission spontanée présente avec le signal. Ainsi dans ce cas, on ne peut pas parler d'erreurs introduites, bien qu'une dégradation existe : on parle de modifications du rapport signal à bruit, ou encore de pénalités.

Les mesures qui vont suivre ont été réalisées sur le régénérateur le plus simple qui soit, à savoir un amplificateur optique. Certaines structures à base de semi-conducteur permettent l'intégration du module d'amplification pour obtenir une structure monolithique laser+Amplificateur. Des simulations du bruit de ces structures ont été menées par MORTIER [124]. Les résultats présentés ici concernent des mesures expérimentales réalisées sur des lasers "régénérer" par un amplificateur à fibre.

La figure 6.41 montre les mesures sur un laser à fibre DFB ainsi que la simulation issue de l'interpolation. Le même signal a ensuite été détecté après amplification optique dans un amplificateur à fibre dopée Erbium. L'étude du bruit a été réalisée pour des puissances optiques reçues identiques. La simulation pour le laser amplifié utilise les mêmes

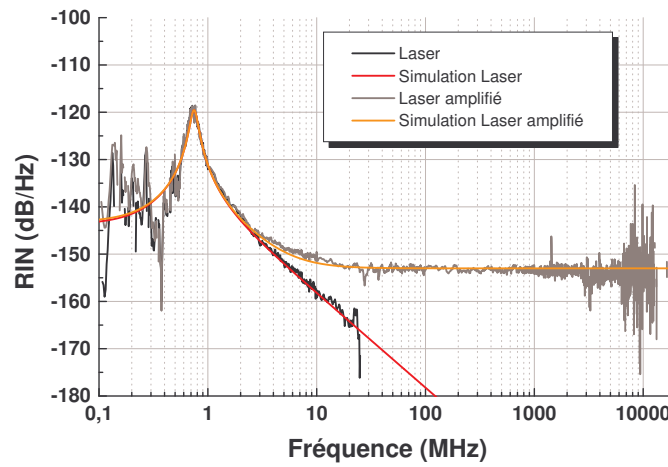


FIG. 6.41 – Modification du bruit d'amplitude par un amplificateur optique.

paramètres que pour le laser seul à l'exception d'un terme constant qui à été ajouté à l'expression 1.55 pour donner l'expression du bruit d'amplitude :

$$RIN(\omega) = \frac{|\delta\phi|}{\phi_0^2} = \frac{A + B\omega^2}{(\omega_r^2 + \Gamma^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2\Gamma^2} + RIN_{sp} \quad (6.7)$$

RIN_{sp} correspond au terme d'émission spontanée ajouté par l'amplificateur optique. Il s'agit du terme de battement spontanée-spontanée induit par l'amplificateur. Un filtrage permet de réduire le niveau de bruit blanc ajouté, ici égal à -153 dB.Hz^{-1} . On a bien une addition des deux termes que sont le bruit d'amplitude du laser et celui de l'amplificateur, ce qui exclut toute contribution du terme de battement signal-spontanée lors de l'amplification.

Conclusion

Le banc de mesure de bruit d'amplitude est un outil qui a permis de caractériser différents types de sources. Les plus classiques tels les lasers monomode DFB donnent des résultats tout à fait en accord avec les prédictions théoriques. La large gamme de fréquence utilisable permet aussi bien l'étude de laser solide, mais aussi les dispositifs à base de matériaux semi-conducteurs.

Nous avons aussi utilisé ce banc de caractérisation pour l'étude de sources un peu plus exotiques telles que les lasers multi-fréquences à fibre, ainsi que les lasers mode-locked à cavité externe. La présence de plusieurs modes lasers a pu être détectée. Il a été démontré que la mesure du RIN permettait une très bonne estimation de la fréquence de relaxation, de l'amortissement alors que les techniques usuelles par modulation de la pompe peuvent conduire à des valeurs très éloignées et moins précises. Pour le premier type de lasers, les caractéristiques telles que les fréquences de relaxation ont pu être mesurées simultanément sur l'ensemble des modes, et en accord avec la modélisation petit signaux. Dans le seconde catégorie de lasers, la fréquence de battement correspondant à l'écart en fréquence entre deux modes longitudinaux successifs à été mise en évidence. Elle a permis de connaître facilement l'intervalle spectral libre de la cavité, ce qui est un excellent indicateur de la fréquence à laquelle la pompe doit être modulée afin d'obtenir le fonctionnement impulsionnel.

Le banc de caractérisation à aussi permis de révéler la présence de modes secondaires de très faibles puissances, indécélables par d'autres techniques de mesure moins sensible, ou de résolution en fréquence plus faible.

Enfin, l'influence de l'émission spontanée lors de l'amplification des sources lasers solides a pu être modélisée en terme de bruit d'amplitude. La mesure expérimentale à permis de négliger tout terme de battement entre le champ spontanée et celui issu du laser.

Troisième partie

Application à l'étude du transfert de bruit par injection optique

Chapitre 7

Évolution de la largeur de raie d'un laser injecté

Les premières observations de la synchronisation de deux oscillateurs remontent à plusieurs siècles. Déjà en 1665, HUYGENS notait la désormais célèbre remarque à propos de deux horloges dont les balanciers oscillaient à l'unisson. L'apparition d'oscillateurs autres que mécaniques a toujours suscité la curiosité vis-à-vis de ce phénomène. Ainsi, au cours du vingtième siècle, les études des systèmes électriques oscillant ont mené VAN DER POL et ADLER à mener des recherches identiques appliquées à ces nouveaux systèmes.

L'apparition du laser n'a pas échappé à cet engouement. PANTEL et STOVER se sont intéressés au sujet dès 1965. L'injection optique telle qu'elle est désormais pratiquée est basée sur les premières expériences de STOVER qui fut le premier à réellement s'intéresser au couplage unidirectionnel des oscillateurs optiques. En effet, il utilisa un isolateur entre le premier laser et le second. Ainsi, un des deux lasers fonctionne librement (le laser maître), sans perturbation, tandis que le second (l'esclave) subit l'influence du champ du maître.

Le cas d'absence d'isolation entre le maître et l'esclave est plus souvent caractérisé d'oscillateurs couplés que de véritable injection. En effet, le fonctionnement d'un des deux oscillateurs ne peut pas être étudié indépendamment de l'autre. Une autre technique consistant à perturber un laser est de réinjecter le champ optique émis par un laser dans sa propre cavité. On parle alors de contre réaction (Feedback). Ces expériences, plus simples à réaliser que l'injection optique ont permis d'étudier le comportement de ces lasers [125,126], mais aussi le bruit d'amplitude [127–129], le bruit en $1/f$ [130] ainsi que le bruit de fréquence [131]. La contre réaction a aussi été étudiée pour des cas courants de réflexion de Rayleigh lors de la propagation dans les fibres [132], mais aussi dans des systèmes plus complexes dans le but de supprimer des modes secondaires [133].

Les parties précédentes étaient consacrées à la détermination théorique et expérimentale du bruit d'amplitude de sources lasers utilisées dans les systèmes de télécommunications optiques. Le modèle développé permet de simuler le spectre de bruit d'amplitude de

laser monomode. Les mesures réalisées sur de telles structures, qu'elle soit à base de lasers solides ou de semi-conducteurs, ont permis de le valider.

Nous avons aussi vu qu'un amplificateur pouvait ajouter du bruit au signal issu d'un laser. Dans la section qui va suivre, nous allons étendre le modèle afin d'étudier le transfert de bruit par injection optique. Pour cela, nous allons l'adapter afin de tenir compte des modifications liées à l'expérience.

Dans un premier temps, les équations permettant de représenter le système global vont être détaillées. Ensuite, elles permettront de simuler le RIN d'un laser perturbé par l'injection d'un signal optique. Ces simulations seront comparées à des mesures expérimentales de bruit d'amplitude. Enfin, en dernière partie, l'étude du profil de raie du laser injecté nous donnera quelques indications sur le transfert de bruit.

Nous allons présenter ici la modélisation de la réponse d'un laser soumis à l'injection. Divers études ont déjà été réalisées [88, 134, 135]. Nous nous intéresserons ici principalement à la modification du bruit d'amplitude du laser esclave lorsque ce dernier est perturbé par la présence d'un champ extérieur. Pour cela, nous utiliserons, après quelques rappels, les résultats déjà présentés sur le bruit d'un laser monomode seul. Le modèle sera adapté puis complété par des simulations. Afin de valider les résultats, diverses expérimentations ont été menées. L'étude de la forme de la raie laser a aussi été menée de façon à compléter l'étude du transfert de bruit.

7.1 Présentation de l'injection optique

Bien que le principe général soit assez simple, de nombreux phénomènes différents peuvent être observés grâce à l'injection optique. Les photons "sources" d'un laser seul menant à l'émission stimulée sont émis par émission spontanée. Le but de l'injection optique est d'introduire une quantité non négligeable de photons qui ne sont pas issus uniquement de l'émission spontanée. La réponse du laser injecté va donc dépendre des propriétés de la lumière issue du laser maître. La diversité des phénomènes observés expliquent l'enthousiasme lié à l'étude de l'injection dans différents domaines.

Il est possible par exemple de réduire la largeur de raie du laser esclave en injectant un flux optique suffisamment important et ayant une largeur de raie plus faible. Dans le même esprit, la lumière issue du laser esclave vient osciller à la fréquence du laser maître. Tout se passe comme si le champ optique injecté devenait le nouveau terme source du laser esclave, en concurrence avec l'émission spontanée toujours présente. Le fonctionnement pour lequel le laser esclave oscille à la longueur d'onde du maître et possède aussi sa largeur de raie est appelé accrochage total. Il existe bien entendu des états intermédiaires entre le fonctionnement libre où la puissance injectée est tellement faible que le laser fonctionne comme s'il n'était pas injecté et l'accrochage total.¹

Les paramètres permettant de modifier l'état du système sont principalement la puissance injectée, l'écart en longueur d'onde entre le laser maître et le laser esclave libre et enfin le taux de pompage du laser esclave. En modifiant leur valeur, il est alors possible de générer des fréquences micro-ondes ou encore du chaos. En ce qui concerne le bruit d'amplitude, diverses études ont déjà montré que l'injection optique permettait de réduire les oscillations de relaxation en modulation directe, ainsi que de modifier la bande passante de modulation f_m à -3 dB. Cette dernière est directement relié à la fréquence de modulation f_r par la relation [136] :

$$f_m = \sqrt{1 + \sqrt{2}} f_r \quad (7.1)$$

La réduction de la dérive en fréquence et du bruit de fréquence indique que l'injection optique peut modifier de façon non négligeable la stabilité du laser. il est donc intéressant, dans le cadre du transfert de bruit de voir s'il est possible de modifier les propriétés du bruit d'amplitude d'un laser par injection optique.

Différentes études ont déjà été réalisées au laboratoire à propos de l'injection optique et ont permis d'étudier les différents régimes. Des cartographies complètes ont ainsi pu être dressées. Un modèle basé sur la fonction d'Airy généralisée a aussi été développé et permet d'exprimer simplement ce phénomène.

Dans la suite de ce chapitre, nous allons principalement nous intéresser au transfert de bruit d'amplitude pour un désaccord nul entre le laser maître et l'esclave. Pour arriver à

¹Les différents régimes possibles lors de l'injection optique ainsi qu'un exemple de cartographie représentant ces états en fonction de la puissance injecté et du désaccord entre le maître et l'esclave sont présentés en annexe

notre but, nous utiliserons les équations d'évolution du laser auxquelles nous apporterons quelques modifications afin de tenir compte du nouveau terme source. Nous verrons ensuite comment le bruit d'amplitude du laser maître peut influencer celui du laser esclave.

Une fois les équations obtenues, nous ferons diverses simulations en fonction de la puissance injectée, mais aussi en fonction de la figure de bruit du laser maître.

7.2 Évolution de la largeur de raie d'un laser soumis à injection

Cette partie se consacre à l'étude de l'évolution de la largeur de raie d'un laser soumis à l'injection optique. Pour cela, nous allons utiliser le formalisme de la fonction d'Airy. Nous allons dans un premier temps étudier par cette méthode le comportement d'un laser libre, puis soumis à une injection optique. Ces études seront complétées par les mesures expérimentales et les observations de spectres en transfert de puretés et d'impuretés spectrales. La détermination des contributions du bruit d'émission spontanée et du bruit en $\frac{1}{f}$ sur le spectre de raie sera étudié via la détermination du profil de Voigt des lasers.

7.2.1 Modélisation du spectre d'un laser

Le profil théorique du spectre des lasers peut s'obtenir à partir des équations de Maxwell. On aboutit alors à l'expression des équations d'évolution d'un laser déjà présentées. Afin de pouvoir étudier le spectre, les forces de Langevin peuvent être introduites dans les équations [137].

Afin de pouvoir modéliser le spectre d'un laser, il est indispensable de tenir compte du bruit blanc lié à l'émission spontanée. Afin d'obtenir la meilleure modélisation possible, il peut être nécessaire d'introduire un terme de bruit en $\frac{1}{f}$. Différents modèles ont déjà été présentés à partir des équations de Maxwell incluant ces deux contributions [138–142]. Certaines études expérimentales ont aussi permis de mettre en évidence l'influence du bruit de pompe sur le spectre des lasers [143]. L'étude du spectre optique afin de déterminer le bruit de fréquence a aussi été présentée [144].

Dans la partie qui va suivre, nous allons utiliser une alternative plus adaptée aux études de spectre que les équations d'évolutions. Le formalisme développé par G.M. Stéphan [134] utilise la fonction d'Airy généralisée et permet d'exprimer simplement le champ électrique $E(\omega)$ émis par le laser en fonction de la fréquence :

$$E(\omega) = \frac{s}{1 - \exp(-L + G) \cdot \exp(-i\phi)} \quad (7.2)$$

L représente les pertes optiques de la cavité liées aux coefficients de réflexion des miroirs et à l'absorption, G correspond au gain optique dans le milieu amplificateur et ϕ est simplement la phase. s est le terme source du laser qui correspond à l'émission spontanée. Dans le cas d'un laser libre non perturbé, il est associé à l'émission spontanée présente dans le laser. Cette émission possède un spectre qui peut être considéré uniforme en fonction de la fréquence devant la largeur de raie du laser : s est une constante.

La détection de la lumière se fait via son intensité optique, qui est proportionnelle au module au carré du champ complexe $E(\omega)$. L'expression précédente permet donc d'obtenir la densité spectrale de puissance y en fonction de la fréquence normalisée $x = \pi \cdot \frac{\nu}{c/2d}$:

$$y(x) = \frac{S_{sp}}{(1 - e^{-L+G})^2 + 4 \cdot e^{-L+G} \cdot \sin^2(2n_g(x - x_0)/2)} \quad (7.3)$$

S_{sp} est issue de s et représente la densité spectrale de puissance de l'émission spontanée. d correspond à la longueur optique de la cavité, ν la fréquence optique, n_g l'indice de réfraction dans la cavité et c la célérité de la lumière dans le vide.

L'expression précédente permet d'obtenir la largeur du spectre laser en déterminant les valeurs de x pour lesquelles l'intensité maximale obtenue pour $x = x_0$ est divisée par deux.

L'allure du spectre théorique est généralement admise comme étant une Lorentzienne. On retrouve ce résultat en réalisant l'approximation $\sin(x) \simeq x$ pour $x \ll 1$ dans l'expression précédente. On obtient alors l'expression suivante :

$$y(x) = \frac{S_{sp}}{4e^{-L+G}n_g^2} \cdot \frac{1}{\Gamma^2 + (x - x_0)^2} \quad (7.4)$$

Par identification, la demi-largeur à mi-hauteur Γ du spectre s'exprime en fonction des paramètres du laser :

$$\Gamma = \frac{1 - \exp(-L + G)}{2n_g \cdot \exp\left(\frac{-L+G}{2}\right)} = \frac{1}{n_g} \sinh\left(\frac{-L + G}{2}\right) \quad (7.5)$$

L'approximation permettant d'aboutir à l'expression du spectre y sous forme d'une Lorentzienne permet de formuler analytiquement l'intensité normalisée totale Y du laser. Celle-ci est obtenue par intégration de cette densité spectrale y sur l'ensemble des fréquences :

$$Y = \int_{-\infty}^{+\infty} y \cdot dx = \frac{S_{sp}}{4e^{-L+G}n_g^2} \cdot \frac{\pi}{\Gamma} \quad (7.6)$$

Cette expression peut paraître simple en première approche, cependant, l'expression du gain G n'est pas indépendante de l'intensité circulant dans le milieu amplificateur. En effet, sous forte puissance optique, il existe une saturation du gain qui tend à réduire sa valeur à mesure que l'intensité augmente. On peut prendre en compte cette saturation en utilisant l'expression suivante pour le gain G :

$$G = \frac{G_0}{1 + Y} \quad (7.7)$$

où G_0 correspond au gain petit signal du milieu amplificateur et Y est toujours l'intensité normalisée du champ optique. La normalisation de l'intensité se fait par rapport à l'intensité pour laquelle le gain est égal à la moitié du gain petit signal G_0 .

En première approximation, on peut considérer l'ensemble des variables indépendantes par rapport à la fréquence optique sur la faible plage de fréquences correspondant à la largeur de raie du laser. Ainsi, le gain G_0 , les pertes L et l'intensité d'émission spontanée S_{sp} sont constantes. On obtient alors une équation relativement simple sur l'intensité totale Y :

$$Y = \frac{\pi S_{sp}}{2n_g} \cdot \frac{1}{\exp\left[\frac{1}{2}\left(-L + \frac{G_0}{1+Y}\right)\right] - \exp\left[\frac{3}{2}\left(-L + \frac{G_0}{1+Y}\right)\right]} \quad (7.8)$$

On peut par cette expression déterminer la valeur de l'intensité optique Y , ce qui permet de connaître la valeur du gain G , et enfin déduire la valeur de la demi-largeur de raie Γ en utilisant la relation 7.5.

Sans l'approximation menant à exprimer le spectre laser sous forme d'une Lorentzienne, il n'est plus possible d'obtenir simplement les expressions analytiques des différentes variables Y , G et Γ . En effet, l'équation sur l'intensité optique devient une équation transcendante où Y est égale à une intégrale dépendante de Y . Il reste cependant possible de déterminer les solutions par résolutions numériques. Les solutions ainsi obtenues sont représentées sur la figure 7.1.

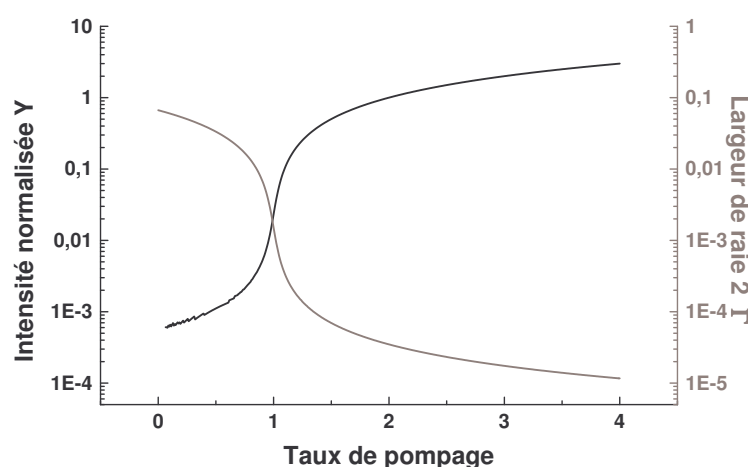


FIG. 7.1 – Résolution numérique de l'intensité et de la largeur de raie d'un laser.

7.2.2 Spectre d'un laser injecté

Nous avons déjà vu que les équations d'évolutions de la densité de porteurs et de photons permettent d'exprimer l'évolution de la puissance optique et du bruit d'amplitude d'un laser injecté. Cependant, aucune information sur l'évolution du spectre n'a été donnée. La formulation utilisant la fonction d'Airy généralisée permet d'exprimer simplement l'évolution de la répartition spectrale de la puissance laser en fonction du taux d'injection $\eta = \frac{\kappa}{\tau_{ar}}$.

Dans le cas de l'injection optique, l'émission spontanée dans la cavité n'est plus le seul terme source. Le champ laser maître injecté dans l'esclave vient le concurrencer. Le nouveau terme source est alors la somme des densités spectrales de puissance de l'émission spontanée S_{sp} , considérée constante, et du laser maître y_m .

L'avantage de la formulation de la fonction d'Airy est de clairement faire apparaître les différents termes importants de l'effet laser. Ainsi, la cavité est représentée par l'allure même de l'expression, analogue à la fonction de transfert d'une cavité Fabry Perot, tandis

que le gain net $-L + G$ apparaît au dénominateur et le terme source au numérateur.

On obtient alors une expression simple pour le spectre du laser injecté :

$$y_s(x) = \frac{S_{sp} + y_m}{(1 - e^{-L+G})^2 + 4 \cdot e^{-L+G} \cdot \sin^2(2n_g(x - x_0)/2)} \quad (7.9)$$

L'expression du spectre y_m du laser maître peut être obtenu en utilisant la relation 7.3.

L'avantage des approximations menant à exprimer les densités spectrales de puissance est de permettre d'obtenir des expressions relativement simple à utiliser, leur intégration analytique étant possible. La figure 7.2 représente l'évolution du spectre du laser esclave en fonction du taux d'injection.

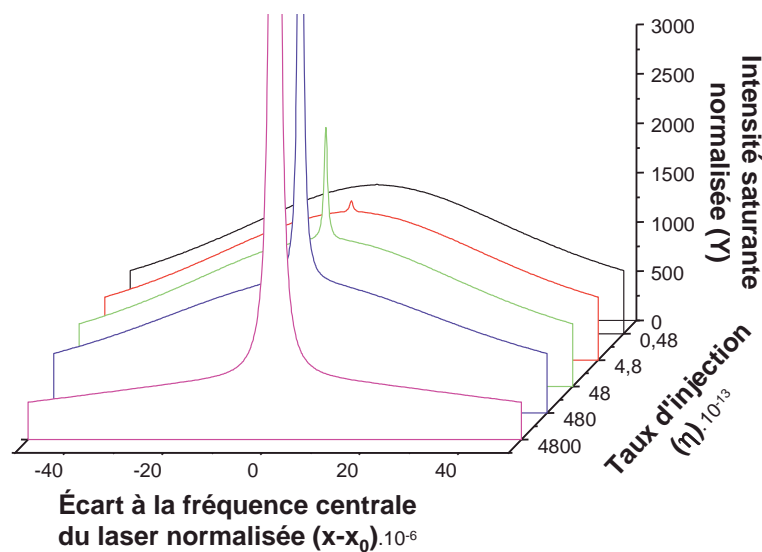


FIG. 7.2 – Simulation du spectre d'un laser injecté en fonction du taux d'injection.

7.2.3 Le profil de Voigt

Ces expressions ne permettent malheureusement que l'étude du spectre Lorentzien, même si cette approche reste très proche de la réalité dans le cas général. Par contre, il peut être préférable d'utiliser d'autres expressions, notamment dans le cas de l'étude du transfert de bruit. En effet en utilisant le fait que le terme source d'un laser injecté est la somme de l'émission spontanée et d'une partie de la densité spectrale du laser maître et en utilisant la résolution numérique, il est possible de déterminer l'allure du spectre du laser esclave injecté par un laser dont le profil n'est pas Lorentzien.

Le spectre Lorentzien est caractéristique d'un laser idéal. Il existe cependant des phénomènes qui tendent à modifier la répartition spectrale de la puissance. En particulier, il existe un bruit en $1/f$ dû aux imperfections et qui modifie la fréquence centrale du laser : c'est la gigue. Cette fréquence varie statistiquement de façon aléatoire autour d'une valeur moyenne. La répartition peut être considérée comme gaussienne. Le spectre détecté est

alors la convolution de la Lorentzienne théorique et d'une fonction gaussienne traduisant la gigue du laser. Ce profil est appelé profil de Voigt K .

$$K = \frac{\Gamma}{\pi\sigma} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-t^2} dt}{\left(\frac{\omega-\omega_0}{\sigma} - t\right)^2 + \frac{\Gamma^2}{\sigma^2}} \quad (7.10)$$

Γ correspond à la demi-largeur à mi hauteur de la lorentzienne, σ est la demi largeur à $\frac{1}{e^2}$ de la gaussienne, la variable t est telle que $t = \frac{\sigma\tau}{2} + i\frac{\omega-\omega_0}{\sigma} + \frac{\Gamma}{\sigma}$, où τ représente le temps.

Ainsi, en étudiant un spectre optique, il est possible de déterminer les deux largeurs caractéristiques Γ correspondant à la largeur de raie théorique et σ lié à l'élargissement de la raie à cause du bruit en $1/f$.

7.2.4 Étude expérimentale des spectres optiques.

La mesure des spectres optiques du laser injecté se fait en utilisant un Fabry Perot d'analyse d'intervalle spectrale libre égal à 300 MHz. La finesse supérieure à 100 permet de mesurer des largeurs de raie jusqu'à moins de 3 MHz, ce qui est suffisant dans le cas des lasers à semi-conducteurs que nous avons eus à disposition.

Etude d'un laser seul

Afin de pouvoir vérifier la capacité d'analyse des spectres à pouvoir extraire les valeurs correspondantes aux largeurs de la Lorentzienne Γ et de la Gaussienne σ , l'étude de la largeur de raie d'un laser libre a été effectuée en fonction du taux de pompage.

Pour mieux déterminer les contributions des gaussiennes et lorentziennes, l'interpolation numérique des courbes est réalisée en échelle logarithmique, ce qui permet de mieux visualiser les puissances pour des fréquences éloignées du centre de raie.

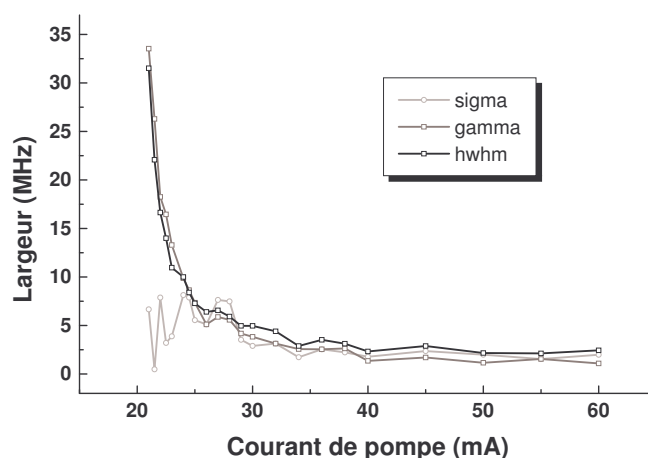


FIG. 7.3 – Largeurs caractéristiques du spectre d'un laser libre à semi-conducteur.

La figure 7.3 représente l'évolution des différents paramètres que sont la demi-largeur de raie $HWHM$, la largeur de la Lorentzienne Γ et la largeur de la Gaussienne σ en fonction du courant de pompage pour un laser DFB à semi-conducteur.

On constate que la mesure de la largeur à mi-hauteur du spectre permet d'obtenir une bonne estimation de la largeur de la Lorentzienne correspondante, en particulier pour les faibles taux de pompage où la largeur σ de la gaussienne est très inférieure à celle de la Lorentzienne Γ .

Pour les faibles taux de pompage, la valeur de σ , qui est liée au bruit, peut quasiment être négligée. La mesure de la demi-largeur de raie à mi-hauteur permet d'estimer avec une erreur inférieure à 20 % la valeur de la lorentzienne. Cependant, lorsque σ et Γ deviennent du même ordre de grandeur, l'écart entre la demi-largeur de raie et la valeur de Γ atteint facilement les 100 % : la demi largeur à mi-hauteur vaut la double de Γ .

Concernant le bruit du laser, seule une légère diminution de la valeur de σ est notable. Cependant la grande dispersion dans la valeur des mesures pour les faibles taux de pompage ne permet pas d'interpréter clairement ces variations près du seuil.

La détermination de la largeur Γ de la lorentzienne permet de retrouver expérimentalement, et avec moins d'écart l'évolution de la largeur de raie qui est inversement proportionnelle à l'intensité laser et donc à l'intensité de pompe (en négligeant la faible saturation proche du seuil laser). En effet, les figures 7.4 et 7.5 montrent les interpolations obtenues par des fonctions inverses :

$$y = \frac{a}{r - b} \quad (7.11)$$

Dans le cas de l'interpolation de la demi-largeur à mi-hauteur $HWHM$ et de Γ en fonction du taux de pompage r , on obtient les valeurs suivantes pour les paramètres a et b :

$$\begin{aligned} HWHM : \quad a &= 41,45 \pm 1,84 \\ &b = 19,62 \pm 0,07 \\ \Gamma : \quad a &= 42,10 \pm 1,41 \\ &b = 19,77 \pm 0,05 \end{aligned}$$

Les paramètres sont quasiment égaux dans les deux cas aux erreurs sur les paramètres près et donnent des courbes presque confondues. Les courbes obtenues à partir de ces paramètres montrent que l'évolution de la largeur Γ est plus proche de la courbe théorique que celle de $HWHM$, en particulier pour les forts taux de pompage pour lesquels la contribution de la gaussienne n'est plus négligeable.

7.2.5 Mesures expérimentales lors du transfert de pureté spectrale

Il est possible de déterminer la contribution du bruit d'émission spontanée responsable de la partie Lorentzienne et du bruit en $\frac{1}{f}$ dont la partie Gaussienne est issue. Nous allons

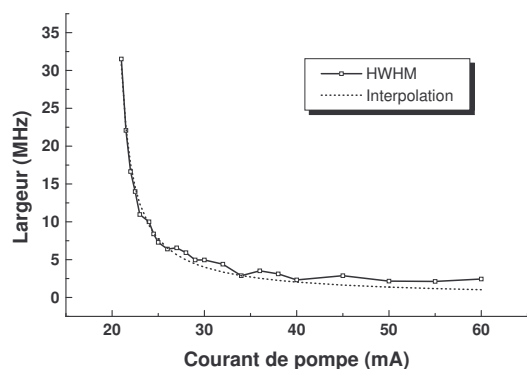


FIG. 7.4 – Interpolation de la demi-largeur de raie.

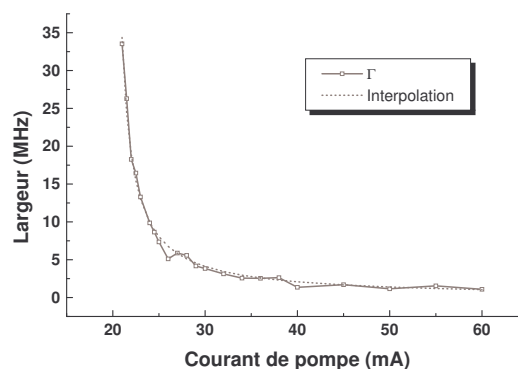


FIG. 7.5 – Interpolation de Γ .

maintenant exploiter la technique présentée dans la section précédente au transfert de pureté spectrale.

Afin d'obtenir ce phénomène, un laser maître dont la largeur spectrale est inférieure à celle de l'esclave libre est injecté dans la cavité laser de ce dernier. La figure 7.6 représente la densité spectrale de puissance (DSP) mesurée en fonction de l'écart en fréquence par rapport au centre de raie. Rappelons que les deux lasers possèdent la même longueur d'onde.

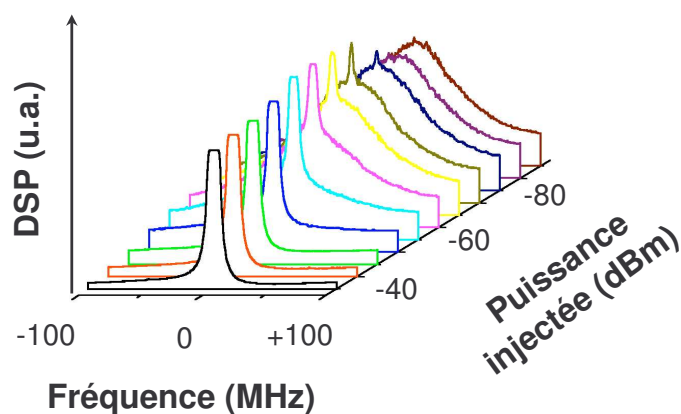


FIG. 7.6 – Spectre optique du laser esclave lors du transfert de pureté spectrale.

Pour de faibles puissances injectées, le spectre du laser esclave est identique au laser libre. À mesure que la puissance injectée augmente, une partie de plus en plus importante de la puissance de l'esclave libre est utilisée afin d'amplifier la puissance contenue dans le spectre du laser maître. C'est le régime d'amplification.

Une fois que toute la puissance du laser esclave est concentrée dans une bande spectrale égale à la largeur du laser maître, il n'y a plus aucune évolution, à priori, du spectre

optique. C'est le régime d'accrochage optique où la largeur du spectre injectée est égale à celle du laser maître.

Le spectre obtenu en injectant le laser esclave n'est ni Lorentzien, ni Gaussien et ne peut pas être décrit par un simple profil de Voigt. Il semble qu'on observe le spectre du laser esclave libre auquel s'ajoute celui du laser maître amplifié. Afin de pouvoir étudier les différentes largeurs, les deux spectres sont étudiés séparément.

Pour étudier le spectre du laser maître, il suffit d'observer l'ensemble du spectre obtenu mais sur une plage de fréquence réduite, correspondant à la largeur du laser maître. Concernant l'étude du laser esclave, la plage de fréquence étudiée correspondant à l'ensemble du spectre privé de la partie centrale correspondant au laser maître amplifié. L'étude des largeurs σ et Γ pour le piédestal ainsi que la demi-largeur totale à mi-hauteur sont représentées sur le graphique 7.7 en fonction de la puissance injectée.

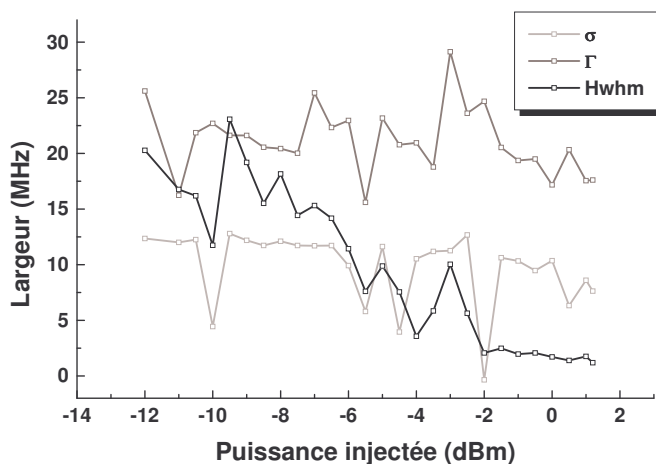


FIG. 7.7 – Variations des largeurs σ et Γ du piédestal en fonction de la puissance injectée.

L'injection ne semble pas introduire de modification notable de la largeur Γ du piédestal, largeur correspondant au spectre du laser esclave. Il ne semble pas non plus que l'injection stabilise le fonctionnement du laser esclave en dehors de la plage de fréquence correspondant au spectre du laser maître : la valeur de σ n'évolue pas avec la puissance injectée.

On observe une évolution de la demi-largeur à mi-hauteur HWHM mais celle-ci ne traduit aucunement l'évolution du spectre. En effet, pour de très faibles puissances d'injection, on mesure la largeur du spectre de l'esclave libre. À mesure que la puissance du laser maître amplifié augmente, la largeur à mi-hauteur se réduit, uniquement parce que la contribution du laser maître augmente tandis que la puissance du piédestal diminue. Pour de très fortes puissances injectées, on ne mesure que la demi-largeur à mi-hauteur du laser maître.

7.2.6 Mesures expérimentales lors du transfert d'impureté

Lors du transfert de pureté, nous avons vu que le spectre du laser injecté était la somme de deux spectres. Le premier correspond au spectre du laser esclave libre et forme le piédestal. Le second est le spectre du laser maître amplifié dans la cavité esclave. Il n'est pas possible de décrire le spectre ainsi obtenu uniquement par un profil de Voigt.

Afin d'observer une évolution des paramètres σ et Γ , nous avons aussi étudié le transfert d'impureté spectrale. Pour cela, nous avons injecté le champ d'un laser maître dont la largeur spectrale est supérieure à celle du laser esclave libre.

Par cette méthode, le spectre optique n'est plus la somme du laser esclave libre et du laser maître amplifié. Dans ce cas, la largeur spectrale semble augmenter à mesure que la puissance injectée croît.

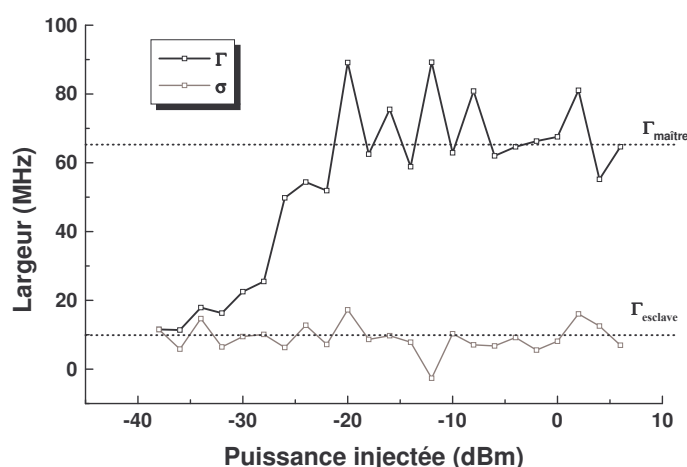


FIG. 7.8 – Évolution de σ et de Γ en fonction de la puissance injectée lors de transfert d'impureté.

La figure 7.8 montre l'absence d'évolution de la largeur de la gaussienne σ . Afin de pouvoir disposer d'un laser maître à la même longueur d'onde et de largeur supérieure au laser esclave, nous avons dû utiliser deux laser DFB à semi-conducteur les plus identiques possible. Le laser maître était simplement pompé plus proche du seuil que le laser esclave de façon à avoir un spectre plus large. La modification de la longueur d'onde avec le taux de pompage a été compensée par la régulation en température. Malheureusement, avec cette méthode, les deux sources maître et esclave présentent la même valeur de σ due au même bruit en $\frac{1}{f}$.

L'injection optique seule n'introduit pas de modification du comportement interne au laser, mais seulement une modification du terme source. Cela se justifie par la constance de σ avec la puissance injectée. Le comportement des porteurs, qui introduit le bruit en $\frac{1}{f}$ ne subit pas de changement par l'introduction d'un faible champ optique dans la cavité.

Du point de vue de la largeur Γ , on observe une très nette modification en fonction de la puissance injectée. Premièrement, pour des puissances comprises entre -20 et -40 dBm, puissance mesurée sur le puissance-mètre sur le schéma de la figure 8.5, on observe une augmentation de la valeur de Γ à partir de la valeur du laser esclave libre. Ce domaine correspond au régime d'amplification. Pour des puissances injectées supérieures, la valeur de la largeur de la Lorentzienne se stabilise autour de la valeur du laser maître sans évolution : c'est l'accrochage total.

La largeur de raie du laser esclave s'est élargie de façon à devenir aussi grande que celle du laser maître. L'égalité du terme lié au bruit en $\frac{1}{f}$ entre le laser maître et esclave ne permet pas à partir de la mesure du spectre optique de déterminer un quelconque transfert de bruit du laser maître vers le laser esclave.

Conclusion

Nous avons vérifié au cours de cette étude que le profil de Voigt permet une meilleure approximation du spectre de raie d'un laser libre que la simple étude de la largeur à mi-hauteur.

Lors du transfert de pureté spectrale d'un laser soumis à injection, l'observation de l'évolution des paramètres de la Lorentzienne et de la Gaussienne n'évoluait pas tandis que la largeur à mi-hauteur diminuait à mesure que la puissance du maître amplifié par l'esclave s'accroissait. Une fois de plus, l'évolution de la demi-largeur à mi-hauteur peut paraître trompeuse et ne permet pas de traduire fidèlement l'évolution du spectre du système injecté.

Le transfert d'impureté spectrale a , quant à lui, permis de mettre en évidence l'évolution de la composante Lorentzienne Γ , prédite par le formalisme de la fonction d'Airy. Les deux lasers étant malheureusement semblables, nous n'avons pas pu observer de modification de la contribution gaussienne au spectre de raie induite par le laser maître. Il n'a donc pas été possible de mettre en évidence un quelconque transfert du bruit de fréquence lors de l'injection. D'autres expérimentations sur l'injection, utilisant notamment l'injection d'un laser à fibre par laser à semi-conducteurs devrait permettre à l'avenir d'étudier un système où les deux lasers ont des caractéristiques très différentes, en particuliers des valeurs de σ bien distinctes.

Chapitre 8

Étude du bruit d'amplitude d'un laser injecté

Le chapitre précédent a permis, en utilisant le formalisme de la fonction d'Airy, de simuler le spectre d'un laser soumis à une injection optique. Les mesures expérimentales présentées offrent une première méthode de l'étude du bruit des lasers en donnant accès à l'étude du bruit de Flicker (en $\frac{1}{f}$) via l'étude du profil de Voigt du spectre.

Nous allons maintenant étudier le bruit de lasers à semi-conducteurs injectés par l'étude du RIN. Différents cas de figure seront étudiés afin de mettre en évidence la possibilité de réduire le bruit d'amplitude d'un laser au voisinage de sa fréquence de relaxation par l'utilisation d'un laser maître moins bruyant. L'influence de la fréquence de relaxation du laser maître sur l'efficacité de la réduction du niveau de bruit va aussi être examinée. La variation du taux de pompage est le paramètre le plus facilement ajustable par rapport aux contraintes liées à l'injection optique. Nous nous placerons dans le cas d'un désaccord nul entre le laser maître et l'esclave, car seul ce régime permet une étude du régime d'amplification du laser maître. Ce régime semble en effet le plus enclin à offrir une évolution graduelle en fonction de la puissance injectée du spectre de bruit d'amplitude.

D'autres modèles ont déjà été présentés dans la littérature et sont en accord avec les hypothèses présentés précédemment [145–149]. En particulier, de nombreuses observations expérimentales ont confirmé l'augmentation de fréquence maximale de modulation d'un laser à semi-conducteur [131, 150, 151] ainsi que la réduction du bruit d'amplitude [152]. La similitude de l'expérience d'injection optique étant très proche de celle de la contre-réaction, certaines études ont aussi comparé les résultats de ces deux expériences [153], tandis que certains ont même poussé jusqu'à étudier un laser injecté contre-réactionné [154].

Le bruit des lasers injectés a aussi été étudié au travers d'autres expérimentations qui n'ont pas été réalisées au cours de cette thèse. Les liens de ces travaux avec ceux réalisés ici sont assez forts. Plusieurs modèles et expériences ont permis notamment de caractériser le bruit de phase de lasers injectés [155–158]. Certaines autres études ont directement découlé de l'observation des états permis par l'injection optique comme la compression de bruit

[159, 160] et l'influence ou la génération de chaos [161, 162]. Une autre expérience, un peu plus éloignée du thème d'injection laser, présente les résultats du bruit de phase d'un laser sur l'injection d'une cavité passive [163].

Dans un premier temps, le dispositif expérimental ainsi que les conditions d'utilisation et les critères de sélection des lasers maître et esclave seront présentés. Les observations menées sur les mesures de bruit, notamment concernant le bruit d'amplitude aux basses fréquences viennent compléter les commentaires faits lors des simulations. Nous avons en effet observé des modifications du RIN du laser esclave, mais ces variations ne sont pas modélisables par le modèle présenté, car elles font intervenir des perturbations extérieures aux phénomènes aléatoires présents dans les cavités lasers.

8.1 Équation d'évolution d'un laser injecté

Le système maître-esclave est l'association de deux lasers dont le fonctionnement d'un seul est modifié par la présence du second. Ainsi, les équations d'évolutions du laser maître sont rigoureusement identiques à celle d'un laser seul qu'on qualifiera de libre.

Plusieurs hypothèses de travail vont nous permettre de déterminer les équations utilisées par la suite. Premièrement, seuls des lasers à fonctionnement monomode seront considérés ici. Ensuite, les largeurs de raie des lasers solides dont nous disposons au laboratoire rendent les expérimentations délicates. En effet, les largeurs de raie des lasers à fibre DFB dopée Erbium-Ytterbium sont très étroites (inférieures à 100 KHz). Cela rend d'une part la mesure de largeur de raie délicate, mais de plus l'accord en longueur d'onde doit lui aussi être très précis et très stable dans le temps. Bien que l'injection entre lasers à fibre soit possible et ait déjà été réalisée au laboratoire, nous travaillerons avec des diodes lasers à semi-conducteurs offrant des largeurs supérieures au Mégahertz, ce qui permet par exemple une observation plus précises des transitions entre accrochage total et fonctionnement libre du laser esclave.

Nous utiliserons donc les équations 3.10 et 3.14 afin de modéliser le comportement des densités de porteurs et de photons des lasers.

Nous ne travaillerons pas avec l'équation d'évolution de la phase du laser. D'une part, nous ne nous intéresserons ni à l'évolution de la fréquence du laser esclave ni à son bruit de phase. D'autre part, l'ensemble des simulations et des mesures expérimentales seront réalisées à désaccord nul entre la longueur d'onde du maître et celle de l'esclave libre. Les études précédentes ont montrées qu'avec ces hypothèses, aucune modification de la longueur d'onde ne sera observée. Le laser maître donnera uniquement une référence quant à la phase du champ électro-magnétique. Le modèle peut être bien entendu approfondi dans le cas de l'étude soit du bruit de phase, soit en désaccord non nul en intégrant au système d'équations celles des évolutions des phases des lasers.

8.1.1 Le laser maître.

Avec les hypothèses précédentes, nous pouvons reprendre les équations d'évolutions du laser monomode à semi-conducteurs afin de décrire le laser maître. Ces équations où le taux d'émission spontanée R_{sp} est remplacé par $\eta Gain$ [2] avec η le facteur d'émission spontanée sont rappelées ici :

$$\begin{aligned}\frac{\partial S}{\partial t} &= \Gamma v_g g_0 (N - N_t) (1 - \epsilon S) S - \frac{S}{\tau_c} + \eta v_g g_0 (N - N_t) (1 - \epsilon S) \\ \frac{\partial N}{\partial t} &= \frac{I}{q} - v_g g_0 (N - N_t) (1 - \epsilon S) S - N \left(\frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \right)\end{aligned}$$

Nous ne détaillerons pas les calculs déjà présentés lors de l'étude théorique du bruit d'un laser à semi-conducteurs. L'approche petit signal autour des solutions stationnaire

ainsi que l'introduction des forces de Langevin permet d'exprimer les équations d'évolutions des perturbations des densités de porteurs et de photons. Enfin, la transposition de ces équations dans le domaine fréquentiel permet d'exprimer simplement la variation du nombre de photons sous l'action des forces de Langevin, ce qui permet au final d'obtenir l'expression du RIN du laser maître selon l'expression 3.46.

8.1.2 Équations d'évolution du laser esclave

Les hypothèses de travail précédentes simplifient l'étude du système du laser esclave en éliminant l'équation sur la phase. L'équation de la densité de porteurs se trouve quant à elle inchangée par rapport à celle du laser libre. Seul le nombre de photons présent dans la cavité va se trouver modifié par la présence d'un terme supplémentaire indépendant du laser. Le système d'équation permettant de simuler le comportement du laser esclave s'écrit alors simplement :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{q} - v_g g_0 (N - N_t) (1 - \epsilon S) S - \frac{N}{\tau} \quad (8.1a)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = v_g g_0 (N - N_t) (1 - \epsilon S) (\Gamma S + \eta) - \frac{S}{\tau_c} + \frac{\kappa}{\tau_{ar}} S_m \quad (8.1b)$$

En comparaison avec le système d'équations du laser libre, seul le terme $\frac{\kappa}{\tau_{ar}} S_m$ vient s'ajouter à l'équation de la densité de photons. κ est le facteur de couplage entre le laser maître et esclave, S_m correspond à la densité de photons du laser maître. τ_{ar} est le temps d'aller et retour des photons dans la cavité esclave.

Hormis le taux de pompage et les caractéristiques du laser maître qui vont déterminer son spectre de bruit, le seul paramètre modifiable de l'injection proprement dite est la puissance injectée dans la cavité esclave. Expérimentalement, il suffit de placer un atténuateur en plus de l'isolateur entre le laser maître et l'esclave. Cela se traduit en équation par une modification de la valeur du facteur de couplage κ .

8.1.3 Solutions stationnaires

Tout comme l'étude du laser libre, les solutions stationnaires sont déterminées par la résolution des équations précédentes en considérant les dérivées par rapport au temps nulles. Ainsi, l'équation 8.1b permet de connaître la densité de porteurs N_0 en régime stationnaire en fonction de la densité de photons S_0 :

$$N_0 = \frac{\frac{1}{\tau_c} S_0 - \frac{\kappa}{\tau_{ar}} S_m}{(1 - \epsilon S_0)(\Gamma S_0 + \eta) v_g g_0} + N_t \quad (8.2)$$

L'intégration de cette solution dans l'équation 8.1a permet d'obtenir une équation polynômiale dont les solutions correspondent à la densité de photons S_0 à l'état stationnaire.

À partir des équations précédentes, S_0 est donc solution de l'équation du troisième degré :

$$\begin{aligned} & \frac{\epsilon}{\tau_c} S^3 - S^2 \left[\frac{\epsilon \kappa S_m}{\tau_{ar}} + \frac{1}{\tau_c} + \epsilon \Gamma \left(\frac{I}{q} - \frac{N_t}{\tau_e} \right) \right] + \dots \\ & S \left[(\Gamma - \eta \epsilon) \left(\frac{I}{q} - \frac{N_t}{\tau_e} \right) - \frac{1}{v_g g_0 \tau_c \tau} + \frac{\kappa S_m}{\tau_{ar}} \right] + \frac{\kappa S_m}{\tau_{ar} \tau v_g g_0} + \eta \left(\frac{I}{q} - \frac{N_t}{\tau_e} \right) = 0 \quad (8.3) \end{aligned}$$

Sous faible taux de pompage, il est possible de simplifier l'équation précédente en négligeant la contribution de la compression de gain en posant $\epsilon = 0$, hypothèse proche de la réalité pour les faibles densités de photons. Le degré du polynôme est ainsi réduit pour aboutir à l'équation suivante :

$$-\frac{1}{\tau_c} S^2 + S \left[\Gamma \left(\frac{I}{q} - \frac{N_t}{\tau_e} \right) + \frac{\kappa S_m}{\tau_{ar}} - \frac{1}{v_g g_0 \tau_c \tau} \right] + \frac{\kappa S_m}{v_g g_0 \tau_{ar} \tau} + \eta \left(\frac{I}{q} - \frac{N_t}{\tau_e} \right) = 0 \quad (8.4)$$

Il est bien évident que dans les deux cas, toutes les solutions ne sont pas physiquement possibles. Ne seront conservées que celles qui admettent une densité de photons positive et une continuité de cette même grandeur au travers du seuil laser.

8.2 Modélisation du bruit d'amplitude.

Une fois les solutions précédentes définies pour les densités de porteurs N_0 et de photons S_0 , il est alors possible d'introduire de faibles perturbations n et s par rapport à ces grandeurs stationnaires. Elles permettent de connaître la stabilité du système. De plus, leur équation d'évolution respectivement complétée par l'introduction des forces de LANGEVIN permet de déterminer la densité spectrale de la densité de photons.

Le remplacement des densités N et S respectivement par les expressions $N = N_0 + n$ et $S = S_0 + s$ permet d'utiliser les propriétés des solutions stationnaires, à savoir l'annulation de la dérivée temporelle, correspondant aux termes indépendants des perturbations n et s , hormis bien sûr les forces de Langevin f_n et f_s . Ce procédé permet de linéariser le système, à condition toutefois de négliger la contribution des termes faisant intervenir des perturbations d'ordre supérieur à 1. Cette hypothèse n'est donc valable que dans le cas de faibles perturbations devant les solutions stationnaires.

On obtient alors le système d'équations suivants, très proche de celui du laser libre :

$$\frac{\partial s}{\partial t} = \left[v_g g_0 (N_0 - N_t) (\Gamma(1 - 2\epsilon S_0) - \epsilon \eta) - \frac{1}{\tau_c} \right] s + v_g g_0 (1 - \epsilon S_0) (\Gamma S_0 + \eta) n + f_s + \frac{\kappa}{\tau_{ar}} s_m \quad (8.5a)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -v_g g_0 (N_0 - N_t) (1 - 2\epsilon S_0) s - \left(v_g g_0 (1 - \epsilon S_0) S_0 + \frac{1}{\tau} \right) n + f_n \quad (8.5b)$$

Le système précédent permet d'exprimer les variations s de la densité de photons du laser esclave en fonction de celle du laser maître s_m . L'approche petit signal ayant aussi été réalisée sur le laser maître en introduisant $S_m = S_{0m} + s_m$. Ainsi, les perturbations, et a priori le bruit d'amplitude du laser maître, vont avoir des répercussions sur le bruit d'amplitude du laser esclave. Afin de faciliter l'écriture, le système précédent peut se réécrire en introduisant les différents paramètres a, b, c et d sous la forme simple :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = an + bs + f_n \quad (8.6a)$$

$$\frac{\partial s}{\partial t} = cn + ds + f_s + \frac{\kappa}{\tau_{ar}} s_m \quad (8.6b)$$

La transposition des équations dans le domaine des fréquences permet de déterminer facilement les solutions à ces équations. La perturbation n sur la densité de porteurs s'obtient facilement :

$$n(\omega) = \frac{bs(\omega) + f_n(\omega)}{i\omega - a} \quad (8.7)$$

On peut remarquer que l'expression précédente est tout à fait indépendante de l'expérience menée, la solution de $n(\omega)$ ne s'exprimant qu'en fonction de la perturbation $s(\omega)$ sur la densité de photons. La modification introduite par l'injection d'un champ extérieur n'apparaît qu'à travers la valeur de $s(\omega)$ qui est modifiée par l'injection.

L'introduction de l'expression de $n(\omega)$ dans le système d'équation permet d'exprimer la densité de photons du laser esclave en fonction de celle du maître :

$$s(\omega) = \frac{cf_n(\omega) + \left(f_s(\omega) + \frac{1}{\tau_{ar}}\kappa s_m\right)(i\omega - a)}{(i\omega - a)(i\omega - d) - bc} \quad (8.8)$$

L'expression précédente est quasiment identique à celle du laser libre 3.38. D'après l'expression trouvée, l'injection optique est équivalent à une modification de la force de Langevin f_s sur la densité de photons, sensée traduire les modifications spontanées issu de l'émission aléatoire de photons dans la cavité. Ainsi en envoyant un champ électromagnétique, il est possible artificiellement de modifier le bruit du laser esclave. On peut aussi noter que le bruit s_m du laser maître se trouve "filtré" par la cavité. Le bruit total n'est pas une simple addition linéaire du bruit du laser maître et de l'esclave libre.

Afin d'obtenir la densité spectrale de puissance de la densité de photons, l'expression de $s(\omega)$ doit être élevée au carré. La densité spectrale de puissance $\langle s^2(\omega) \rangle$ du laser esclave s'exprime en fonction de celle du laser maître :

$$\langle s(\omega)^2 \rangle = \frac{(\omega^2 + a^2) \langle f_s^2 \rangle + c^2 \langle f_n^2 \rangle + 2ac \langle f_n f_s \rangle + (\omega^2 + a^2) \frac{\kappa^2}{\tau_{ar}^2} \langle s_m^2 \rangle}{[\omega^2 - (\omega_r^2 + \Gamma_r^2)]^2 + 4\omega^2 \Gamma_r^2} \quad (8.9)$$

Les expressions des différentes termes que sont le coefficient d'amortissement Γ_r et la fréquence de relaxation ω_r sont celles du laser esclave libre, c'est à dire soumis à aucune injection.

L'expression 8.9 est identique au RIN d'un laser libre 3.40 auquel le bruit d'amplitude du laser maître filtré par la cavité aurait été ajouté. La contribution du bruit d'amplitude du laser maître est modulée par le coefficient de couplage. Ainsi, pour de très faibles puissances injectées, le laser esclave se comporte comme un laser libre, tandis que sous très forte injection, le bruit du laser maître peut, à condition que ce soit réalisable en pratique, rendre les contributions propres que sont les termes de LANGEVIN négligeables. Il faut noter que dans ce cas extrême, le bruit du laser esclave ne devient pas égal à celui du maître, puisque le RIN de ce dernier se trouve modifié par les propriétés de la cavité.

À la densité de photons au carré près, cette densité représente le bruit d'amplitude du laser :

$$RIN\omega = \frac{\langle s^2(\omega) \rangle}{S_0^2}$$

Il est donc aisé, à partir des deux expressions précédentes, de déterminer celle du bruit d'amplitude du laser soumis à l'injection optique RIN_{is} en fonction des bruits d'amplitude du laser esclave libre RIN_{fs} et du laser maître RIN_m .

$$RIN_{is}(\omega) = RIN_{fs}(\omega) + \frac{\frac{\kappa^2}{\tau_{ar}^2}(\omega^2 + a^2)}{[\omega^2 - (\omega_r^2 + \Gamma_r^2)]^2 + 4\omega^2 \Gamma_r^2} RIN_m(\omega)$$

Le bruit d'amplitude apparaît donc comme la somme du bruit du laser libre et d'un terme induit par le bruit du laser maître. Il est important de remarquer qu'il ne s'agit que de la même expression, ce qui ne signifie pas obligatoirement que le bruit du laser injecté est plus élevé que le bruit du laser libre. En effet, le champ optique injecté dans la cavité va modifier le fonctionnement de celle-ci et donc aussi modifier le point de fonctionnement, à savoir les valeurs de densité de porteurs et de photons à l'état stationnaire. À pompage identique, le laser sous injection ne va pas voir la même contribution du laser esclave $RIN_{fs}(\omega)$ que celle du laser libre.

8.3 Simulation numérique du RIN d'un laser injecté

La simulation du comportement du bruit d'amplitude du laser esclave a été réalisée dans différents cas de figure. Rappelons que l'étude se contente du cas où le laser esclave et le laser maître oscillent à la même fréquence optique, l'écart en fréquence est donc toujours considéré nul.

Mis à part les taux de pompage et les paramètres des différents lasers, le seul paramètre modifiable restant lié à l'injection est le taux de couplage κ , qui traduit la quantité de photons injectée dans la cavité du laser esclave.

Il existe cependant d'autres aspects importants dans l'étude du transfert de bruit comme le niveau de bruit d'amplitude de la lumière injectée comparativement à celui du laser esclave. De plus l'influence de la fréquence de relaxation, correspondant au maximum du bruit d'amplitude est aussi un paramètre intéressant à étudier. Il a été démontré une modification de la fréquence maximale de modulation des lasers à semi-conducteurs soumis à une injection optique [150, 151].

Les lasers maître et esclave ont tous deux été simulés à partir des équations du laser monomode à semi-conducteurs déjà étudié précédemment. Une des façons les plus simples pour modifier le bruit d'amplitude ainsi que la fréquence de relaxation consiste à modifier le taux de pompage.

8.3.1 Laser maître plus bruité que le laser esclave.

Les deux lasers ont été modélisés à partir des paramètres du tableau 3.4.2. Une première étude consiste à utiliser les mêmes paramètres pour les deux lasers. La seule modification du taux de pompage permet à la fois de modifier le niveau de bruit d'amplitude ainsi que la fréquence de relaxation.

La première simulation consiste à utiliser le laser maître à un taux de pompage inférieur ($r=1,5$) à celui du laser esclave libre ($r=5$). On obtient par la même occasion une fréquence de relaxation plus basse pour le maître que pour l'esclave. La figure 8.1 montre à la fois le bruit d'amplitude des lasers maîtres et esclave libre, mais aussi ceux pour différents taux d'injection.

Dans les différents cas, le laser esclave est toujours au même point de fonctionnement, c'est à dire à courant de pompe constant. Le seul paramètre qui varie est le taux de couplage κ autrement dit la puissance optique du laser maître qui est injectée à l'intérieur de la cavité du laser esclave. Cette puissance est fonction de κ , mais aussi du courant de pompe du laser maître et de tous les paramètres pouvant influencer l'intensité optique. On peut ainsi relier le nombre de photons S_0 émis par le laser maître à l'intensité optique I_0 injectée dans la cavité esclave par :

$$I_0 = S_0 \frac{hc}{\lambda} \frac{\kappa}{\tau_{ar}} \quad (8.10)$$

La figure 8.1 montre le bruit d'amplitude du laser pour des taux de couplage κ de

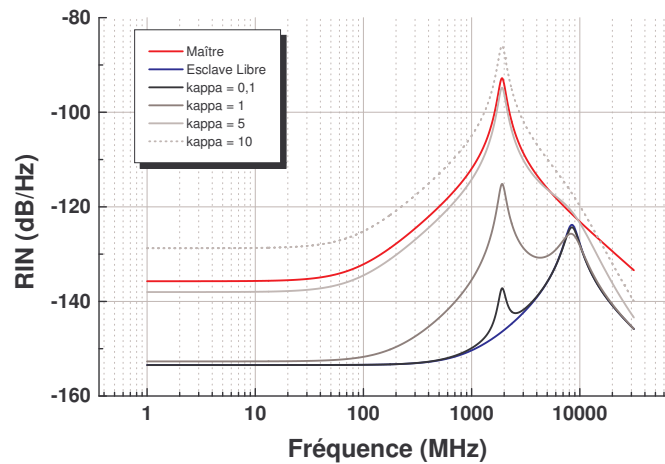


FIG. 8.1 – Injection optique d'un laser par un laser plus bruité en fonction du taux de couplage κ pour les valeurs suivantes : $\kappa = 0,1$ (puissance injectée de $7,7 \mu\text{W}$), 1 ($77 \mu\text{W}$), 5 ($0,38 \text{ mW}$), 10 ($0,77 \text{ mW}$)

0.1, 1, 5 et 10, ce qui correspond respectivement à des puissances injectées de $7.7 \mu\text{W}$ (-21,13 dBm), $77 \mu\text{W}$ (-11,13 dBm), 0.38 mW (-4,2 dBm) et 0.77 mW (-1,13 dBm). À titre de comparaison, la puissance optique à l'intérieur de la cavité esclave sans injection est de $1,54 \text{ mW}$ (+1,87 dBm).

Le taux de couplage nécessaire pour pouvoir distinguer une évolution notable du spectre de bruit d'amplitude du laser injecté est $\kappa = 0.01$. Ceci correspond à une puissance injectée dans la cavité esclave de $1,93 \mu\text{W}$ (-27 dBm), soit 0,12 % de la puissance circulant dans la cavité de l'esclave. Ainsi, de très faible taux d'injection doivent permettre d'observer des modifications notables du RIN.

Pour des valeurs de κ supérieures à cette valeur seuil, un maximum secondaire apparaît sur le spectre de bruit à la fréquence correspondant à la fréquence de relaxation du laser maître. L'amplitude de ce maximum croît à mesure que la puissance du champ injecté dans la cavité augmente. Parallèlement à l'évolution du bruit à cette fréquence, le bruit d'amplitude à la fréquence de relaxation du laser esclave libre diminue progressivement.

En dehors du voisinage de ces deux fréquences caractéristiques, le RIN du laser esclave injecté reste égal à celui du laser libre, et ce jusqu'à des taux de couplage κ de 0,05 (6,12% de la puissance dans la cavité).

Pour de plus forts taux d'injection, l'ensemble du spectre de bruit est translaté vers les plus hautes puissances pour dépasser le bruit du maître. Ainsi le rapport de puissances entre le plancher aux basses fréquences et le maximum de bruit se stabilise (autour de 40 dB dans l'exemple présenté). La contribution du bruit à la fréquence de relaxation de l'esclave libre se réduit alors de plus en plus pour devenir négligeable. Les puissances

injectées dans la cavité sont alors très élevées et deviennent équivalentes à la puissance circulant dans l'esclave libre.

On remarque que, quelle que soit la puissance injectée, le RIN aux hautes fréquences tend toujours vers le bruit d'amplitude du laser libre.

La figure 8.2 montre les simulations obtenues pour un laser maître plus bruité que le laser esclave ayant en plus une fréquence de relaxation qui lui est supérieure. Afin d'obtenir de telles caractéristiques, la constante de gain ainsi que la densité de porteurs à la transparence ont été modifiées, en plus du taux de pompage. Le laser esclave est dans ce cas pompé à 1,2 fois le seuil.

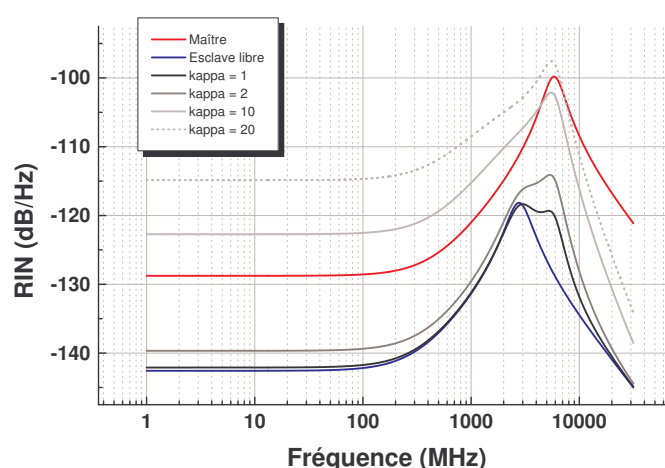


FIG. 8.2 – Injection optique d'un laser par un laser plus bruité ayant une fréquence de relaxation plus élevée en fonction du taux de couplage κ pour les valeurs suivantes : $\kappa = 1$ (puissance injectée de $16,5 \mu\text{W}$), 2 ($33 \mu\text{W}$), 10 ($0,16 \text{mW}$), 20 ($0,33 \text{mW}$)

Contrairement au cas précédent où le bruit d'amplitude présent à la fréquence de relaxation de l'esclave libre diminuait, on n'observe dans le cas présent que l'augmentation du RIN à la fréquence de relaxation du laser maître. En dehors de l'absence d'évolution du RIN à la fréquence du laser esclave libre pour de faibles taux d'injection, le comportement est similaire au cas précédent.

Que la fréquence de relaxation du laser maître soit supérieure ou inférieure à celle du laser esclave libre, le bruit d'amplitude du laser injecté évolue de la façon suivante à partir du moment où le laser maître est plus bruité que l'esclave : pour de faibles taux d'injection, seul le RIN à la fréquence de relaxation du laser maître augmente. Ensuite l'ensemble du spectre de bruit augmente à l'exception des hautes fréquences, toujours égal à celui du laser esclave libre.

L'injection par un laser plus bruité permet donc de modifier la fréquence pour laquelle le bruit est maximal, ce qui peut présenter des avantages dans le cadre de la modulation directe en augmentant la fréquence maximale de modulation. Cette fréquence ne peut

cependant pas être supérieure à celle correspondant à la relaxation du laser maître. Cependant dernièrement, des bandes passantes supérieures à 50 GHz ont été mesurées sur des lasers à cavité vertical VCSELs.

Enfin, le bruit d'amplitude d'un laser ne peut être qu'augmenté par l'injection par un laser dont le RIN lui est supérieur.

8.3.2 Injection par un laser dont le RIN est inférieur à celui de l'esclave.

Dans le cas précédent où le laser maître possède un RIN plus élevé que le laser esclave, le bruit du laser injecté est toujours supérieur au bruit du laser esclave. Dans la section qui va suivre, nous allons nous intéresser au cas de l'injection par un laser ayant un bruit moindre que celui du laser esclave libre. Nous allons pouvoir voir s'il est possible de réduire significativement le bruit d'un laser grâce à l'injection.

Ici aussi, deux cas ont été étudiés, selon que la fréquence de relaxation du laser maître est plus élevée ou inférieure à celle de l'esclave.

Dans un premier cas, illustré par la figure 8.3 où la fréquence de relaxation du laser maître est inférieure à celle de l'esclave, on peut constater une évolution analogue au cas où le maître est plus bruyé que l'esclave. Le laser esclave est pompé à 5 fois le seuil.

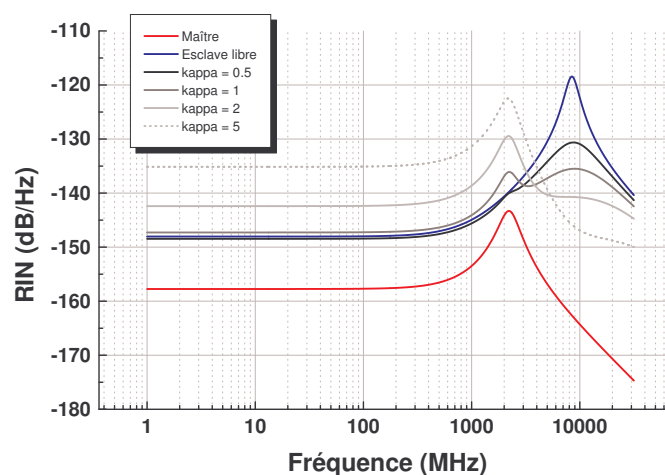


FIG. 8.3 – Injection optique d'un laser par un laser moins bruyé en fonction du taux de couplage κ pour les valeurs suivantes : $\kappa = 0,5$ (puissance injectée de 0,36 mW), 1 (0,73 mW), 2 (1,45 mW), 5 (3,64 mW)

La puissance du bruit d'amplitude à la fréquence de relaxation du laser esclave diminue de façon importante (de plus de 10 dB). Ensuite la contribution du laser maître induit une augmentation du bruit d'amplitude à la fréquence de relaxation de ce dernier jusqu'à ce que l'écart en puissance entre le plateau aux basses fréquences et le premier maximum atteigne le voisinage de 10 dB. En augmentant le taux d'injection, l'ensemble du spectre de bruit du laser se trouve augmenté, pendant que la contribution à la fréquence de relaxation

de l'esclave libre continue de diminuer. Le bruit d'amplitude pour les hautes fréquences tend toujours vers celui du laser esclave libre.

On a donc bien obtenu une réduction importante du bruit d'amplitude, notamment pour un taux d'injection κ voisin de 1. Pour cette valeur, la puissance injectée dans la cavité est de 41 % de la puissance totale à l'intérieure de celle-ci. Avec ces conditions, les contributions aux fréquences de relaxations des deux lasers sont égales et permettent d'observer une diminution du maximum de bruit de 17 dB passant de -118 dBm à -135 dBm. Il existe donc une valeur optimale pour laquelle le bruit d'amplitude est réduit.

Le second cas d'injection par un laser moins bruité est présenté sur la figure 8.4. Les caractéristiques globales du laser maître sont plus performantes que celles de l'esclave car, d'une part son bruit d'amplitude est inférieur à celui de l'esclave, mais sa fréquence de relaxation lui est aussi supérieure. Le taux de pompage du laser esclave est alors de 1,2 fois le seuil.

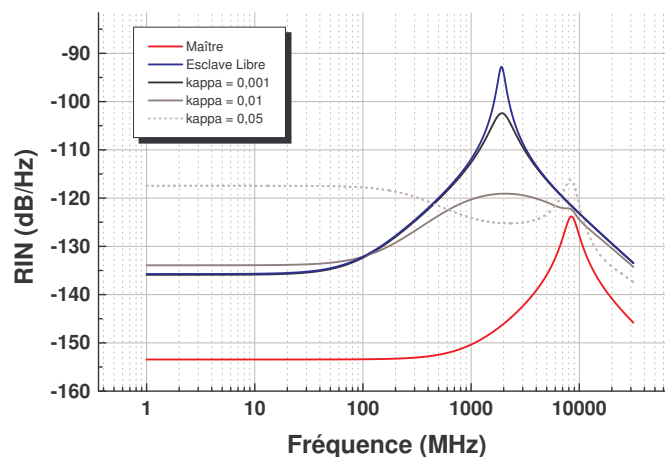


FIG. 8.4 – Injection optique d'un laser par un laser moins bruité ayant un fréquence de relaxation supérieure en fonction du taux de couplage κ pour les valeurs suivantes : $\kappa = 0,001$ (puissance injectée de $1,5 \mu\text{W}$), $0,01$ ($15 \mu\text{W}$), $0,05$ ($0,11 \text{ mW}$)

Les valeurs des taux de couplage κ (kappa) peuvent paraître très différentes dans le cas présent. Cependant, les modifications des paramètres des lasers font varier les puissances statiques des lasers maître et esclave. Au bilan, les puissances optiques mises en jeu pour observer des phénomènes analogues restent dans les mêmes ordres de grandeurs et ne sont pas très bien représentées par les taux d'injection. Ainsi, les puissances injectées nécessaires pour atteindre une modification du spectre de bruit par rapport au cas du laser non injecté varie de 0,12 à 1,47 % de la puissance totale à l'intérieure de la cavité de l'esclave. Ces valeurs regroupent les quatre cas d'étude présentés jusqu'ici.

Dans le cas présent où la fréquence de relaxation du laser esclave est inférieure à celle du maître, l'augmentation du bruit à cette dernière fréquence est en "concurrence" avec la

diminution du bruit à la fréquence de relaxation de l'esclave et la conservation de la valeur du RIN pour les hautes fréquences.

La contribution du laser maître à sa propre fréquence de relaxation n'apparaît alors que pour des taux de pompage élevés pour lesquels l'ensemble du spectre augmente. On peut voir que c'est le seul cas jusqu'à maintenant où le niveau de bruit aux basses fréquences est égal à celui du maximum à la fréquence de relaxation du maître.

Comme dans le cas précédent, le cas le plus favorable correspond au taux d'injection κ pour lequel les puissances de bruits aux deux fréquences de relaxation mises en jeu sont égales. La valeur de κ est voisine de 0,01 soit une puissance injectée dans la cavité égale à 25,6 % de la puissance totale. On obtient alors une diminution du bruit d'amplitude de près de 25 dB.

Les deux simulations précédentes ont permis de mettre en évidence la diminution du bruit d'amplitude d'un laser grâce à l'injection optique. Il faut cependant remarquer que cette réduction n'est optimale que pour un taux d'injection donné, dont la valeur est cependant très élevée.

La contribution du laser maître au bruit d'amplitude se traduit par l'apparition d'un maximum à sa fréquence de relaxation dans le spectre de bruit du laser injecté. Il est donc possible à la fois d'augmenter la fréquence maximale de modulation tout en réduisant la puissance du bruit d'amplitude à la fréquence de relaxation du laser esclave libre.

8.4 Montage expérimental

Afin de pouvoir réaliser l'injection optique d'un champ laser dans une seconde cavité, il est nécessaire de pouvoir contrôler la longueur d'onde des deux sources. Les mesures qui seront présentées concernent l'injection à désaccord nul. Les longueurs d'onde des lasers ont une tendance naturelle à varier. Les variations très rapides sont appelées gigue et ne sont pas totalement perçues par le système de visualisation du spectre. Le spectre visualisé est alors plus large que le spectre théorique. Les variations lentes entraînent une dérive de la longueur d'onde et introduisent un désaccord non nul entre les longueurs d'onde du maître et de l'esclave. Ce sont ces modifications qui posent le plus de problème pour la mesure. En effet, la stabilité des réglages du système n'excède pas au mieux quelques dizaines de secondes. Cela rend l'utilisation du banc de mesure de précision inutilisable pour cette application.

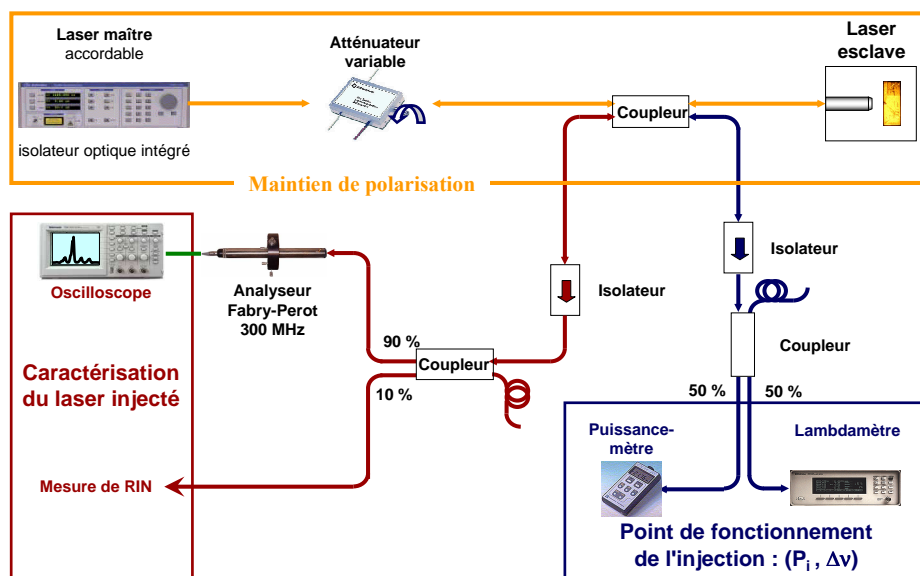


FIG. 8.5 – Montage expérimental utilisé lors de l'injection optique

Le schéma 8.5 présente le montage utilisé pour réaliser l'injection optique. Les lasers maîtres et esclaves utilisés sont des diodes à semi-conducteurs et sont donc polarisées. Afin de garantir la meilleure injection possible, des fibres optiques à maintien de polarisation sont employées entre le laser maître et l'esclave.

Selon les expériences, différents types de lasers maître ont été utilisés :

- un laser à semi-conducteurs à cavité externe accordable en longueur d'onde. Un

isolateur optique est déjà intégré au laser.

- des diodes identiques à celles utilisées comme laser esclave. Un isolateur optique à maintien de polarisation est alors placé en sortie du laser pour éviter toute perturbation.

Afin de pouvoir gagner de la puissance sur les appareils de caractérisation, en particulier devant le Fabry Perot d'analyse, différents amplificateurs ont été employés. Il est malheureusement impossible d'utiliser un amplificateur entre le laser esclave et le système de mesure du bruit d'amplitude sans modifier le spectre de RIN.

Pour obtenir des taux de couplage plus élevés, il est nécessaire de minimiser les pertes de couplage en espace libre au niveau du laser esclave. Cependant, afin d'explorer les cas de puissances injectées élevées, il est possible de placer un amplificateur à maintien de polarisation entre le laser maître et l'atténuateur optique. Nous avons cependant vu que le spectre du bruit d'amplitude du maître est modifié par cet appareil. Cependant, l'influence du bruit du laser maître à la fréquence de relaxation doit toujours pouvoir être observé, le RIN du laser amplifié laissant apparaître cette contribution. Afin de s'en assurer, les spectres de bruit du maître avec et sans amplification seront toujours mesurés.

Le contrôle du désaccord entre le maître et l'esclave se fait grâce à l'utilisation de deux appareils complémentaires. Le lambda-mètre permet de réduire l'écart entre les longueurs d'onde du maître et de l'esclave, mais ne possède pas la résolution suffisante pour permettre de rendre négligeable la valeur du désaccord devant les largeurs de raie des deux lasers. Le Fabry Perot a quant à lui la résolution suffisante, mais ne permet que l'exploration des faibles plages de longueurs d'ondes à cause de son principe de fonctionnement. Le spectre visualisé sur l'oscilloscope permet de corriger en direct les dérives en fréquence des lasers, mais aussi de savoir dans quel état d'injection est le système. En cas de désaccord nul, les deux régimes observables avec les puissances disponibles sont l'amplification du laser maître et l'accrochage total. Ces états seront détaillés par la suite.

8.5 Évolution du bruit d'amplitude par injection optique

Différentes configurations ont été testées afin de pouvoir explorer plusieurs taux d'injection. Certaines mesures ont été réalisées en utilisant un amplificateur optique en sortie du laser maître afin d'augmenter les puissances disponibles. Deux lasers ont ainsi été caractérisés en injection.

8.5.1 Étude d'une diode à semi-conducteurs

Afin de pouvoir obtenir des taux d'injection supérieurs, nous avons utilisé une diode à semi-conducteurs émettant en espace libre. Nous nous assurons ainsi de l'absence d'isolateur.

Injection directe

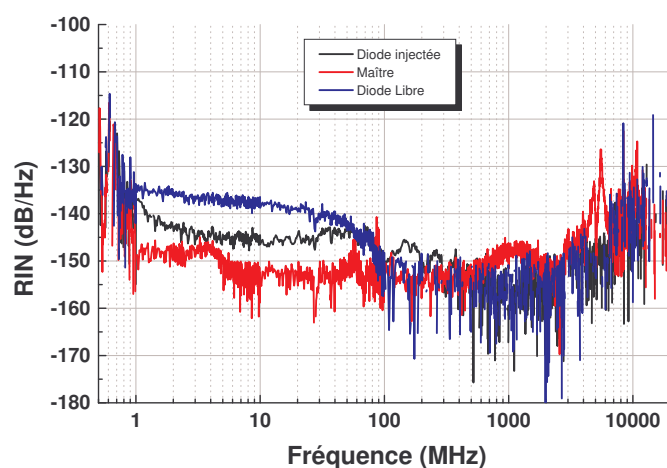


FIG. 8.6 – Bruit d'amplitude d'une diode à semi-conducteurs injectée.

L'inconvénient de la diode utilisée est d'avoir une fréquence de relaxation trop élevée pour pouvoir être observée par la méthode rapide de mesure du RIN. Même si nous pouvions la visualiser en fonctionnement libre par la méthode précise, cette dernière technique est trop lente pour permettre la mesure sous injection optique. La stabilité en fréquence des lasers est insuffisante pour permettre de réaliser de telles mesures.

Le spectre de bruit du laser esclave libre montre un bruit d'amplitude important pour les fréquences inférieures à 100 MHz. Ce spectre n'est pas sans rappeler celui du laser maître amplifié. Il semblerait qu'il existe pour ce laser un battement entre le champ laser et l'émission spontanée à l'intérieur de la cavité. Malheureusement, le RIN de ce laser est trop faible pour pouvoir être mesuré aux hautes fréquences (supérieures à 200 MHz) par la

méthode classique de mesure du bruit d'amplitude. Rappelons que la mesure de précision ne peut pas être employée ici à cause de l'instabilité du système lors de l'injection.

L'injection par un laser moins bruité permet de réduire très nettement la contribution aux basses fréquences du bruit d'amplitude, de la même manière que dans l'étude sur le laser précédent. Cependant, pour les fréquences supérieures à 100 MHz, il semblerait qu'il existe une augmentation du bruit d'amplitude. La puissance maximale disponible pour le laser maître est de 0 dBm. C'est aux alentours de cette puissance qu'a été réalisée la mesure, aux pertes de couplage près.

Injection après amplification du laser maître

Toujours dans le but d'étudier l'évolution du bruit d'amplitude pour de forts taux d'injection, un amplificateur a été placé entre les lasers maître et esclave.

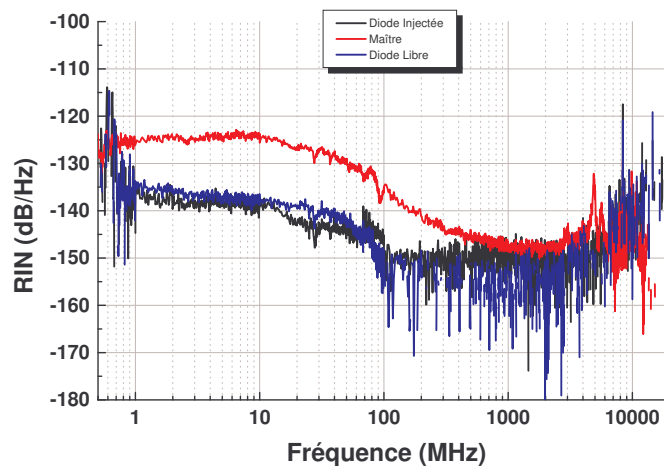


FIG. 8.7 – Bruit d'amplitude d'une diode à semi-conducteurs injectée par un laser amplifié.

Dans ce cas particulier où le signal maître est plus bruité que le laser esclave et que ce dernier présente un terme de battement entre le champ laser et l'émission spontanée, aucune modification notable du bruit d'amplitude n'a pu être observée, même pour des puissances injectées très importantes, grâce à l'utilisation d'un amplificateur émettant +18 dBm.

Il semblerait que l'injection ne permette pas de réduire les bruits basses fréquences induits par des phénomènes purement optique comme le battement entre le champ laser et l'émission spontanée. Par contre, dans le cas de perturbations de la cavité ou du courant de pompe, la stabilité du laser maître réduit le bruit d'amplitude lié à ces phénomènes.

Nous n'avons pas réussi avec les lasers dont nous disposons à visualiser le transfert de bruit prédit par la théorie. Aucune augmentation du bruit d'amplitude aux fréquences voisines de la fréquence de relaxation du laser maître n'a été observée. Il devrait être pos-

sible cependant de pouvoir étudier ce phénomène en utilisant l'injection dans des lasers à fibres, ces derniers ayant des fréquences de relaxation très faibles en comparaison de celle des lasers à semi-conducteurs. Il est par contre beaucoup plus délicat de réussir à accorder des lasers dont la largeur de raie est inférieure à 100 KHz. Afin d'étudier leur spectre, des techniques de mesures de spectre autre que celle utilisant un Fabry Perot doivent être employées : pour de si faible largeur de raie, il faut utiliser un autohétérodyneur ou des techniques de battements [164]. Les diodes à semi-conducteurs sont beaucoup plus appropriées pour réaliser des désaccords nuls grâce à leur largeur de raie dépassant le Mégahertz.

8.5.2 Étude du laser JDSU

Injection directe

La première mesure présentée concerne l'injection d'un laser DFB commercial de la société JDSU par une source accordable à cavité externe. La figure 8.8 montre les spectres de bruit des lasers maître et esclave libre ainsi que celui obtenu sous injection. Seule la mesure concernant la puissance injectée la plus élevée à été conservée.

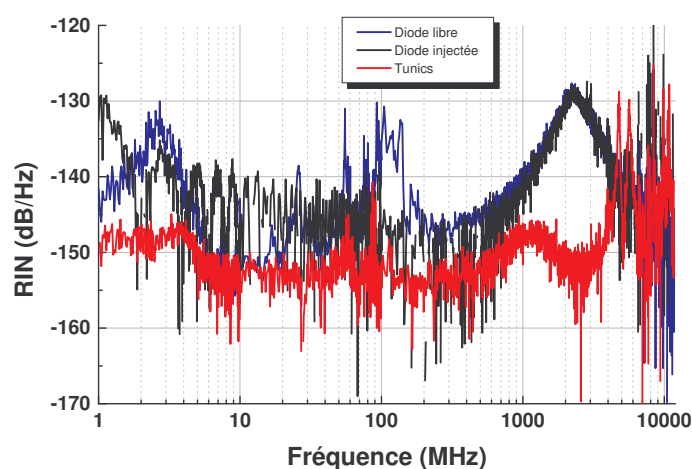


FIG. 8.8 – Bruit d'amplitude du laser JDSU sous injection optique

Le bruit d'amplitude du laser maître ne correspond pas au bruit théorique d'un laser à semi-conducteurs monomode. Il existe des perturbations aux fréquences inférieures à 5 MHz qui augmentent le niveau de bruit du laser.

La présence du réseau permettant la sélection de la longueur d'onde par filtrage introduit une augmentation du bruit d'amplitude à la fréquence correspondant à l'ISL de la cavité. Nous avons déjà observé ce phénomène sur les lasers impulsionsnels à cavité externe contre-réactionnés par un réseau de Bragg. Ce type de filtrage provoque l'apparition d'un double pic aux alentours de 5 GHz. La fréquence de relaxation de ce laser reste

cependant toujours visible à 1 GHz.

De la même manière, le laser esclave libre présente de très fortes perturbations aux alentours de 100 MHz. Ces fréquences correspondent aux canaux utilisés pour transmettre les ondes radios. L'alimentation électrique de la diode laser est suffisamment sensible pour capter ces signaux et les transmettre au laser. Il est possible de réduire ces signaux en utilisant une alimentation en courant fonctionnant sur batterie et donc isolée du réseau électrique.

L'injection du champ électromagnétique du laser maître dans la cavité du laser esclave n'est pas assez importante pour permettre l'apparition d'une augmentation du RIN à la fréquence de relaxation du laser maître. La puissance en sortie du laser maître est de 0dBm. Cette puissance est réduite par l'utilisation d'un coupleur 50/50 entre le maître et l'esclave qui permet l'étude du spectre de bruit. Malheureusement il existe un isolateur en sortie du laser esclave réduit énormément la puissance injectée dans la cavité, qui devient inférieure à -30 dBm, ce qui est bien inférieure aux puissances minimales permettant l'observation net d'un phénomène d'après les simulations.

On distingue cependant une légère réduction du bruit d'amplitude de part et d'autre de la fréquence de relaxation du laser esclave. De même, la stabilité du laser maître permet de réduire le bruit d'amplitude du laser esclave aux fréquences correspondant aux ondes radios.

Cette injection provoque par contre une augmentation du bruit d'amplitude pour les basses fréquences. Il semblerait qu'il existe une modification périodique du RIN dont la fréquence est égale à 2 MHz : le bruit semble s'annuler aux fréquences multiples de 2 MHz. Habituellement, un battement se traduit par l'apparition d'un maximum de bruit et non d'un minimum. De plus, l'injection permettait un accrochage total, ce qui implique que le laser maître et esclave oscillent à la même fréquence.

Ce spectre de bruit est caractéristique du bruit de fréquence du laser. Il est possible lors de la transmission de signaux optiques dans les fibres qu'une partie du bruit de fréquence du laser se convertisse en bruit d'amplitude. La fréquence de 2 Mhz correspond alors à la distance parcourue dans la fibre qui est voisine de 50 mètres.

Injection après amplification du laser maître

Afin de pouvoir disposer de puissances injectées supérieures, un amplificateur optique à maintien de polarisation permettant d'atteindre des puissances de +18 dBm a été utilisé en sortie du laser maître. Afin de pouvoir comparer cette étude avec la précédente, les deux lasers maître et esclave ont été employés dans des conditions strictement identiques de pompage et de régulation.

Les mesures obtenues sont représentées sur la figure 8.9. L'influence de l'amplificateur est différente de celle observée dans la cas d'un laser à fibre pour lequel la fréquence de relaxation est faible. Ici, l'amplification n'a pas pour effet d'ajouter un terme de bruit

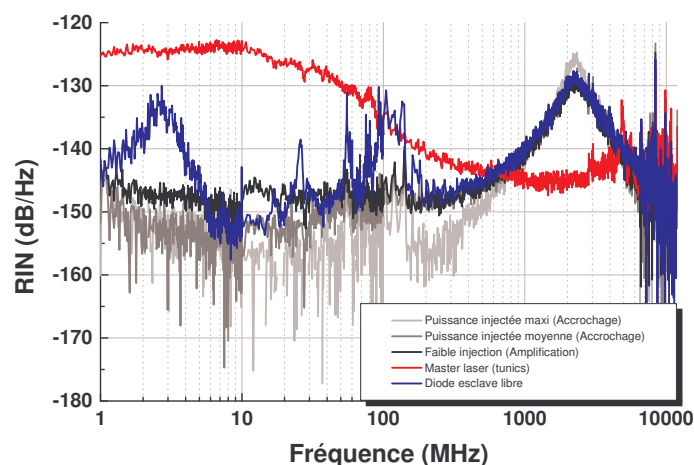


FIG. 8.9 – Bruit d'amplitude du laser JDSU par un laser amplifié.

blanc au RIN du laser maître, mais entraîne une augmentation importante du bruit aux fréquences inférieures à 100 MHz. Cette modification a pour effet de faire disparaître le maximum de bruit lié à la fréquence de relaxation du laser maître présent à 1 GHz.

Nous avons pu, malgré la présence de l'isolateur, observé le phénomène d'accrochage total.

L'étude du laser maître amplifié et filtré a permis de montrer une réduction du bruit d'amplitude ajouté par l'amplificateur uniquement pour les fréquences supérieures à 200 MHz, en comparaison avec des mesures réalisées sans filtre optique (cf. figure 8.11). Ce phénomène montre que le piédestal du spectre (figure 8.10) en sortie de l'amplificateur n'est pas responsable de l'augmentation du RIN aux basses fréquences. Tout porte à croire que cette contribution est un battement entre l'émission spontanée et le champ laser du maître dans l'amplificateur.

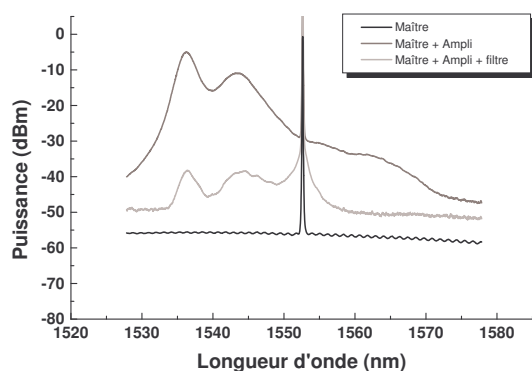


FIG. 8.10 – Spectre optique du laser maître.

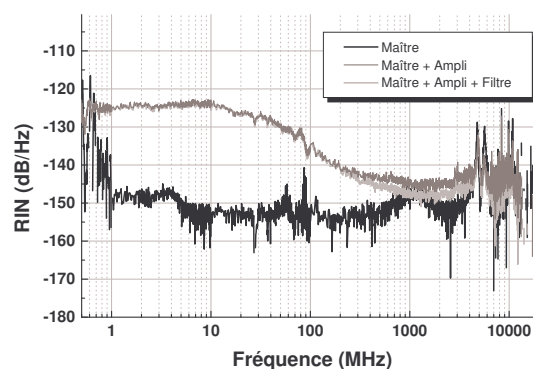


FIG. 8.11 – RIN du laser maître.

La puissance disponible a permis d'observer le bruit d'amplitude pour différents taux de pompage tout en restant dans le régime d'accrochage total, soit pour des puissances avant l'isolateur de +15dBm à environ -5 dBm.

Pour les taux de pompage faibles correspondants au régime d'amplification, on retrouve l'évolution déjà observée lors de l'injection sans amplification. La présence de l'amplificateur ne semble pas introduire de phénomène supplémentaire. On distingue particulièrement bien ici la réduction du bruit d'amplitude pour les basses fréquences. La diminution du RIN s'accroît à mesure que la puissance injectée augmente. Étrangement, il ne semble plus y avoir de conversion du bruit de fréquence en bruit d'amplitude.

On n'observe donc pas les évolutions prévues par la théorie. Cela s'explique par les faibles taux de couplage disponible. En effet, malgré la présence d'un amplificateur optique 18 dBm en sortie du laser maître, la présence d'un isolateur optique sur les diodes commerciales de ce type limite la puissance injectée en réduisant de plus de trente décibels la puissance optique. Cela a pour effet de diviser le taux de couplage d'un facteur supérieur à 1000 (30 décibels). Malgré le peu de puissance injectée, nous avons tout de même réussi à visualiser une modification notable du RIN du laser esclave. L'injection permet de réduire les bruits qui ont pour origine des perturbations du pompage électrique.

Conclusion

Les deux techniques que sont l'étude du bruit d'amplitude et celle du spectre optique ont donc été utilisées afin d'étudier le transfert de bruit lors de l'injection optique dans la cavité.

La modélisation du RIN d'un laser monomode à semi-conducteurs injecté par un autre laser ayant des propriétés analogues à permis de mettre en évidence les modifications du spectre de bruit en fonction de la puissance injectée et des caractéristiques du laser maître.

Pour de faibles puissances injectées, la simulation a montré une augmentation du bruit aux fréquences proches de la fréquence de relaxation du laser maître. Pour fortes puissances injectées, très difficilement disponibles expérimentalement, le bruit d'amplitude aux basses fréquences augmente. Seul le bruit du laser injecté aux très hautes fréquences reste égal au bruit du laser libre.

Du point de vue expérimental, le bruit d'amplitude des lasers présente des perturbations non prédites expérimentalement car induit par des phénomènes extérieurs (qualité du pompage électrique, perturbations électro-magnétiques...). L'injection optique permet de réduire de façon importante ces variations. Les valeurs élevées des fréquences de relaxation et la faible stabilité de l'injection optique n'a pas permis d'utiliser le banc de mesure de précision du bruit d'amplitude. Aucune modification du RIN aux fréquences voisines des fréquences de relaxation n'a pu être observée.

Les études des spectres optiques ont montré que l'injection en elle même ne modifiait pas le bruit en $\frac{1}{f}$ du laser esclave car aucune modification de la largeur de la gaussienne σ n'a pu être observé, que ce soit dans le régime d'amplification ou d'accrochage total. Les transferts de pureté et d'impureté ont tous deux été étudiés.

Conclusion

Ce manuscrit présente les études théoriques et expérimentales du bruit d'amplitude réalisées au cours de ma thèse au laboratoire d'Optronique de l'ENSSAT.

Un modèle construit à partir du formalisme de la matrice densité a permis de simuler le comportement des lasers à 2, 3 et 4 niveaux. Les solutions statiques ont permis d'exprimer la puissance optique en fonction du taux de pompage tandis qu'une étude dynamique a conduit à l'expression des fréquences de relaxation et des coefficients d'amortissement. Le bruit d'amplitude a pu être déterminé. Une simulation numérique a permis de comparer les différents résultats en fonction du nombre de niveaux sur les paramètres dynamiques, ces derniers définissant l'allure du spectre de bruit du laser.

L'étude théorique des lasers à semi-conducteurs a mis en avant la possibilité de déduire les paramètres que sont la fréquence de relaxation et l'amortissement des structures à partir de la mesure du bruit d'amplitude.

Un banc de caractérisation du RIN a été réalisé. Il permet de mesurer avec une sensibilité exceptionnelle le bruit d'amplitude de lasers aux longueurs d'onde dédiés aux télécommunications optiques. Nous avons, grâce à une technique de mesure et un traitement des données performant réussi à mesurer des bruits aussi faibles que $-170 \text{ dB} \cdot \text{Hz}^{-1}$ pour des puissances sur le détecteur de 1 mW (0 dBm), ce qui fait de cette mesure la plus sensible jamais réalisée à notre connaissance. Cette précision est d'autant plus avantageuse que le banc permet des mesures de 100 KHz jusqu'à plus de 20 GHz avec cette même précision.

La possibilité de transformer le banc de mesure de bruit d'amplitude en instruments de mesure de bruit de fréquence rend cet outil d'autant plus intéressant. De plus, l'automatisation de la mesure et du traitement des données en fait un outil utilisable par quiconque, même sans avoir une connaissance approfondie de la technique de mesure employée.

Ce banc nous a permis d'étudier les fréquences de relaxation de laser DFB à fibre. Les valeurs mesurées, supérieures au Mégahertz, sont très largement supérieures aux valeurs généralement données dans la littérature qui n'excèdent pas 300 kHz.

Nous avons réalisé diverses mesures de bruit d'amplitude sur différents lasers. Nous avons démontré la qualité de lasers DFB à fibre réalisés par l'Université de Laval à Québec, parfaitement concurrentiels de lasers commerciaux. Certaines structures de lasers à fibre, originales car émettant plusieurs canaux espacés de 50 GHz, ont aussi été étudiées et ont

permis de mettre en évidence l'absence de liens entre les différents modes longitudinaux. Le bruit de partition de mode a aussi été révélé sur les modes de polarisation d'une même cavité. Le fonctionnement des différents canaux n'apporte pas de dégradation du bruit par rapport à l'utilisation de plusieurs lasers physiquement distincts.

L'influence de l'amplification des lasers à fibre par un amplificateur à fibre a aussi été étudié expérimentalement et modélisé en terme de bruit d'amplitude. L'absence de battement visible entre le signal laser et l'émission spontanée dans l'amplificateur a été démontrée.

Un modèle concernant le bruit de lasers injectés a été réalisé. Les mesures expérimentales ont permis des observations complémentaires, notamment concernant des paramètres liés aux perturbations de pompage électrique des diodes lasers utilisées. Nous avons ainsi pu observer la réduction importante des bruits basses fréquences du laser esclave induite par des perturbations électriques lorsque celui reçoit un signal d'injection provenant d'un laser similaire.

Enfin, l'étude des spectres des diodes lasers injectés a montré que l'injection seule ne permettait pas de réduire le bruit responsable de l'élargissement gaussien du laser esclave.

Cette thèse a permis de mettre au point un outil supplémentaire de caractérisation des lasers dédiés aux télécommunications. Il autorise les études de phénomènes fondamentaux, débutés lors de ces trois années et qui méritent d'être poursuivis, et d'être élargis à d'autres sujets.

Parmi ces derniers, on peut citer l'étude du transfert de bruit par injection optique. Il serait intéressant de poursuivre l'étude sur des diodes lasers injectées afin de pouvoir observer les phénomènes prédit par la théorie, notamment ceux concernant la réduction de bruit d'amplitude. Dans cette optique, une étude sur un laser à fibre injecté par une diode à semi-conducteur, bien que délicate pourrait apporter des résultats intéressants, les fréquences de relaxation des deux lasers étant très différentes.

Le perfectionnement de la mesure de bruit de fréquence permettrait aussi de disposer d'un autre outil très intéressant. Les propriétés issues de ces mesures autoriseraient un accès très simple à la mesure des différentes largeurs issues des bruits d'émission spontanée et en $\frac{1}{f}$ responsables respectivement de la contribution lorentzienne et gaussienne au spectre optique du laser. L'ensemble du banc est opérationnel, cependant nous sommes dans l'attente d'un analyseur de spectre électrique de haute résolution qui permettra l'étude du bruit à de très faibles fréquences (jusqu'à 10 Hz), et ainsi autoriser la visualisation du bruit en $\frac{1}{f}$.

Ce nouvel outil devrait nous permettre d'étudier le bruit de battement de deux lasers afin de comparer les résultats lorsque les lasers sont pompés de façon indépendante avec les cas où les deux structures sont alimentées par la même source. Ceci mettra en évidence la présence ou l'absence corrélation entre les deux lasers, ce qui donnera d'importantes

informations sur le transfert de bruit de la pompe aux lasers.

Enfin, la réalisation d'une source laser solide microchip conçue autour d'un cristal dopé à l'erbium (Er :YAP) pourrait permettre au laboratoire de disposer d'une référence quant à l'étude du bruit d'amplitude des lasers. La particularité de cette structure est d'être fortement dopée et présente une anisotropie importante de par sa structure cristalline.

Annexes

Annexe A

Le bruit de grenaille

Le courant circulant dans un matériau est induit par le mouvement des porteurs de charge. Le courant instantané $i(t)$ s'écrit en fonction des vitesses v_z des N porteurs de charge selon l'axe de propagation z du courant :

$$i(t) = -q \frac{N}{L} v_z \quad (\text{A.1})$$

L correspond à la longueur du matériau considéré.

En l'absence de champ électrique appliqué sur la structure, l'agitation thermique suffit à mettre les porteurs de charges en mouvement. Celles-ci n'ont cependant pas de directions ni de sens privilégiés. Ainsi, l'intensité moyenne sur l'ensemble des charges est nulle, bien que l'intensité instantanée ne le soit pas constamment : c'est le bruit thermique.

Le bruit de grenaille ou "shot noise" a d'autres origines que celles du bruit thermique. Les modifications du courant dues à ce bruit sont induites par une variation du nombre de porteurs dans le conducteur. Le courant électrique est créé par le mouvement de charges discrètes et ne varie donc pas de façon continue. Chaque contact électrique ou chaque génération de paires électron-trou lors de la photodétection introduit une quantité finie de charges qui vont contribuer au courant électrique. Ces introductions de charges se font de façon aléatoire dans le temps.

On peut remarquer que le bruit de grenaille et le bruit thermique ont des causes bien distinctes et ne sont pas corrélés. Le bruit de grenaille n'existe, contrairement au bruit thermique, que s'il existe un courant dans le conducteur.

Considérons le cas d'un électron i de conduction allant à la vitesse v et créé dans le matériau au temps t_0 , jusqu'à ce qu'il disparaisse du milieu étudié, en étant recombiné après un temps τ_{ri} . Sa contribution $i_i(t)$ au courant total $i(t)$ est donné par :

$$i_i(t) = \begin{cases} 0 & t < t_i \\ -\frac{qv}{L} & t_0 < t < t_0 + \tau_{ri} \\ 0 & t_0 + \tau_{ri} < t \end{cases}$$

Le courant total $I(t)$ à l'intérieur du matériau est la somme des contributions des courants $i_i(t)$ produits par les différentes charges :

$$I(t) = \sum_i i_i(t) \quad (\text{A.2})$$

Le courant moyen est donné par :

$$\langle I \rangle = -\frac{qv}{L} \langle \tau_e \rangle \langle \dot{N} \rangle \quad (\text{A.3})$$

avec $\langle \tau_e \rangle$ le temps de vie moyen des électrons dans la structures et $\langle \dot{N} \rangle$ le nombre moyen de charges créées par unité de temps. Ce taux de création \dot{N} peut avoir plusieurs origines comme la présence d'un impureté, l'émission thermique bande à bande ou encore, et c'est ce dernier cas qui nous intéresse ici, l'absorption de photons. Les instants d'arrivée des photons sur le matériau et a fortiori la production de photo-électrons se fait de façon aléatoire et indépendamment des instants d'arrivée des autres photons : c'est un processus de poisson.

La densité spectrale de puissance du courant $S_I(\omega)$ correspondant au courant $I(t)$ s'exprime à partir des expressions précédentes sous la forme :

$$S_I(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle I(t)I(t+\tau) \rangle e^{-i\omega\tau} d\tau = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle \sum_m i_m(t) \sum_n i_n(t) \rangle e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (\text{A.4})$$

On peut exprimer chacune des contributions élémentaires $i_k(t)$ en fonction de sa densité spectrale $i_k(\omega)$ liée par transformation de Fourier :

$$i_k(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} i_k(\omega) e^{i\omega t} \frac{d\omega}{2\pi} \quad (\text{A.5})$$

$$i_k(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} i_k(t) e^{-i\omega t} dt = -\frac{qv}{L} \frac{1 - e^{-i\omega\tau_i}}{i\omega} \quad (\text{A.6})$$

En introduisant ces expressions dans celle de la densité spectrale, on obtient

$$S_I(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left\langle e^{i(\omega_1+\omega)t} \sum_m i_m(\omega_1) e^{-i\omega_1 t_m} \sum_n i_n(\omega) e^{-i\omega t_n} \right\rangle \frac{d\omega_1}{2\pi} \quad (\text{A.7})$$

Suivant les indices m et n , les moyennes des sommes peuvent se simplifier :

- **Pour** $m \neq n$, les différents temps de création et les durées de vie des électrons ne sont pas corrélés :

$$\left\langle \sum_m i_m(\omega_1) e^{-i\omega_1 t_m} \right\rangle = 2\pi\delta(\omega_1) \langle i_m(0) \rangle \quad (\text{A.8})$$

- **Pour** $m = n$, la moyenne des sommes s'écrit :

$$\left\langle \sum_m i_m(\omega_1) i_m(\omega) e^{-i(\omega_1+\omega)t_m} \right\rangle = 2\pi\delta(\omega_1 + \omega) \left\langle \sum_m |i_m(\omega)|^2 \right\rangle \quad (\text{A.9})$$

Pour les fluctuations de courant ΔI , on obtient alors une expression simplifiée pour la fonction d'autocorrélation :

$$\begin{aligned}
 S_{\Delta I} &= \left\langle \sum_m |i_m(\omega)|^2 \right\rangle \\
 &\simeq \left(\frac{qv}{L} \right)^2 \left\langle \sum_m \tau_{rm}^2 \right\rangle \\
 &\simeq \langle \dot{N} \rangle \left(\frac{qv}{L} \right)^2 \langle \tau_e^2 \rangle
 \end{aligned} \tag{A.10}$$

Dans le cas particulier où on ne considère que le bruit lié à la génération des charges, on peut alors introduire l'hypothèse suivante : la durée de vie des porteurs de charges dans le milieu considéré est la même pour tous les porteurs et correspond au temps de trajet des porteurs pour aller du lieu de création des charges à la sortie de la structure. On a alors

$$\langle \tau_e^2 \rangle = \langle \tau_e \rangle^2$$

En réutilisant le résultat obtenu sur le photocourant moyen $\langle I \rangle$, on aboutit enfin à l'expression des variations du courant i_v dans une bande passante de largeur B :

$$i_v^2 = 2q \langle I \rangle B \tag{A.11}$$

Annexe B

La détection synchrone

Le principe de la détection synchrone permet de détecter un signal connaissant sa fréquence. Ainsi, même si ce dernier est apparemment noyé dans un bruit quelconque, il est possible d'en extraire son amplitude ainsi que sa phase.

Lors de la détection directe de signal, l'utilisation de filtre permet parfois de réduire un peu la contribution du bruit pour faire permettre une meilleure détection du signal. Le but de la détection synchrone est de réaliser un filtrage très étroit autour de la fréquence à laquelle se situe l'information. Dans ce but, l'information n'est pas traitée directement mais ramenée dans le domaine des basses fréquences.

Considérons un signal sinusoïdal S_{in} d'amplitude V_{sig} , de pulsation ω_{sig} et de phase θ_{sig} :

$$S_{in} = V_{sig} \cos(\omega_{sig}t + \theta_{sig}) \quad (\text{B.1})$$

La multiplication de ce signal par un signal de référence S_{ref} dont les paramètres sont indicés ref permet d'obtenir le signal V_{psd} ¹ :

$$\begin{aligned} V_{psd} &= V_{sig} V_{ref} \sin(\omega_{sig}t + \theta_{sig}) \sin(\omega_{ref}t + \theta_{ref}) \\ &= \frac{1}{2} V_{sig} V_{ref} \cos[(\omega_{sig} - \omega_{ref})t + \theta_{sig} - \theta_{ref}] - \\ &\quad \frac{1}{2} V_{sig} V_{ref} \cos[(\omega_{sig} + \omega_{ref})t + \theta_{sig} + \theta_{ref}] \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

Le signal ainsi obtenu est transformé en passant dans un filtre passe-bas de façon à éliminer les termes non constants. Il ne reste rien en sortie, excepté si la fréquence de référence et celle à laquelle se trouve l'information sont identiques. Dans ce dernier cas, on obtient :

$$V_{psd} = \frac{1}{2} V_{sig} V_{ref} \cos(\theta_{sig} - \theta_{ref}) \quad (\text{B.3})$$

Il est nécessaire que le déphasage entre le signal et la référence soit constant de façon à obtenir une tension V_{psd} constante. Ici réside l'intérêt de la boucle à verrouillage de phase.

¹PSD : Phase Sensitive Detection

Le signal à analyser S_{in} est aussi multiplié par une autre référence déphasée de $\frac{\pi}{2}$ par rapport à la première de façon à obtenir la tension V_{psd-2} en sortie telle que :

$$V_{psd-2} = \frac{1}{2} V_{sig} V_{ref} \sin(\theta_{sig} - \theta_{ref}) \quad (B.4)$$

L'amplitude du signal de référence est bien entendu connue. On la posera égale à 1 pour plus de simplicité dans les expressions. En utilisant les relations trigonométriques, on a facilement accès à l'amplitude du signal V_{sig} et à la pulsation ω_{sig} :

$$R = \sqrt{V_{psd-2}^2 + V_{psd-2}^2} = V_{sig} \quad (B.5)$$

De même, on a le déphasage entre le signal et les références :

$$\theta = \frac{V_{psd-2}}{V_{psd-2}^2} = \theta_{sig} - \theta_{ref} \quad (B.6)$$

L'idée générale est d'avoir un filtre équivalent de très faible bande passante. Or le signal en sortie de la détection synchrone est un signal continu. Le temps d'intégration de ce signal est directement relié à la bande passante du système. La relation entre ces deux grandeurs est assez simple : la constante de temps τ est reliée à la fréquence de coupure f_c par la relation :

$$\tau = \frac{1}{2\pi f_c} \quad (B.7)$$

On supprime ainsi toutes les composantes du bruit en dehors de cette bande de fréquence qui peut être très faible. Pour une constante de temps égale à une seconde, on obtient une bande passante à -3 dB de 0,16 Hz, ce qui est très inférieure aux filtres disponibles autour d'une fréquence non nulle.

La détection synchrone permet donc d'obtenir un filtre équivalent de très faible bande passante, ce qui permet la détection des signaux à une fréquence déterminée en les isolants du bruit dont la puissance est répartie sur l'ensemble des fréquences.

Annexe C

Bruit d'une chaîne d'amplificateur

Le rôle d'un amplificateur est d'augmenter la puissance du signal S_e étudié de façon à pouvoir le mesurer avec précision. Comme tout système physique est imparfait, il existe toujours une portion non négligeable de la puissance qui est constituée de bruit dont la puissance sera notée B_e .

L'amplificateur va amplifier tous les signaux qu'il va recevoir. La puissance du bruit accompagnant le signal va donc lui aussi être amplifié. Dans le cas d'un amplificateur idéal, la puissance totale de sortie S_o est donc constituée de deux termes :

$$S_o = G_1 S_e + G_1 B_e \quad (\text{C.1})$$

avec G_1 le gain de l'amplificateur.

Cependant un amplificateur va ajouter son propre bruit à la puissance de sortie. Dans le cas d'un amplificateur optique, l'émission spontanée va dégrader le signal à amplifier. Dans le cas d'amplificateur électrique, la simple présence de bruit thermique supplémentaire suffit à réduire le rapport signal à bruit par rapport au rapport en entrée du système. On parle souvent en électronique de température de bruit équivalente. Cette appellation vient de l'expression du bruit thermique présent dans tous les dispositifs électriques dont l'expression de la puissance P_{elec} dans une bande passante B est rappelée ici :

$$P_{elec} = 4k_b T B \quad (\text{C.2})$$

avec k_B la constante de Boltzmann et T la température. On déduit la température équivalente par cette expression en mesurant la puissance de bruit ajoutée par l'amplificateur dans une bande passante donnée.

Afin de prendre en compte ce terme de bruit ajouter par l'amplificateur, on introduit la notion de facteur de bruit F . Ce terme traduit la réduction du rapport signal à bruit à la traversée de l'amplificateur. Il est défini par :

$$F = \frac{\frac{S_e}{B_e}}{\frac{S_o}{B_o}} \quad (\text{C.3})$$

Sachant que le signal en sortie S_o est relié à celui en entrée S_e par le gain G tel que $S_o = GS_e$, on obtient facilement la relation entre le bruit en sortie de l'amplificateur par rapport à celui en entrée :

$$B_o = GFB_e \quad (\text{C.4})$$

Le bruit rajouté par l'amplificateur B_a , par rapport à la première expression est donc :

$$B_a = G(F - 1)B_e \quad (\text{C.5})$$

La figure de bruit d'une chaîne d'amplificateur se déduit de cette relation en calculant le bruit en sortie de la chaîne par rapport à celui en entrée. Considérons n amplificateurs. Le gain du i^{me} sera noté G_i , son facteur de bruit F_i et le bruit ajouté B_{ai} .

Soit S_0 et B_0 respectivement la puissance du signal et du bruit en début de chaîne. D'après ce qui a été montré précédemment, en sortie du premier amplificateur, on obtient un bruit B_1 :

$$B_1 = G_1B_0 + G_1(F_1 - 1)B_0 = G_1F_1B_0 \quad (\text{C.6})$$

Le bruit ajouté par l'amplificateur ramené devant celui-ci est donc de $(F_1 - 1)B_0$. On peut représenter l'amplificateur comme idéal, le bruit ajouté étant celui introduite par la résistance d'attaque du circuit. Nous supposons par la suite que l'ensemble des amplificateurs ont le même circuit. Le bruit ramené à l'entrée ajouté par le i^{me} amplificateur sera alors $(F_i - 1)B_0$. En sortie du second amplificateur, on a alors :

$$\begin{aligned} B_2 &= G_2B_1 + G_2(F_2 - 1)B_0 \\ B_2 &= G_2G_1F_1B_0 + G_2(F_2 - 1)B_0 \end{aligned} \quad (\text{C.7})$$

En sortie du troisième :

$$B_3 = G_3 (G_2G_1F_1B_0 + G_2(F_2 - 1)B_0) + (F_3 - 1)B_0 \quad (\text{C.8})$$

En renouvelant l'opération, on peut déterminer le bruit en sortie du n^{eme} amplificateur :

$$B_n = G_n [(F_n - 1)B_0 + G_{n-1} [(F_{n-1} - 1)B_0 + \dots + G_3 [(F_3 - 1)B_0 + G_2 [(F_2 - 1)B_0 + G_1F_1B_0]] \dots]] \quad (\text{C.9})$$

À partir de cette expression, il est possible de déterminer le facteur de bruit de la chaîne d'amplification en utilisant la relation $\frac{S_o}{S_n} = \frac{1}{G_1G_2G_3..G_n}$:

$$\begin{aligned} F_{tot} &= \frac{\frac{S_o}{B_o}}{\frac{S_n}{B_n}} = \frac{S_o}{S_n} \frac{B_n}{B_o} \\ &= F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} + \frac{F_3 - 1}{G_2G_1} + \dots + \frac{F_n - 1}{G_{n-1}..G_2G_1} \end{aligned} \quad (\text{C.10})$$

Annexe D

La densité spectrale de puissance après un interféromètre

Le rôle d'un interféromètre est de mettre en évidence la différence de phase entre deux ondes différentes, la plupart du temps d'intensités égales. L'égalité des intensités permet une meilleure visibilité du phénomène. La différence de trajet entre les deux bras de l'interféromètre va introduire un déphasage entre elles. Lorsque les deux champs vont se retrouver, l'amplitude du champ total est égale à la somme des amplitudes des deux champs. On obtient le phénomène bien connu d'interférence. Lorsque les ondes sont en phase, l'intensité totale devient la somme des intensités des ondes. Si par contre, elles sont en opposition de phase, les deux intensités se soustraient.

Nous allons démontrer comment un interféromètre permet d'obtenir le spectre de bruit de fréquence du champ optique.

Considérons une onde plane dont l'amplitude E_e s'écrit :

$$E_e = E_0 e^{i(\omega t + \phi(t))} \quad (\text{D.1})$$

En se propageant dans un milieu de constante de propagation $\beta(\omega)$, le champ va subir un déphasage $e^{-i\beta L}$. Après une distance de propagation L on obtient le champ :

$$E_s = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_e e^{-\beta L} e^{i\omega t} d\omega \quad (\text{D.2})$$

La constante de propagation $\beta(\omega)$ peut être décomposé, on obtient :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0) \left. \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_0} + .. \quad (\text{D.3})$$

en utilisant cette expression, on obtient le champ après propagation :

$$E_s = e^{i[L\omega_0 \left. \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_0} - L\beta_0]} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_e e^{i\omega \left(t - L \left. \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_0} \right)} d\omega \quad (\text{D.4})$$

avec \tilde{E}_e la transformée de Fourier du champ en entrée E_e .

Le champ total E_{tot} en sortie d'interféromètre est la somme des champs E_{s1} et E_{s2} après propagation du même champ suivant deux trajets différents indicés 1 et 2. L'intensité de sortie I_s , seule quantité détectable avec une photodiode, est proportionnelle au module au carré du champ :

$$\begin{aligned} I_s &\propto E_{tot} \cdot E_{tot}^* = (E_{s1} + E_{s2}) \cdot (E_{s1} + E_{s2})^* \\ &\propto E_{s1} \cdot E_{s1}^* + E_{s2} \cdot E_{s2}^* + 2\Re(E_{s1} \cdot E_{s2}^*) \end{aligned}$$

Seul le dernier terme traduit les interférences et sera le seul à traduire le déphasage entre les champs issus des deux trajets. On pose I_{int} comme étant égal au dernier terme de la somme précédentes. En utilisant l'expression des champs après propagation, on obtient à partir de D.4 :

$$E_{s1} \cdot E_{s2}^* = e^{i\left[\beta_0 \Delta L - \omega_0 \Delta L \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_0}\right]} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_e e^{i\omega \left(t - L_1 \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_0}\right)} d\omega \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_e^* e^{-i\omega \left(t - L_2 \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_0}\right)} d\omega$$

Avec $\Delta L = L_2 - L_1$ représentant la différence de trajet entre les deux champs. En effectuant un changement de variable sur le temps, on obtient des expressions identiques pour les intégrales à celles des transformées de Fourier du champ d'entrée aux instants $t_1 = t - L_1 \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_0}$ et $t_2 = t - L_2 \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_0}$.

On obtient donc l'expression :

$$\begin{aligned} E_{s1} \cdot E_{s2}^* &= e^{i\left[\beta_0 \Delta L - \omega_0 \Delta L \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_0}\right]} E_0 e^{j\omega \left(t - L_1 \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_0}\right)} \cdot E_0^* e^{j\omega \left(t - L_2 \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_0}\right)} \\ &= e^{i(\Delta L \beta(\omega) + \Delta \phi)} \end{aligned}$$

avec $\Delta \phi = \phi \left(t - L_2 \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_0}\right) - \phi \left(t - L_1 \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_0}\right)$ et E_0 l'amplitude des champs, supposées égales. L'intensité I_s peut alors être déterminée :

$$I_s = 2 \cdot I_0 \cos [\Delta L \beta(\omega) + \Delta \phi] \quad (D.5)$$

La densité spectrale $N(\omega)$ est égale à la transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation $R(t)$, elle-même égale à :

$$\begin{aligned} R(t) &= \langle I_s(t') I_s(t' + t) \rangle \\ &= 4I_0^2 [\cos(\Delta L \beta(\omega) + \Delta \phi(t')) \cos(\Delta L \beta(\omega) + \Delta \phi(t' + t))] \end{aligned} \quad (D.6)$$

Dans le cas particulier de l'interféromètre, la différence de marche est définie de façon à avoir l'efficacité maximum dans la conversion des variations de fréquences en variations d'amplitudes. Ce critère impose d'avoir une différence de longueur entre les bras ΔL telle que :

$$\Delta L \beta(\omega) = \frac{\pi}{2} \quad (D.7)$$

Nous nous intéressons ici au bruit de fréquence, de qui implique des variations de phase très petite, ce qui justifie $\Delta\phi \ll 1$. La fonction d'autocorrélation devient alors, en posant τ la différence de temps de trajet entre les bras :

$$\begin{aligned} R(t) &= 2I_0^2 \langle \Delta\phi(t')\Delta\phi(t'+t) \rangle \\ &= \phi(t')\phi(t'+1) - \phi(t')\phi(t'+t-\tau) - \phi(t'-\tau)\phi(t'+t) + \phi(t'-\tau)\phi(t'+t) \end{aligned} \quad (D.8)$$

La fréquence étant la dérivée de la phase, leur transformation de Fourier sont reliées, ce qui permet d'écrire :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \phi(t')\phi(t'+t)e^{-j\omega t} dt = \frac{S_f(f)}{f^2} \quad (D.9)$$

avec $S_f(f)$ la densité spectrale de bruit de fréquence. En utilisant les deux dernière relation, la densité spectrale de puissance $N(\omega)$ mesurée en sortie d'interféromètre s'exprime :

$$\begin{aligned} N(\omega) &= |TF(R(t))| \\ &= 4I_0^2 \frac{\sin^2(\omega\tau)}{f^2} S_f(f) \end{aligned} \quad (D.10)$$

La densité spectrale du bruit de fréquence à principalement deux origines. La première est du au bruit d'émission spontanée responsable de l'élargissement lorentzien du spectre de raie. Il s'agit d'un bruit blanc e aura donc pour contribution qu spectre de bruit une valeur constante N_s en fonction de la fréquence.

La seconde contribution provient d'un bruit issu de la fluctuation du nombre de porteurs de charge dans le cas des semi-conducteurs, ce qui conduit à l'apparition d'un bruit en $\frac{1}{f}$, aussi appelé bruit de Flicker dont la densité spectrale de bruit de fréquence est $\frac{N_f}{f}$. En prenant en compte ces deux contributions, la densité spectrale de puissance détectée devient alors :

$$N(\omega) = 4I_0^2 \frac{\sin^2(\omega\tau)}{f^2} \left(N_s + \frac{N_f}{f} \right) \quad (D.11)$$

Annexe E

Les différents régimes de l'injection optique

Le principe de l'injection optique est d'introduire dans la cavité d'un laser appelé "esclave" le champ issu d'un autre laser appelé maître. Afin d'éviter que les deux lasers se perturbent l'un l'autre, le couplage est réalisé de façon unidirectionnelle en insérant un isolateur optique entre les deux lasers. Sans cet élément, l'expérience devient un système de laser couplé dont les observations expérimentales sont très différentes.

Les différents paramètres qui déterminent le point de fonctionnement du système sont :

- Le taux de pompage du laser seuil.
- le désaccord entre les longueurs d'onde des lasers maître et esclave.
- La puissance injectée dans la cavité du laser esclave.

Suivant les valeurs que peuvent prendre ces paramètres, différents fonctionnements vont pouvoir être observés :

1. **Accrochage total** : Dans ce régime, le laser esclave lase à la même longueur d'onde que le laser maître : c'est l'accrochage en fréquence. De plus, la largeur de raie à mi-hauteur du laser esclave injectée devient identique à celle du laser maître : c'est l'accrochage en phase. Si le laser maître est de plus faible largeur spectrale que l'esclave, on parle de transfert de pureté spectrale. Dans le cas contraire, il s'agit du transfert d'impureté spectrale.
2. **Mélange multi-onde simple** : Le spectre optique est caractéristique et présente au moins trois raies. La plus puissante correspond au laser esclave qui continue de lase à sa propre fréquence. Cependant, une partie de son énergie crée du signal à la longueur d'onde du laser maître pour former un premier pic satellite. Par interaction non linéaire, un second pic satellite est produit. Ce dernier est le symétrique du premier pic correspondant au laser maître par rapport à la raie de l'esclave, beaucoup plus puissante. Les deux pics satellites ont des amplitudes égales. Il est intéressant de noter que l'écart entre les longueurs d'ondes des satellites et du laser esclave n'est pas rigoureusement égal à celui entre le laser maître et le laser esclave. Cette diffé-

rence constante est encore inexplicée, et traduit une perte d'énergie dans le système, la fréquence du laser maître étant toujours très légèrement supérieure à celle du satellite le suivant. L'utilisation d'un analyseur de spectre électrique permet de visualiser la fréquence de battement, ce qui est bon renseignement vis à vis du désaccord entre les longueurs d'onde des laser maître et esclave. Cet état s'observe lors de désaccords supérieurs plus important que les largeurs de raie (pas de recouvrement).

3. **Mélange multi-onde double** : Le spectre optique est proche de celui du mélange multi-ondes simple. Cependant l'écart entre deux pics est ici égal à la moitié de l'écart entre la longueur d'onde du maître et de celle de l'esclave. Des satellites supplémentaires par rapport au mélange simple apparaissent exactement à mi chemin entre les pics du mélange simple. Ce phénomène s'observe dans les mêmes conditions que dans le cas du mélange multi-onde simple, mais avec une puissance injectée plus importante. Le spectre électrique mesuré à l'analyseur de spectre électrique montre plus un des pics aux fréquences correspondant au désaccord comme dans le cas du mélange simple, mais à des pics de battements à la fréquence égale au désaccord et à la moitié de celui-ci, ainsi que des harmoniques.
4. **Mélange multi-onde quadruple** : La création de mélange multi-ondes quadruple à partir du mélange multi-ondes double se produit comme le mélange multi-ondes double apparaît à partir du mélange multi-ondes simple. Des pics satellites apparaissent entre ceux du mélange multi-ondes double.
5. **Relaxation** : L'allure du spectre optique est similaire à celui observé dans le cas du mélange multi-ondes simple. Cependant l'écart en fréquence entre les différents pics observés ne correspond plus au désaccord entre les longueurs d'ondes maître et esclave, mais à la fréquence de relaxation du laser esclave libre. L'analyseur de spectre électrique permet alors de mesurer directement la fréquence de relaxation et ses harmoniques sur les pics de battements. Il existe de légères modifications de cette fréquence en fonction de la puissance injectée dans la cavité du laser esclave.
6. **Chaos** : Dans ce régime, le spectre optique montre une structure désordonnée qui correspond à une évolution temporelle aléatoire de la puissance optique.
7. **Décrochage total** : le désaccord est suffisamment important ou la puissance injectée assez faible pour que le comportement du laser injecté ne diffère pas de celui du laser libre.

Le régime d'amplification est un peu particulier car il correspond à un cas particulier de l'accrochage total pour lequel le désaccord est faible (inférieur à la largeur de raie du laser esclave) et la puissance injectée faible. Seulement une partie de la puissance du laser esclave est alors utilisée de façon à amplifier le laser maître.

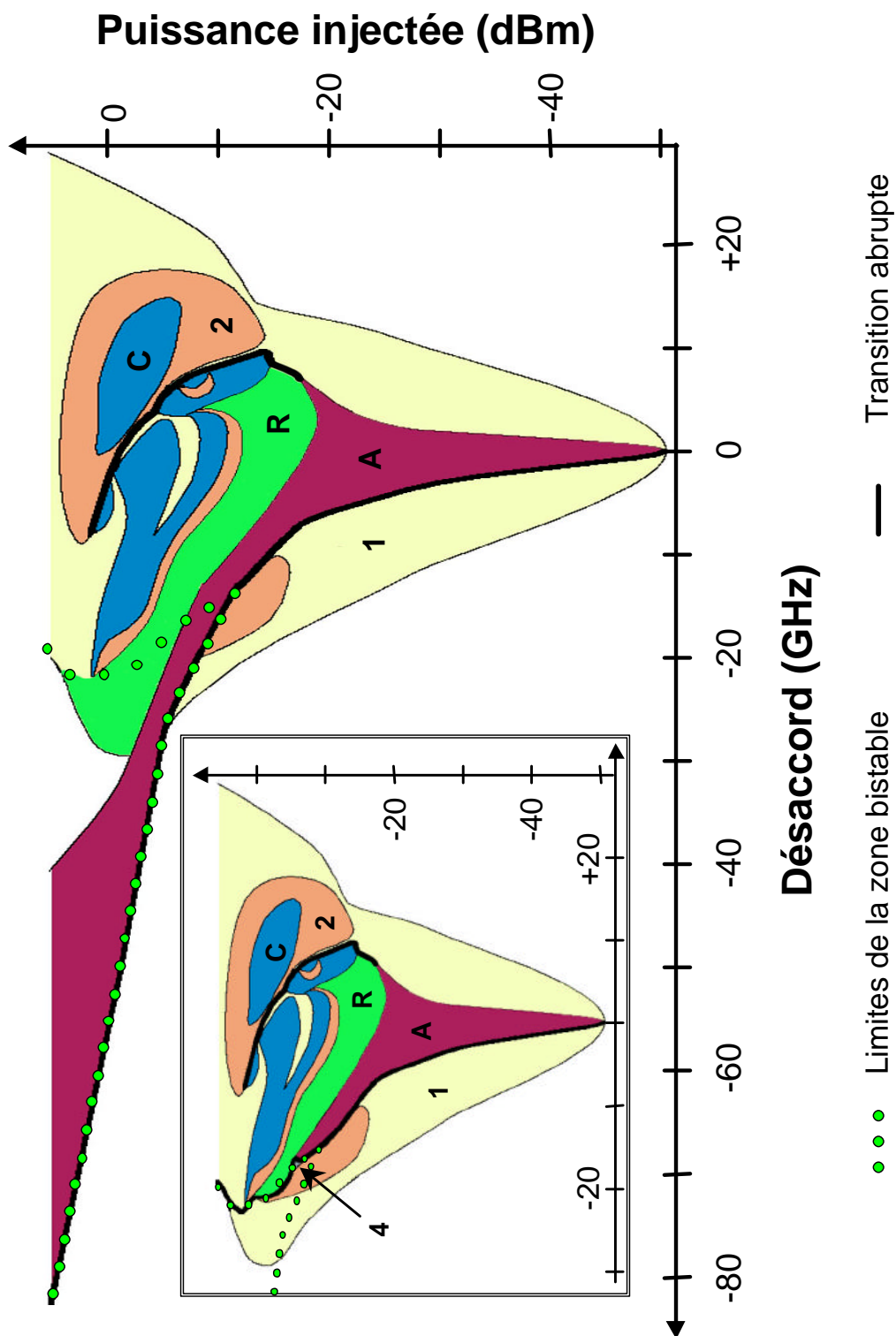


FIG. E.1 – Cartographie de l'injection d'une diode à semi-conducteurs polarisée à 4 fois son seuil.

L'encart correspond à la carte établie pour des désaccords croissants, alors que la carte générale est établie pour des désaccords décroissants.

A : accrochage total, 1 : mélange multi-ondes simple, 2 : mélange multi-ondes double, 4 : mélange multi-ondes quadruple, R : relaxation, C : chaos, blanc : décrochage total.

Annexe F

Bruit de battement signal-spontané et spontané-spontané

Lors de l'amplification d'un laser à fibre, une modification importante du bruit d'amplitude est très nettement visible, notamment dans le domaine des basses fréquences. Ces modifications sont induites par le battement du signal laser amplifié avec l'émission spontanée générée par l'amplificateur même. De plus une seconde composante formée par le battement spontanée-spontanée vient s'ajouter et augmente encore la bruit d'amplitude en sortie d'amplificateur. Ces différentes contributions peuvent cependant être estimée.

F.1 Description du champ

Considérons le cas d'un signal laser de puissance P_0 oscillant à la pulsation ω_0 . Le champ E_0 d'un tel laser peut se mettre sous la forme :

$$E_0 = \sqrt{P_0} \cos(\omega_0 t) \quad (\text{F.1})$$

On peut aussi exprimer le champ spontanée amplifié émis par l'amplificateur optique comme étant la somme de champ partiel E_k aux différentes pulsations ω_k . Soit N_{sp} la densité spectrale de puissance de ce champ spontanée, que l'on considérera constante par rapport au spectre laser et sur la plage Δf de fréquences considérées. Soit $\delta\nu$ la gamme de fréquence sur laquelle la phase du champ spontanée peut être considérée comme constante. Le champ spontané amplifié E_{sp} peut alors s'écrire comme la somme de champ élémentaire E_k :

$$E_{sp} = \sum_{\omega} E_k(\omega) = \sum_{m=-N}^N \sqrt{N_{sp} \delta\nu} \cos((\omega_0 + 2m\pi\delta\nu)t + \phi_m) \quad (\text{F.2})$$

$2N + 1$ correspond au nombre total d'intervalles de largeur $\delta\nu$ existant dans la bande de fréquences Δf . ϕ_m est la phase du champ dans l'intervalle indicé m et est une valeur aléatoire. Le champ total est la somme du champ spontané E_{sp} et du champ laser amplifié

$\sqrt{G}E_0$. L'intensité $I(t)$ étant proportionnelle au module au carré du champ, on obtient alors :

$$I(t) = G.I_0(t) + \sqrt{GP_0N_{sp}\delta\nu} \sum_{m=-N}^N \cos(2\pi m\delta\nu t + \phi_m) + N_{sp}\delta\nu \left[\sum_{m=-N}^N \cos((\omega_0 + 2m\pi\delta\nu)t + \phi_m) \right] \left[\sum_{n=-N}^N \cos((\omega_0 + 2n\pi\delta\nu)t - \phi_n) \right] \quad (\text{F.3a})$$

Le premier terme de cette somme correspond au signal, et forme l'information portée par le champ optique. Le second représente le battement signal-spontanée induit par la présence de l'émission spontanée. L'intensité correspondante à ce terme est la somme de contributions dont les amplitudes sont égales, mais présentent aux différentes fréquences $m\delta\nu$ appartenant à l'intervalle $[0; \frac{\Delta f}{2}]$. Mathématiquement, cet intervalle s'étend sur une plage de largeur Δf centré en 0. Les termes aux fréquences négatives s'additionnent aux termes ayant une fréquence positive de même valeur absolue. La densité spectrale de puissance est donc blanche sur toute la gamme de fréquences $[0; \frac{\Delta f}{2}]$ et est nulle au delà, du moins concernant ce terme.

F.2 Battement spontanée-spontanée

L'intensité du battement spontanée-spontanée I_{sp-sp} représenté par le troisième terme de l'expression précédente est lui aussi la somme de différentes contributions. Le produit de cosinus peut s'écrire comme la somme de cosinus aux pulsations $2\omega_0 + 2\pi(n+m)\delta\nu$ et $2\pi(m-n)\delta\nu$. L'utilisation d'un détecteur ne permettra pas la détection du battement à $2\omega_0 + 2\pi(n+m)\delta\nu$. La fréquence de cette oscillation est en effet très rapide devant le temps de réponse du détecteur qui ne verra donc que sa valeur moyenne. Cette dernière étant nulle, la contribution du terme de battement spontanée-spontanée peut s'écrire :

$$I_{sp-sp} = \frac{N_{sp}\delta\nu}{2} \sum_{m=-N}^N \sum_{n=-N}^N \cos[2\pi(m-n)\delta\nu t + \phi_m - \phi_n] \quad (\text{F.4})$$

L'intensité de ce battement est donc formée par la somme de terme d'amplitude égale à $\frac{N_{sp}\delta\nu}{2}$ aux fréquences $(m-n)\delta\nu$. Contrairement aux cas du battement signal-spontanée, il existe plusieurs contributions aux mêmes fréquences (positives et négatives) qui vont s'ajouter. En regroupant les termes aux fréquences égales (en valeur absolue), on obtient $2M+1-i$ termes à la fréquence $i\delta\nu$. Les différentes fréquences observables s'étendent sur la plage $[0; \Delta f]$ avec une décroissance linéaire en $\frac{1}{f}$.

F.3 Bilan

Au final, en négligeant la largeur de raie du laser devant celle de l'émission spontanée, la densité spectrale de puissance détectée est composée de trois termes de battement :

Signal-Signal : composé d'un terme unique à la fréquence nulle, son amplitude est directement relié à la puissance du signal

Signal-Spontannée : bruit blanc s'étendant de 0 à $\frac{\Delta f}{2}$, avec Δf la largeur du spectre d'émission spontanée, ou la largeur d'interaction possible entre deux fréquences optiques (largeur homogène)

Spontanée-Spontannée : Bruit en $\frac{1}{f}$ due au battement entre les termes d'émission spontanée s'étendant sur la gamme de fréquence $[0; \Delta f]$.

Annexe G

Publications et conférences

Publications

Publications

- J. Poëtte, S. Blin, G. Brochu, L. Bramerie, R. Slavik, J-C. Simon, S. Larochelle, P. Besnard : "Relative Intensity Noise of Multi-wavelength Fiber Laser", paper, Electronics Letters, Vol. 40, issue 12, pp. 724-726, june 2004.

Communcations Orales

- J. Poette, O. Vaudel, P. Besnard, "Measurement of laser linewidth with optical injection and laser lineshape", Proceedings of SPIE Vol. 5878, Optics and Photonics, 31 July - 4 August 2005, San Diego, California, USA.
- J. Poette, O. Vaudel and P. Besnard, "Relative Intensity Noise of an injected semiconductor laser", ICONO/LAT2005, St-Petersbourg, May 2005, SPIE proceeding Vol. 6054, pp. 60407-1 60407-10.
- S. Blin, J. Poëtte, P. Besnard, I. Castonguay, S. Larochelle, C. Palavicini, Y. Jaouën, "Réalisation et Caractérisation de Lasers à Fibre DFB : Importance de la Valeur du Saut de Phase", communication orale, 21èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2002), session orale " Lasers à Fibres ", recueil des communications pp. 22-24, Dijon, France, septembre 2002.

Posters

- J. Poëtte, "Mesures du bruit de lasers dédiées aux télécommunications", Doctoriales2004, Lannion, 2004.
- J. Poëtte, S. Blin, L. Bramerie, J-C. Simon, P. Besnard, I. Castonguay, R. Slavik, S. Larochelle, "Étude du Bruit Relatif d'un Laser Multifréquence", poster, 22èmes Journées Nationales d'Optique Guidées (JNOG 2003), session affiche n° 5 " Lasers et Amplificateurs à Fibres ", actes de la conférence pp. 427-429, Valence, France, novembre 2003.

Relative Intensity Noise of an injected semiconductor laser

J. Poette, O. Vaudel and P. Besnard

École Nationale des Sciences Appliquées et de Technologies.

FOTON, Laboratoire d'Optronique

associé au Centre National de la Recherche Scientifique (UMR6082).

6, rue de Kerampont, 22305 LANNION, FRANCE.

ABSTRACT

A study of the Relative Intensity Noise (RIN) of an optically injected semiconductor laser is presented versus the injected power. The seeded laser is then operating from an amplifying regime towards a locking one, at the same wavelength than that of the master one. It is shown that when the Master is more coherent than the slave, a reduction of the RIN of the slave is progressively observed along with an increase of the injected power. In the converse case, no significant modification of the RIN is experimentally observed.

Keywords: optical injection, semiconductor laser, Relative Intensity Noise, Linewidth

pacs : 42.55Ah 42.55Lt 42.60.Da

1. INTRODUCTION

The first works on injection locked lasers were investigated by Stover¹ in 1966. The idea is to introduce a signal from an external laser called "*master*" into the cavity of a second one named "*slave*". Different operating regimes can be observed depending on the injected power of the master into the slave cavity, and also on the detuning, i.e. the difference between the wavelengths of the master and of the free-running slave. The goal of this experiment is to introduce a reference field in the slave cavity that enters in competition with the spontaneous emission. The external source is usually more coherent than the slave spontaneous field. This property has an important consequence on the lasing field of the injected slave, even when the injected light power is very weak. A lot of work has been done on such experimental scheme, particularly investigations on linewidth² and on cut-off frequency³ for direct modulation of semiconductor lasers. Noise models of injected laser have also been studied.⁴ In opposition, few experimental observations, specially in laser used as amplifier devices, has been investigated.^{5,6} (Note that in 5,6, the lasers are used as amplifiers under the laser threshold.)

Several ways could be used to describe how a laser operates. The standard equations using the Lamb approximation, usually called Lang and Kobayashi equations for a semi-conductor laser, reveal the different operating modes^{7,8} of an optically injected laser. Another model was introduced by G.M. Stéphan.^{9,10} It describes the static properties of the laser such as the power, the linewidth, considering the power spectral density of the laser field.¹¹ An important advantage of this formalism consists in its simplicity. It has been shown that this model can explain locking and amplifying operations for an optically injected laser. Good quantitative and qualitative results are obtained when they are compared to experimental measurements.^{2,12-14} The use of the generalized transfer function (Appendix A) for simulation of RIN is not presented here. The experimental results are interpreted using the standard rate equations.

In a first part, we introduce optical injection for a better understanding of the physics behind the experiment. The Airy function generalized to laser study is also presented. This last comprehensive method enables to describe the static properties of injected lasers such as power and linewidth. In the second part, the definition and the measurement of Relative Intensity Noise is presented. A following part concerned numerical simulations. Finally, experimental results obtained in the different operating modes are described and compared to the theoretical results.

Further author information: (Send correspondence to P.Besnard)

E-mail: pascal.besnard@enssat.fr

2. RELATIVE INTENSITY NOISE

Before studying Relative Intensity Noise (RIN) of the device under injection, let's remind free running laser characteristics.

2.1. RIN measurement

The goal is to estimate intensity fluctuations of the laser light for radio frequencies. Experimentally, it consists in studying the electrical power spectral density of the current from a photo-detector. When using electrical devices, thermal noise adds its own current on the signal. Moreover for an ideal transceiver, the production of electrons when receiving a photon creates shot noise. The power spectral density is thus made of three contributions. To increase the signal to noise ratio, an amplifier is added after the transceiver. As it modifies the transfer function of the detection, non-perfect response of the detector must be included in order to get the Relative Intensity Noise. As a matter of fact, RIN is an estimation of the intensity fluctuations, which must be then independent on and uncorrelated to the detection device or the light power detected by the receiver.

Elimination of thermal noise is quite easy by measuring the power spectral density of the detection system without light power. The result is then subtracted from the measurement of the laser spectral density. It assumes a constant thermal noise versus light power.

The shot noise contribution needs a more complex estimation. One solution is to use a balanced detector,^{17,18} which is made of two identical photodiodes. It has been shown that the difference between the two photocurrents give access to the shot noise power, while the sum is equal to the one of a standard detector. Balanced detection needs to be carefully tuned in order not to increase floor measurement.

The technic we use consists in making a measurement of the power spectral density of a reference source of light, that has been chosen for having a negligible RIN compared to the shot noise term. We used two different laser sources depending on the electrical frequency of the measurement. The first one is a ring solid laser with an electronic feedback on the diode pump, especially designed to reduce the RIN laser, and the other is a narrow linewidth and cell gas frequency stabilized DFB laser. This combination of two references allows measurements only limited by the electrical bandwidth of the equipment, which is 10 kHz - 20 GHz. Our method doesn't need a reference laser running at the same time, neither at the same power as the one of the laser under test, which is more comfortable than technics for which both lasers need to be measured¹⁹ concomitantly. The lower noise we measured was -170 dB.Hz^{-1} with 1 mW on the receiver, which is 20 dB lower than standard systems, and the frequency range is 10 kHz-20 GHz. The drawback of this method is the time necessary to make high precision measurements, so that the configuration tested has to be highly stable.

2.2. Theory

The mostly known relative intensity noise approach consists in including Langevin source terms representing noise contributions of the photon S and carrier number N in the standard evolution equations.²⁰ These Lang and Kobayashi model can be written for a semiconductor laser:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \Gamma v_g g_0 (N - N_t)(1 - \epsilon S)S - \frac{S}{\tau_p} + R_{sp} + F_s \quad (1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{q} - v_g g_0 (N - N_t)(1 - \epsilon S)S - \frac{N}{\tau_e} + F_n \quad (2)$$

where I is the pumping current, q the electron charge, v_g the group velocity, g_0 the differential gain, ϵ the compression factor, τ_e the carrier lifetime, Γ the confinement factor, τ_p the photon lifetime and finally R_{sp} the spontaneous term. The relative intensity noise can be deduced from a small signal approach by writing $N = N_0 + n$ and $S = S_0 + s$ where N_0 and S_0 are respectively the stationary solutions of the carrier and the photon evolution equations. The RIN is the Power Spectral Density (DSP_e) of the intensity noise normalized to the mean photocurrent, and can be defined by:

$$RIN = \frac{DSP_e}{\langle I \rangle} = \frac{\langle s^2 \rangle}{\langle S_0^2 \rangle} \quad (3)$$

From these expressions, it can be deduced the following expression for the RIN behavior of a free running single mode laser:

$$RIN(\omega) = \frac{A + B.\omega^2}{(\omega^2 - \omega_R^2)^2 + 4\omega^2\Gamma_R^2} \quad (4)$$

where ω is the electrical pulsation, $\omega_R = 2.\pi.f_r$ with f_r the relaxation frequency, Γ_R the damping factor and A, B are functions of the correlation terms $\langle F_s^2 \rangle$, $\langle F_n^2 \rangle$ and $\langle F_s F_n \rangle$. These terms can be deduced from measurements. There is a resonance in the RIN. Its maximum gives the relaxation frequency while its line-width is related to the damping factor. Using this method to measure the relaxation frequency fits better to a small signal theory than using a pump modulation which is clearly far from a small perturbation.

Fig.2.2.a presents a simulation of the RIN spectrum of a single mode semiconductor. Theoretical fit of an experimental measurement for a single mode DFB semiconductor laser diode is also presented in Fig2.2.b.

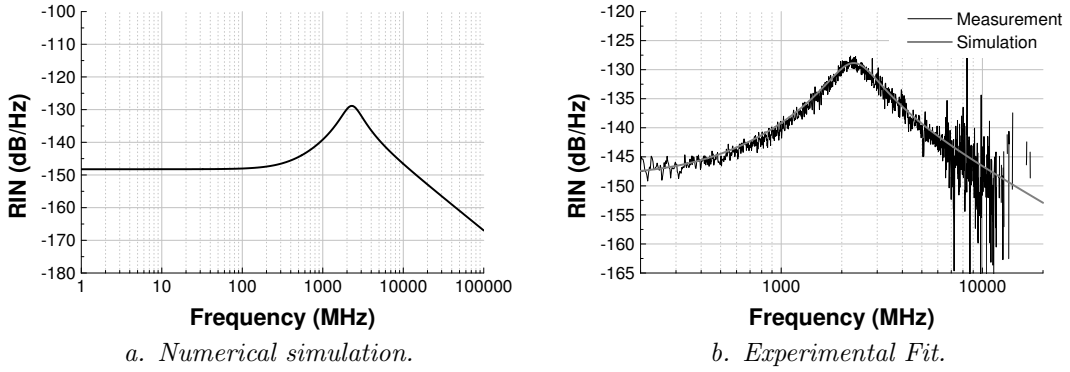


Figure 1. RIN simulation of a single mode semiconductor laser diode.

3. NUMERICAL INVESTIGATIONS OF AN OPTICALLY INJECTED LASER

Our concerns are principally the relative intensity transfer from a laser to another. Studies of spectral modifications by optical injection have already been well described and observed.¹⁴ All the different operating modes of an injected semi-conductor laser have been dressed versus the injected power, the detuning, and the pumping rate of the slave laser. All these characterizations include spectral and temporal behavior. Some of the observations are spectral purity transfer, pulling, wave-mixing, chaos behavior... This part describes a numerical analysis, which explains the experimental observations, using the equation 1 and 2 by adding an injected field.

The study of the RIN transfer consists firstly in using for the master laser, the solution as presented in equation 4. Note that the expression is a function of $\langle F_n^2 \rangle$, $\langle F_s^2 \rangle$ and $\langle F_n F_s \rangle$ that are linked to diffusion coefficients corresponding to the noise sources.

The result represents the master laser noise, which is introduced in the slave evolution equations as follow:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \Gamma v_g g_0 (N - N_t)(1 - \epsilon S)S - \frac{S}{\tau_p} + R_{sp} + F_s + \frac{\kappa}{\tau_{rt}} S_m \quad (5)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{q} - v_g g_0 (N - N_t)(1 - \epsilon S)S - \frac{N}{\tau_e} + F_n \quad (6)$$

where S_m is the master laser source term equal to $S_m = S_{m0} + s_m$, and S_{m0} is the stationary solution of the master equations and s_m is the small signal solution. κ represents the injected power coupling factor and τ_{rt} corresponds to the round-trip time of the field inside the cavity. As it can be seen, the spontaneous emission source term is directly in competition with the injected field. For low values of the injected power (for low value of κ), the equations are the same as those of a free running laser replacing the photon noise F_s by $F_s + \kappa s_m$. The RIN is directly correlated to the amplitude behavior of s_m , introducing cross noise terms like $\langle F_n F_s \rangle$ both for the slave and master lasers.

Using again the small signal approach, the expressions for the stationary solutions N_0 and S_0 , and finally inserting the Langevin noise sources lead to the following expression if $S = S_0 + s$ and $N = N_0 + n$:

$$\frac{\partial s}{\partial t} = \left[v_g g_0 (N_0 - N_t) \left(\Gamma(1 - 2\epsilon S_0) - \epsilon \eta \right) - \frac{1}{\tau_p} \right] s + v_g g_0 (1 - \epsilon S_0) (\Gamma S_0 + \eta) n + F_s + \frac{\kappa}{\tau_{rt}} s_m \quad (7)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - \left(v_g g_0 (N_0 - N_t) (1 - 2\epsilon S_0) \right) s - \left(v_g g_0 (1 - \epsilon S_0) + \frac{1}{\tau_e} \right) n + F_n \quad (8)$$

This last equation may be written:

$$\frac{\partial s}{\partial t} = as + bn + F_s + \frac{\kappa}{\tau_{rt}} s_m \quad (9)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = cs + dn + F_n \quad (10)$$

Finally, the slave laser spectral density amplitude of the relative intensity can be expressed as a function of the master noise as :

$$RIN_s(\omega) = \frac{1}{S_s^2} \frac{b^2 \langle F_n^2 \rangle + (\omega^2 + d^2) (\langle F_s^2 \rangle + \frac{\kappa}{\tau_{rt}} RIN_m(\omega))}{(\omega^2 - \omega_R^2)^2 + 4\Gamma_R^2 \omega^2} \quad (11)$$

where $RIN_i(\omega) = \frac{\langle s_i^2 \rangle}{S_i^2}$; S_i stands for the steady state solution, and $i=s$ or $i=m$ indicating respectively slave and master parameters.

Some of the cross terms are null, especially those including noise from both master and slave lasers. The Langevin noise terms can be given from the expression of the diffusion coefficients. A numerical representation of the solution is given in fig 2.a for a standard case where the master laser is more coherent than the Slave. The power corresponds to the one inside the slave cavity. When the injected power (related to κS_m) is 30 dB lower than the power of the free running slave laser (S_0), no significant change in the slave RIN occurs. For increasing value of κ , the noise decreases from the free running state to be finally as low as the master RIN.

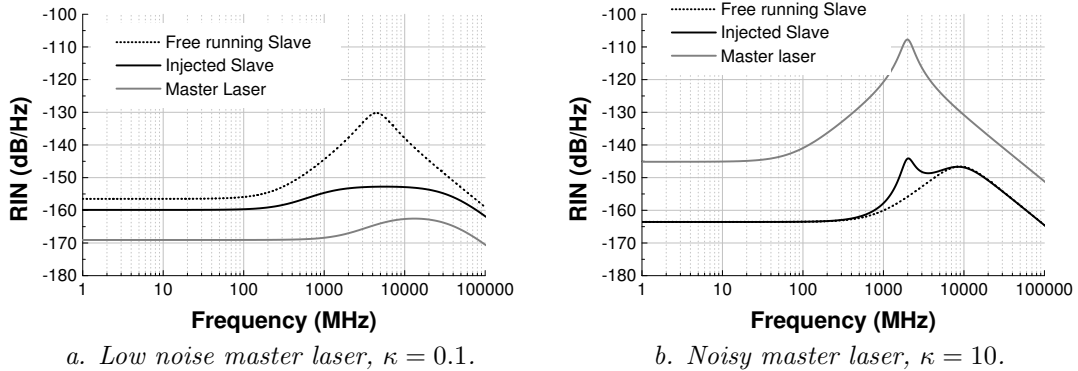


Figure 2. RIN Simulation of injected laser depending on the master laser noise.

In the case of a less coherent master laser, the injected power necessary to observe changes in the slave RIN spectrum, is higher than in the former case (-23 dB versus -30 dB). Furthermore, in the present case, the RIN increase of the injected laser occurs only for frequencies next to the relaxation frequency, even for high injected power. To observe a significant modification of the low-frequency noise, the difference between the injected power and the free running laser must reach 0 dB, which is quite difficult to experimentally realize. The available power as well as the coupling losses and the reflection don't allow us to reach such power.

This increase in the RIN has been observed in the simulations even for a master laser with a higher relaxation frequency. The power necessary to observe variations in the noise spectrum are of the same order of magnitude for both master laser with a lower and higher relaxation frequency than that of the slave.

Another point concerns the sensitivity of the slave laser to master perturbations. The slave laser is much more affected by the injected light, near threshold than far from threshold.

4. EXPERIMENTAL INVESTIGATION

The experimental setup is presented in fig.3. The master laser is a tunable external cavity laser diode. Its wavelength can be chosen to be the one of slave DFB diode at 1551.7 nm. The slave output field is polarized and the master field must be polarized on the same axis. The optical spectrum indicates the operating mode of the injected laser. When locking is obtained, all the slave laser power is concentrated inside a line identical to the master one, and centered at the master wavelength. An amplifier must not be used between the laser and the RIN detection part because it adds its own noise. On the other hand, it does not modify the linewidth of the amplified field.

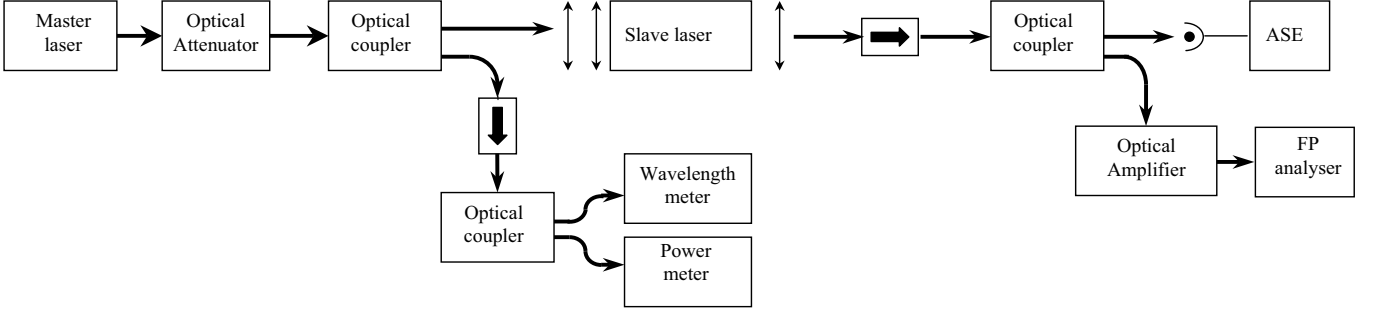


Figure 3. Experimental setup

4.1. Free running lasers

Fig.4 shows the RIN spectrum with and without amplification of the master laser for frequency between 1 MHz - 12 GHz. As it can be seen, the spectrum has not the same shape as in the simulation presented before. A double peak is present at 5.5 GHz, and its harmonic near 11 GHz. External feedback explains this discrepancy. The master tunability is obtained using an external cavity grating, which modifies the RIN. When the signal is amplified, a low frequency increase of a few dB is certainly due "amplified spontaneous emission (ASE)"-"signal" beating.

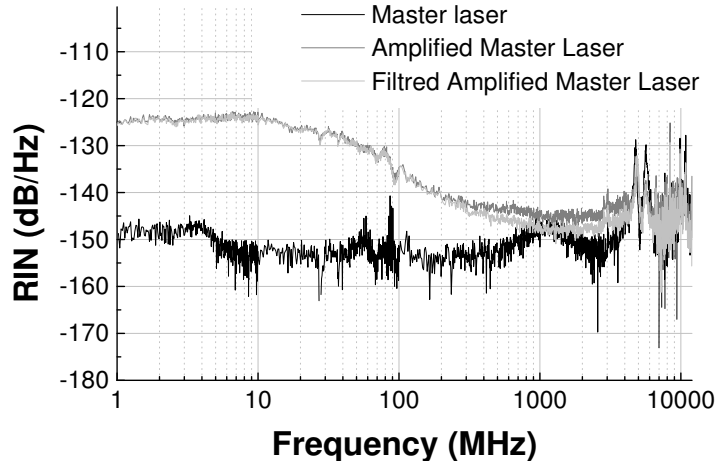


Figure 4. Relative Intensity noise of master laser

It is known from experimentalists that when white spontaneous noise, using for example an erbium-doped fiber amplifier, is added to the laser signal, there is a RIN increase at all frequencies as shown in this figure. With these two configurations (with or without optical amplifier), we have access to a master laser with higher and lower RIN than the slave laser. The non-amplified master laser have a lower RIN than the free running slave laser while amplified master one is noisier with a spectrum composed of an ASE part and an amplified coherent contribution.

When filtering the amplified master laser to suppress the ASE pedestal due to erbium amplifier, the intensity noise is still affected as if there were no filter. It shows that even if the optical spectrum are identical in the two cases (the filter selects the coherent part and removes the ASE), the filtered amplified field has been affected so that the RIN has suffered a definitive increase.

In conclusion, the low frequency noise of the amplified master laser is due to signal-spontaneous beating, and is not affected by an optical filter. Filtering will reduce the low spontaneous-spontaneous beating noise at all frequencies.

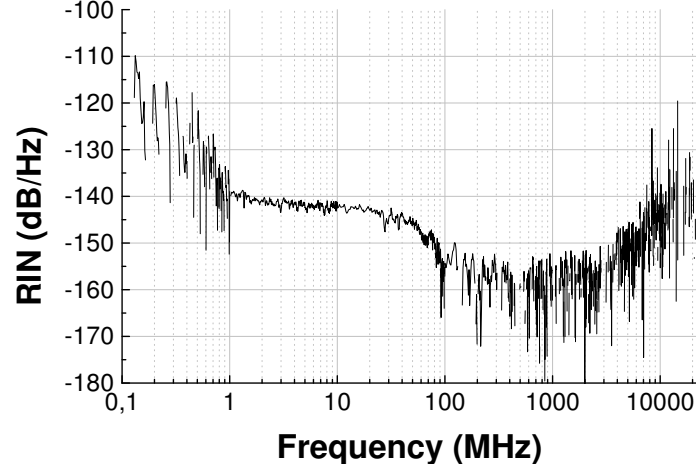


Figure 5. Relative Intensity noise of free running slave laser

Figure 5 presents the free running laser diode RIN spectrum. This diode have been pumped ten times above threshold. The relaxation frequency increases and the RIN decreases as the pumping rate increases.^{3,4,6,21-23} For such pump current the relaxation frequency of the laser is higher than 12 GHz and the noise is below the threshold measurement of -150.dB/Hz at this power. The technique used in this result is a classical one, because the stability of the injected laser is not sufficient to work with our method, which requires several hours of measurements. For a better comparison, all the measurements will be made in the same conditions. For frequencies higher than 200 MHz, the measure is equal to the noise measurement floor. It is limited by the thermal noise floor and the amplification range of the electrical spectrum analyzer, which uses different amplifiers. The total noise floor is then a succession of increasing noise floor. The measured noise of the laser (above the noise floor) is due to the spontaneous-signal beating part of the total RIN spectrum. The signal-signal beating seems to have a very low contribution and is not observed on this measurement.

4.2. Relative Intensity Noise of an optically injected laser

First investigations were done for injection locking. Locking is reached by seeding enough power from the master laser and setting a null detuning; all the power of the slave laser is then concentrated into a spectrum identical to the master one. Therefore, the optical spectrum from the Fabry-Perot analyzer (FPA) shows an important increase of the power at the resonant frequency.

Figure 6 shows different optical spectra of the injected laser when the injected power is increased at a null detuning. When the power is weak (-90 dBm or 1 pW), the optical spectrum of the injected laser is the one of the free running slave. For an intermediate range [-80 dBm, -40 dBm], one observes a selective amplification of the master line; The optical contains two contributions, a pedestal due to the spontaneous emission of the free-running laser, a small peak due to the amplification of the master line. Above this range, saturation appears and all the slave power is transferred into the master line. It is the frequency-locking operating, which corresponds to a saturation of the slave line by the master line.¹⁴

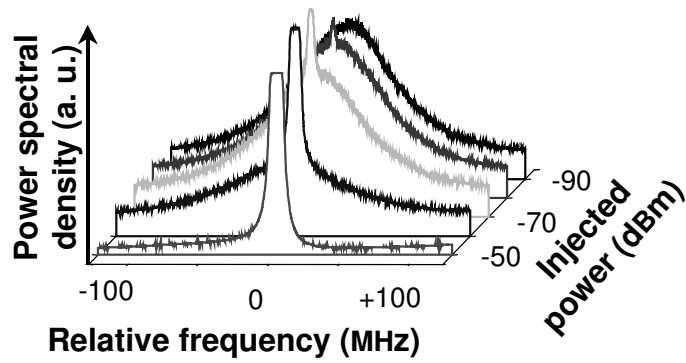


Figure 6. Slave Spectrum for different injected power.

4.3. Injection locking by a more coherent master

Under optical injection, the spontaneous emission source term is under competition with the injected light of the master laser. During injection locking, slave power spectrum is identical to the master laser. The source term seems to be completely replaced by the injected laser field.

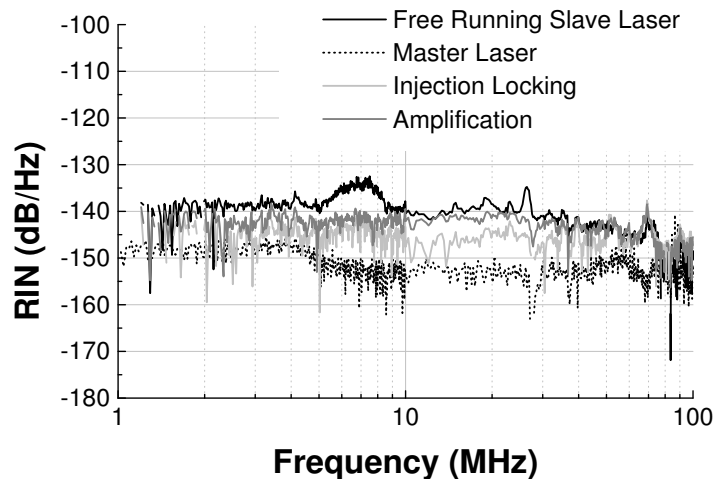


Figure 7. Relative intensity noise of injection locked laser.

We present for the first time, to our knowledge, the RIN of a laser used as an amplifier, and the transition from totally free running operation to injection locked one. Fig 7 shows the evolution of the RIN when the slave is in a locking regime or an amplified regime. This last case is interesting as the linewidth is not conventional and consists in two parts: a pedestal and an amplified component, which is the amplified master line. Free running slave laser and master are plotted for comparison.

The first idea is to assume that the the slave RIN must be reduced to the master laser level thanks to the spectral purity transfer. Fig 7 shows that this is not totally the case in the low frequency range 1-100 MHz, whatever is the regime (locking or amplifying). For a master laser more coherent than the slave laser, a decrease of the noise level is observed. The RIN of the injected laser is reduced when compared to the free running laser, but is still higher than the master one. Above this range or for frequency higher than 100 MHz, one can observe a slave RIN identical to the slave. This part of the curves is not represented because it doesn't bring any information about the laser behavior.

When the slave laser operates as an amplifier, only a part of the slave laser power is used to amplify the master signal. It results in an intermediate RIN between the injection-locked slave RIN and the free-slave RIN as if the laser would have been less coherent than in the locking regime. The variation is continuous from the injection locked to free running operation. Note that this experiment requires precautions as both lasers have their own frequency shift.

4.4. Injection by a noisy master laser

This part presents optical injection by a noisy master device. As explained before, the tunable laser is followed by an optical amplifier used to increase the intensity noise thanks to the ASE-laser signal beating that occurs in the amplifier. A 25 dB increase of the RIN can be observed at low frequency as shown in the figure 8. Such transformation does not modify the spectral linewidth of the amplified master signal.

The previous theoretical simulation indicates that modification can only be seen for higher injected power than for the low injection case. Unfortunately, such power were not available experimentally. We observe no RIN evolution, even for powers that allow us to measure RIN reduction in the low noise case, according to the simulation.

On of the more interesting observation of the High noise master laser is the spectral purity transfer with no intensity noise modification of the slave laser. When injecting a high power but noisy master field, locking mode is reached and the slave laser linewidth becomes equal to the master laser one. However we can also observe that the RIN of the slave laser doesn't increase to the master level.

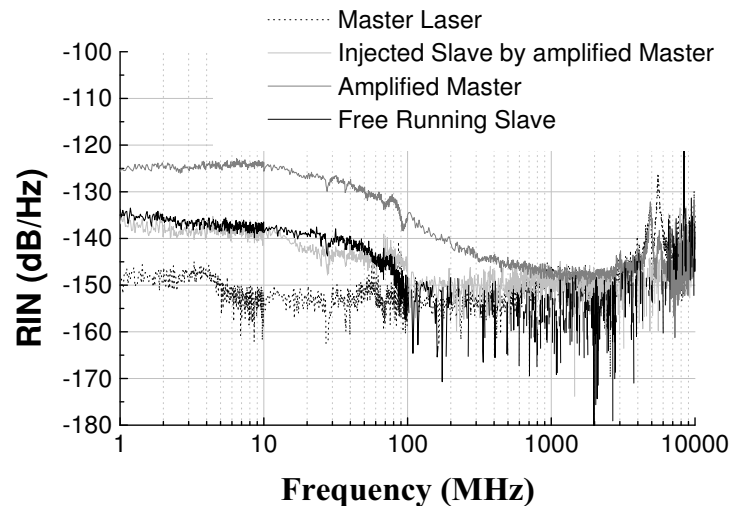


Figure 8. Injection with an amplified master laser.

Figure 8 shows the RIN of the injected slave laser by a high noise master device.

5. CONCLUSION.

Simulation and experimental results of single mode semiconductor laser submitted to optical injection were analyzed. It was the first time that relative intensity noise of a laser used as an amplifier was experimentally observed.

As explained in the simulation part, the sensitivity of the slave laser decreases as the pumping rate increases, for both noisy and more coherent master laser. Simulations present the sensitivity evolution of the slave laser along with the pumping rate. It also gives the different behaviors of the slave laser submitted to low noise and high noise master laser. In the first case, RIN at all frequencies was affected. In the second case, only frequencies near the relaxation were affected.

When using a master laser more coherent than the slave, a RIN reduction from free running laser to injection locking regime can be observed along with a decrease of the injected power. A noisy master laser was also studied. Unfortunately our slave laser under test were not powerful enough to make original observations close to threshold.

All these experimental constraints partially explain why no modification happens when noisy master laser has been employed.

A laser used as an amplifier, is the only way to get in the same time a reduction of the relative intensity noise and an increase of the signal power. It does not add any spontaneous emission in opposition to the classical amplifier, so that the signal to noise ratio is less degraded than in a standard device.

Following studies will concern the use of the generalized Airy functions to interpret the RIN of a laser.

APPENDIX A. GENERALIZED TRANSFER FUNCTION FOR THE LASER

A.1. Airy function generalized to the laser

Let's consider the basic ingredients of a laser: a gain medium inserted into a cavity. The lasing process needs also a source term, which is generally the spontaneous emission generated by the gain medium. Using the Maxwell equations, the equation of the field in the frequency domain can be easily expressed.⁹ Finally, one can obtain the following expression for the electrical field:

$$E(\omega) = \frac{s}{1 - \exp(-L + G) \cdot \exp(-i\phi)} \quad (12)$$

where s represents the source term equal to the spontaneous emission, G is the saturated gain of the medium, L the losses (including mirror and absorption losses) and ϕ is the phase. All these expressions are given after one round-trip inside the laser cavity. This expression could be used for different kinds of cavities such as Fabry-Perot, distributed Bragg Reflector and even for Distributed FeedBack ones. All fields in the pre-cited cavities can be expressed like in the expression (12).

The field intensity is proportional to $|E(\omega)|$, so that the power spectral density $y(x)$ is:

$$y(x) = \frac{S_{sp}}{(1 - e^{-L+G})^2 + 4 \cdot e^{-L+G} \cdot \sin^2(A(x - x_0)/2)} \quad (13)$$

with S_{sp} is the saturated spontaneous emission, x the normalized frequency $x = \pi \cdot \frac{\nu}{c/2 \cdot d}$ and $A = 2 \cdot n_g$, ν the optical frequency and n_g the refractive index in the cavity.

One way to obtain the total optical intensity is to integrate the power spectral density $y(x)$ over all frequencies: $Y = \int y(x) \cdot dx$. The expression (13) could be quite difficult to integrate in an analytical way. When a lorentzian expression is considered ($\sin(A(x - x_0)/2) \simeq A(x - x_0)/2$), one obtains the following expression of Y :

$$Y = \int y \cdot dx = \frac{\pi \cdot S_{sp}}{A} \frac{1}{e^{(-L+G)/2} - e^{3 \cdot (-L+G)/2}} \quad (14)$$

The figure 9.a represents the laser intensity of a laser by the Lamb method, and a numerical integration of the expression 13. These methods give analog result for high pumping rate, but near the threshold. The Airy solution agrees experimental measurements. Spontaneous emission may be taken into account as well for rate equations.²⁴

Fig 9.b represents the normalized intensity and the spectral linewidth versus the pumping rate. For a better visibility, logarithmic scale was chosen. Both linewidth and intensity variation are linear under and over the threshold: they can be approximated by linear solutions. For pumping rate crossing the threshold, evolutions of both parameters are very abrupt: changes over several orders of magnitude occur!

A.2. Power spectral density of an optically injected, laser

This model simply includes the injected field from the master laser by modifying the source term S in the expression 13:

$$S_{inj} = S_{sp} + \eta y_m \quad (15)$$

where y_m represents the power spectral density of the master laser and η the injecting factor. It is well known that optical injection will modify the noise properties of the slave. It has been shown that the RIN of the injected laser will be reduced when injected by a more coherent field.^{4,6,15,16}

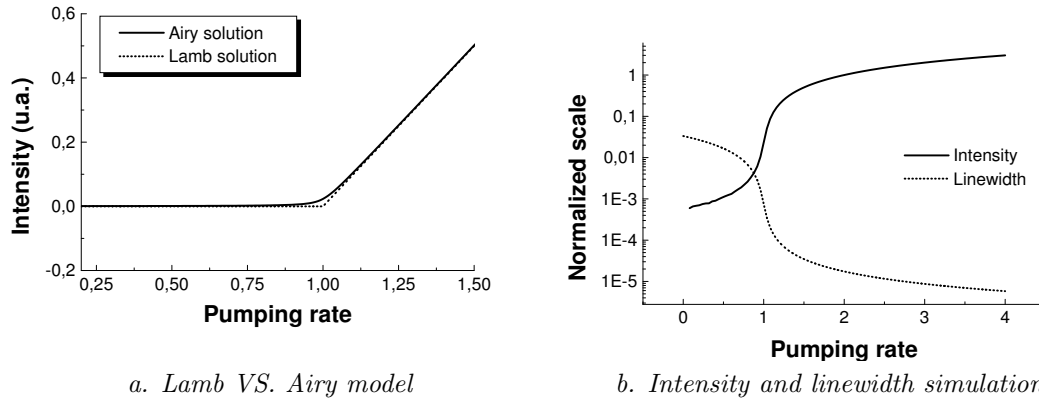


Figure 9. Single mode laser simulation.

REFERENCES

1. H. Stover and W. Steier, Applied Physics Letters., 8, 91 (1966).
2. M. Bondiou et al., Journal of Optics B, vol 2, pp 41-46 (2000)
3. J. Wang and al., Photonics Technology Letters, vol. 8, n. 1 (1996)
4. G. Yabre and al. Journal of Quantum Electronics, vol. 36, n. 3 (2000)
5. H. Shi and al., Photonics Technology Letters, vol 14, n.6, (2002).
6. X. Jin and S.L. Chang, Applied Physics Letters, vol.77, n. 9, (2000)
7. S. Wieczorek and al., Optics Com., vol. 215, pp125-134 (2003)
8. T.B. Simpson and al. Quantum Semiclass. Opt., vol. 9, pp765-784 (1997)
9. G.M. Stéphan, "Semi-classical study of the laser transition", Phys. Rev. A., **55**, pp. 1371-1384 (1997).
10. G.M. Stéphan, "Spectral properties of an injected laser", Phys. Rev. A, **58**, 2467 (1998).
11. S. Blin, PHD Thesis, Rennes I University and Laval University, n 140 (2003)
12. S. Blin, G.M. Stéphan, R. Gabet and P. Besnard, "Amplification process in a laser injected by a narrow band, weak signal" Europhysics Letters, 52, (2000) 60.
13. R. Gabet, G. M. Stéphan, M. Bondiou, P. Besnard and D. Kilper, "Ultra-high sensitivity detector for coherent light: the laser," Opt. Comm. 185, 109-114 (2000).
14. S. Blin, C. Guignard, P. Besnard, R. Gabet, G. M. Stéphan and M. Bondiou, "Phase and spectral properties of optically injected semiconductor lasers," C. R. Physique 4, 687-699 (2003).
15. S. Piazzolla, P. Spano and M. Tamburrini, Journal of Quantum Electronics, vol. 22, n. 12 (1986)
16. P. Spano, S. Piazzolla and M. Tamburrini, Journal of Quantum Electronics, vol. 22, n. 3 (1986)
17. F. Jeremie and al. J. Opt. Soc. Am. B, vol.14, n. 2 (1997)
18. I. Maurin, PHD Thesis, Paris VI University (2002)
19. M.C. Cox and al., Proc.-Sci. Meas. Tech., vol. 145, n. 4 (1998)
20. G.P. Agrawal and N.K. Dutta, "Long Wavelength semiconductor lasers", Von Nostrand Reinhold Company, New York (1986)
21. G. Yabre, Journal of lightwave technology, vol.14, n. 10 (1996)
22. C.H. Chang, L. Chrostowski and C.Chang-Hasnin, "Frequency response enhancement of injection-locked lasers", CLEO2003.
23. L. Chrostowski, C.H. Chang and C Chang-Hasnin, "Reduction of relative intensity noise and improvement of spur-free dynamic range of an injection locked VCSEL", LEOS2003.
24. E. Rosencher, B. Vinter, Optoélectronique, Masson, Paris, 1998 (in French); English translation: Optoelectronics, Cambridge University Press, 2002.

ÉTUDE DU BRUIT RELATIF D'INTENSITÉ D'UN LASER MULTIFRÉQUENCE

Julien POËTTE, Stéphane BLIN, Laurent BRAMERIE, Jean-Claude SIMON, Pascal BESNARD

Groupement d'intérêt scientifique " FOTON " ~ Laboratoire d'optronique CNRS - UMR 6082
École Nationale Supérieure de Sciences Appliquées et de Technologie ~ Université de Rennes 1
6, rue de Kerampont, BP 447, 22305 Lannion Cedex, France
pascal.besnard@enssat.fr

Isabelle CASTONGUAY, Radan SLAVIK, Sophie LAROCHELLE

Centre d'Optique Photonique et Laser ~ Département de génie électrique et de génie informatique
Université Laval, G1K 7P4, Sainte-Foy (Québec), Canada

RÉSUMÉ

La mesure du bruit relatif d'intensité d'un laser à fibre multifréquence fabriqué sur une fibre photosensible codopée erbium-ytterbium pompée à 980 nm est présentée. La structure du laser obtenu par photo-inscription de réseaux à pas variable spatialement décalés est détaillée. Nous montrons que le bruit est plus faible pour l'ensemble des lignes lasers que pour une seule ligne filtrée, mais plus grand que celui du laser à contre-réaction répartie fabriqué sur une fibre similaire. Nous observons aussi une fréquence de relaxation par ligne laser du laser multifréquence.

MOTS CLÉS :

Bruit relatif d'intensité, laser à fibre, contre-réaction répartie, multifréquence.

1. INTRODUCTION

Les lasers à fibre monomodes sont attractifs par leur finesse spectrale (quelques kilohertz), leur accordabilité (plusieurs dizaines de nanomètres), leur simplicité de fabrication et leur compatibilité avec des systèmes à fibre. Les applications sont la métrologie, les capteurs, la spectroscopie, la génération de signaux micro-ondes, le CDMA (Code Division Multiple Access) et le multiplexage fréquentiel pour les télécommunications optiques. L'utilisation de ces lasers dans le cadre d'un multiplexage en fréquence nécessite autant de sources que de canaux. Le laser multifréquence que nous présentons ici est tel que chacun de ses modes porte les mêmes caractéristiques qu'un laser monomode, mais il est à lui seul source de tous les canaux. Afin de quantifier la qualité de ce laser comme source pour un système de télécommunications, nous en étudions le bruit relatif d'intensité, défini comme le rapport de la moyenne des carrés des variations de puissance optique sur le carré de la puissance optique moyenne, et ce à différentes fréquences. Nous commencerons par présenter les caractéristiques du laser multifréquence avant d'en étudier le bruit, en comparaison avec un laser monofréquence.

2. PRÉSENTATION DES LASERS À FIBRE

Le premier laser qui sera caractérisé en bruit est un laser à fibre à contre-réaction répartie fabriqué à l'Université Laval. Il est constitué d'un réseau de Bragg photo-inscrit dans une fibre photosensible copodée erbium-ytterbium pompée à 980 nm, fibre fabriquée à l'Institut National d'Optique (Québec, Canada). Le réseau de Bragg de longueur 28 mm comporte un saut de phase de $\pi/2$ rad afin d'assurer un fonctionnement monomode longitudinal, le saut de phase excentré est situé à 21 mm dans la cavité afin de privilégier la puissance de sortie d'un côté du laser. Le laser étudié a un seuil de 81 mW, une efficacité de 1,6 % et une puissance de 0,3 mW à 1542,97 nm pour 100 mW de pompe. Le second laser est un laser à fibre à contre-réaction répartie [1] commercial de Southampton Photonics. La structure générale du laser est la même que le premier, mais la fibre [1] provient de Southampton Photonics. Le laser étudié a un seuil de 30 mW, une efficacité de 12 % et une puissance de 8,5 mW à 1564,75 nm pour 100 mW de pompe. Le troisième laser est un laser multifréquence [2] du Centre d'Optique Photonique et Laser, comportant 7 lignes lasers séparées de 50 GHz avec une platitude en puissance de 11,3 dB comme le montre la figure 1 (a). Ce laser est fabriqué par photo-inscription de réseaux de Bragg à pas variable sur la même fibre [1] que celui de Southampton Photonics. Les réseaux à pas variable sont identiques : ils sont superposés mais décalés d'une longueur de 2 mm tel que le montre la figure 1 (b). Les réseaux ont une longueur de 55 mm et sont inscrits par utilisation d'un masque de phase à pas variable de 0,745 nm/cm. Le décalage spatial permet d'imposer une différence de fréquence de 50 GHz entre les lignes lasers. Les réseaux à pas variable constituent des miroirs sélectifs en longueur d'onde dont la longueur d'onde centrale dépend de la période donc de la position le long du réseau. Comme le montre la figure 1 (b), il existe ainsi un ensemble de cavités le long du réseau, à des longueurs d'ondes différentes. Comme ces cavités sont réparties dans l'espace, le laser peut avoir un comportement multifréquence à température ambiante même dans le milieu de gain homogène qu'est l'erbium. Nous comprendrons aisément que le nombre de lignes lasers est

directement fonction du taux de pompage compte tenu de la non-uniformité de la pompe le long du réseau, due à la forte absorption de la fibre à cette longueur d'onde. Ainsi, les lignes lasers côté pompe voient leur effet laser apparaître pour une puissance pompe plus faible en entrée que les lignes lasers les plus éloignées donc les moins pompées. Une solution simple serait de pomper le composant des deux côtés. Une autre plus intéressante serait de trouver un profil pour les réseaux qui compense cet effet et qui permette aussi de mieux égaliser la puissance des différentes lignes lasers.

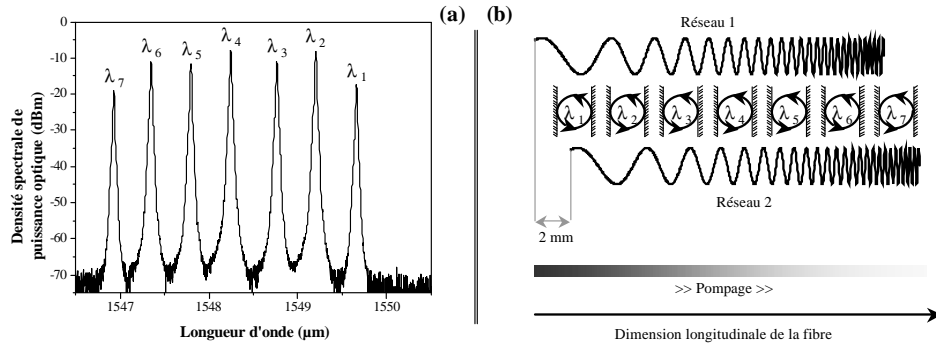


FIG. 1 – Spectre optique (a) et principe (b) du laser à fibre multifréquence.

3. MESURES DE BRUIT RELATIF EN INTENSITÉ DES LASERS

Il existe différents types de bruit dans un laser tels que les bruits d'amplitude ou de phase. Nous nous intéressons ici uniquement au bruit en intensité, communément appelé par son acronyme anglais RIN (Relative Intensity Noise). La mesure de ce dernier n'est pas immédiate car différentes contributions viennent s'ajouter au bruit propre du laser, principalement le bruit thermique et le bruit de grenaille. Le principe de mesure utilisé dans notre laboratoire s'apparente aux mesures effectuées par Cox et al. [3] en 1998. Actuellement, notre mesure de bruit relatif en intensité est matériellement limitée en fréquences sur la plage de 100 kHz à 2 GHz, à comparer à la plage de Cox allant de 100 kHz à 20 GHz. Les mesures de 0 à 100 kHz ne sont possibles du fait du bruit basses fréquences dit en $1/f$. Notre technique expérimentale permet de mesurer des niveaux de bruit beaucoup plus faibles, car notre sensibilité est de -185 dBm/Hz à comparer aux -171 dBm/Hz de Cox (nous pouvons mesurer un bruit de -170 dB/Hz pour 1 mW). Les premières mesures de bruit en intensité des

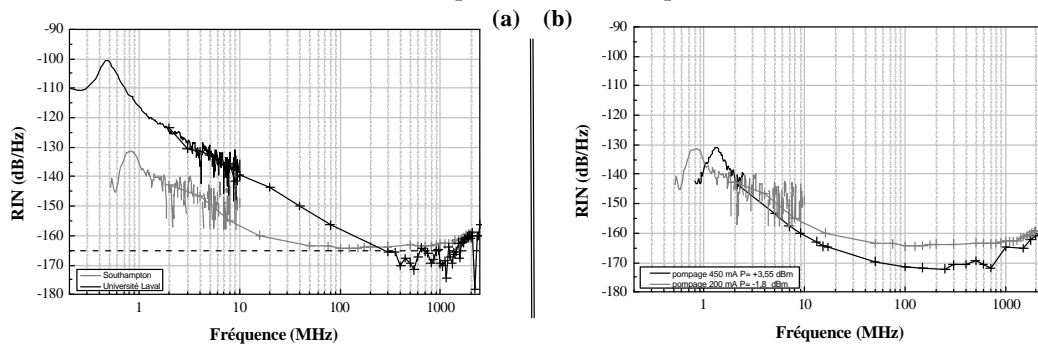


FIG. 2 – Mesures des bruits d'intensité des lasers monofréquences.

Les lignes continues bruitées de gauche sont déduites des mesures à l'analyseur de spectre électrique, les lignes continues marquées de croix sont les mesures utilisant la technique de mesure évoquée. La ligne pointillée est le plancher de mesure de -165 dB/Hz.

lasers présentées figure 2 (a) correspondent aux lasers monofréquences pour une même puissance de sortie. La courbe compare le bruit relatif d'intensité des deux lasers de même structures mais de fibres différentes. Considérons le laser de l'Université Laval. Nous remarquons un maximum du bruit à 500 kHz de -101 dB/Hz caractéristique des fréquences de relaxation du laser à fibre, puis le bruit chute jusqu'à des niveaux de bruit inférieurs au plancher de mesure de -165 dB/Hz. Nous pouvons enfin remarquer grâce à la sensibilité de notre mesure une remontée du bruit au delà de 1 GHz. Nous remarquons le même type d'allure pour le laser de Southampton, mais les fréquences de relaxation sont situées à 850 kHz et correspondent à un maximum de bruit de -132 dB/Hz. Nous remarquons enfin que le bruit relatif d'intensité du laser commercial est globalement plus faible que notre laser autour des fréquences de relaxation, mais plus forte pour des fréquences de l'ordre du gigahertz. Les fréquences de relaxation des deux lasers sont différentes car la relaxation dépend à la fois de la fibre et de la structure de la cavité : elles dépendent des temps de vie des niveaux énergétiques de l'erbium, donc des constituants de la fibre, mais aussi du temps de vie des photons dans la cavité et du

taux de pompage comme le montre la figure 2 (b), pour laquelle deux mesures ont été relevées pour la laser provenant de Southampton. La figure 3 compare les bruits relatifs d'intensité des lasers monofréquence et

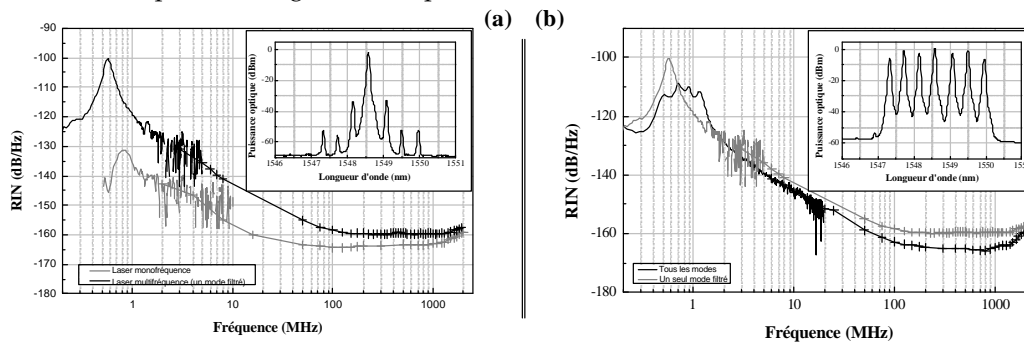


FIG. 3 – Mesures comparées des bruits d'intensité des lasers monofréquence et multifréquence.

Les lignes continues bruitées de gauche sont déduites des mesures à l'analyseur de spectre électrique, les lignes continues marquées de croix sont les mesures utilisant la technique de mesure évoquée.

multifréquence fabriqués sur une fibre similaire. Le graphe (a) correspond à la comparaison des bruits d'intensité du laser monomode et d'une seule ligne laser du laser multifréquence, ligne filtrée par un filtre optique de largeur 0,2 nm dont le spectre optique est présenté dans l'encart du graphe (a). Les lasers ont été pompés par la même source et de telle sorte que la puissance de sortie du laser monomode soit la même que celle de la raie filtrée du laser multifréquence, soit une puissance de -1,8 dBm. Nous remarquons qu'en isolant avec un facteur d'au moins 30 dB une des lignes lasers du multifréquence, nous obtenons un bruit d'intensité plus grand que le laser monofréquence, avec un facteur de 30,4 dB autour des fréquences de relaxation et un facteur d'au moins 4 dB pour les planchers de bruit. Le graphe (b) correspond au bruit en intensité du laser multifréquence seulement et compare l'ensemble des lignes lasers, à la ligne laser filtrée précédente. Nous présentons le spectre optique du laser multifréquence tel qu'il a été analysé dans l'encart du graphe (b). Nous remarquons tout d'abord que le bruit avec toutes les fréquences est moins important que celui d'une seule fréquence : les bruits peuvent se compenser et ne s'ajoutent donc pas forcément comme il a été déjà montré pour les lasers à cavité verticale [4]. Le plancher avec toutes les fréquences atteint quasiment les -165 dB/Hz à comparer aux -160 dB/Hz d'une seule ligne laser. Un autre point intéressant est la structure à plusieurs pics du bruit d'ensemble : chaque ligne laser a sa propre fréquence de relaxation caractéristique du fait que chaque ligne laser a à la fois une structure de cavité et un pompage différents des lignes voisines. Nous n'en dénombrons pas sept ici car certaines d'entre-elles se superposent, mais nous l'avons vérifié avec des mesures effectuées par filtrage de chaque ligne laser.

4. CONCLUSION

Nous avons montré que le laser multifréquence a un bruit relatif d'amplitude de l'ensemble des lignes lasers d'environ 10 dB sous celui d'une seule ligne, et d'au moins 5 dB au dessus d'un laser monofréquence. Nous avons remarqué que chaque ligne laser du laser multifréquence avait sa fréquence propre de relaxation. Avec un maximum du bruit de -110 dB/Hz, le laser multifréquence peut être considéré comme source dans le cadre d'un multiplexage en fréquence ou dans des communications à accès multiple par répartition de code.

Remerciements

Ces travaux ont été réalisés dans le cadre du contrat de plan État-Région " FOTON ", grâce au soutien de la Région Bretagne, du Ministère de la Recherche et des Nouvelles Technologies, et de l'Union Européenne (FEDER).

RÉFÉRENCES

- [1] L. Dong, W. H. Loh, J. E. Caplen, J. D. Minelly, " Efficient single-frequency fiber lasers with novel photosensitive Er/Yb optical fiber ", *Optics Letters*, vol. 22, n°10, pp 694-696, May 1997.
- [2] I. Castonguay, R. Slavik, S. LaRoche, S. Doucet, " Multiwavelength miniature distributed Fabry-Perot fiber laser ", accepté à European Conference on Optical Communication (ECOC 2003), Rimini, Italie, 2003.
- [3] M. C. Cox, N. J. Copner, B. Williams, " High sensitivity precision relative intensity noise calibration standard using low noise reference laser source ", in *IEE Proc.-Sci. Meas. Technol.*, vol. 145, n°4, July 1998.
- [4] N. Boïko, E. Le Cren, G. M. Stéphan, P. Besnard, " Spectrum of vertical-cavity surface-emitting lasers : linewidth properties and non-degeneracy of relaxation oscillation frequencies ", *J. Opt. B : Quantum and Semiclass. Opt.*, Special Issue, vol. 3, n°2, pp. S166-S172, April 2001.

RÉALISATION ET CARACTÉRISATION DE LASERS À FIBRE DFB : IMPORTANCE DE LA VALEUR DU SAUT DE PHASE

Blin Stéphane, Poëtte Julien, Besnard Pascal

École Nationale Supérieure de Sciences Appliquées et de Technologie
Groupement d'intérêt scientifique « FOTON »
Laboratoire d'optronique (CNRS UMR 6082)
6, rue de Kerampont, BP 447, 22305 Lannion Cedex, France
email : sblin@enssat.fr Tél : +33 (0)2 96 46 27 52 Fax : +33 (0)2 96 37 01 99

Castonguay Isabelle, LaRoche Sophie
COPL, Université Laval, Sainte-Foy (Québec), Canada, G1K 7P4

Palavicini Carlos, Jaouën Yves
ENST, CNRS URA 820, 46, rue Barrault, 75634 Paris Cedex 13

Résumé : la caractérisation et la réalisation de lasers à fibre DBR et DFB est présentée. La conception de sources monomodes sur une seule polarisation, accordables et fines spectralement sera décrite. L'importance de la valeur du saut de phase pour les DFB est démontrée par utilisation de réflectométrie complexe.

I INTRODUCTION

Les lasers à fibre apparaissent juste après l'invention du laser [1]. K. O. Hill [2] découvre par la suite les réseaux de Bragg, miroirs sélectifs en longueur d'onde photo-inscrits dans la fibre, ce qui amène aux lasers à fibre de type DBR (Distributed Bragg Reflector) [3], puis DFB (Distributed Feedback) [4]. De nombreuses études sont poursuivies par la suite pour obtenir des sources monomodes robustes et accordables. Les applications sont variées : hautes capacités en multiplexage fréquentiel (télécommunications), systèmes de télécommunication cohérente, LIDAR (LIght Detection And Ranging), capteurs à fibres, spectroscopie. Actuellement, seule l'université de Southampton et la société Koheras (Birkerød, Danemark) sont capables de fabriquer et commercialiser de telles sources : de nombreux phénomènes ne sont pas encore expliqués ou même connus. Nous étudierons ici les lasers à fibre de type DBR et DFB obtenus par photo-inscription de réseaux de Bragg sur fibre photosensible dopée à l'erbium (Er^{3+}) seulement ou avec de l'Ytterbium (Er^{3+} - Yb^{3+}), et pompée à 980 nm. Nous discuterons en particulier l'obtention d'un régime mono fréquence continu sur une seule polarisation et montrerons expérimentalement l'importance du saut de phase dans les DFB.

II FABRICATION DES LASERS À FIBRE

La fibre utilisée assure un fonctionnement monomode transverse du laser. Le milieu actif est constitué par la fibre dopée pompée optiquement à 980 nm. La cavité repose sur la technologie des réseaux de Bragg. Pour les lasers de type DBR, la cavité est formée par deux réseaux photo-inscrits suffisamment proches (10 mm) : l'Intervalle Spectral Libre (10 GHz) comparé à la largeur spectrale à 3 dB de la réflectivité d'un réseau (25 GHz) assure un fonctionnement monomode longitudinal. Dans le cadre de lasers à fibre de type DFB, la cavité répartie (50 mm) est constituée d'un seul réseau de Bragg. La photo-inscription d'un saut de phase permanent de $\pi/2$ dans le réseau permet la sélection d'un seul mode longitudinal. En effet, la longueur d'onde de Bragg est une longueur d'onde qui ne peut résonner de manière stationnaire après un aller-retour dans la cavité sans ce saut de phase [5].

Les réseaux sont photo-inscrits au COPL selon une méthode classique par masque de phase [6]. Le laser ultraviolet utilisé est polarisé perpendiculairement à la fibre afin d'induire une plus grande biréfringence dans les réseaux. Pour introduire un saut de phase permanent dans les lasers DFB, le masque de phase est placé sur une céramique piézo-électrique. À la position voulue dans le réseau, le masque est déplacé d'un quart de période. Les parties du réseau situées avant et après le saut de phase sont déphasées de $\pi/2$.

Pendant la photo-inscription, le rayonnement d'une source large bande est injectée dans la fibre afin de contrôler la fabrication du réseau en observant son spectre en transmission. Concomitamment, un pompage à 980 nm de la fibre nous permet de voir apparaître l'effet laser et d'arrêter la photo-inscription au moment le plus opportun.

III CARACTÉRISATION DES LASERS

Deux fibres différentes ont été testées pour la réalisation de nos lasers. La première est une fibre fortement dopée Er^{3+} (1400 ppm-poids %) afin de compenser la courte longueur des cavités DBR. La caractérisation effectuée (Figure 1) à l'ENSSAT des lasers DBR fabriqués montre un fonctionnement impulsionnel (graphe gauche) d'enveloppe chaotique (graphe droite). Ce phénomène a déjà été observé et expliqué dans notre laboratoire [7]. Il est dû à de trop forts dopages en Er^{3+} : les ions Er^{3+} se regroupent par paires et se comportent comme des absorbants saturables, ce qui confère au laser son fonctionnement impulsionnel.

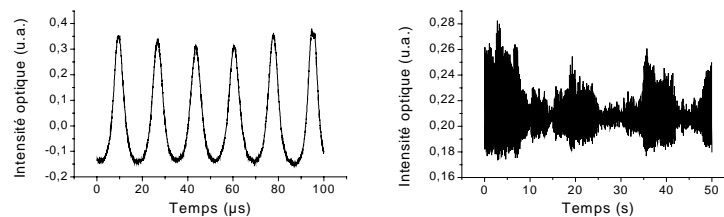


Figure 1 : caractérisation temporelle d'un laser DBR sur fibre Er^{3+}

L'utilisation du codopage $\text{Er}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$ diminue nettement ces effets : les ions Yb^{3+} situés entre les Er^{3+} empêchent la formation de paires d'ions erbium. De plus, les ions Yb^{3+} absorbent la pompe puis transfèrent l'énergie aux ions Er^{3+} , ce qui permet une même efficacité pour un dopage Er^{3+} plus faible. Quelques unes des caractérisations sont présentées figure 2. Les lasers obtenus sont très sensibles à toute perturbation : température, son, vibrations, réflexions... Un bon conditionnement du composant nous a permis, sans torsion de la fibre, d'obtenir des sources fines spectralement (largeur inférieure à 20 kHz), accordables sur plus de 4 nm par étirement sans saut de mode, monomodes avec un seul mode de polarisation (a). Cependant, la moindre perturbation amène la naissance d'un deuxième mode de polarisation, ainsi que de fortes instabilités temporelles du laser (b). D'autre part, certains échantillons ont un comportement curieux comme le montre la caractéristique puissance versus pompage (c) : un premier mode commence à naître autour de 50 mW de pompe, avant de disparaître pour laisser place au même mode longitudinal (même polarisation) pour de plus forts pompages. Nous avons remarqué qu'en appliquant de légères contraintes par pression sur le réseau, nous pouvions accroître considérablement la puissance du mode observé à 50 mW.

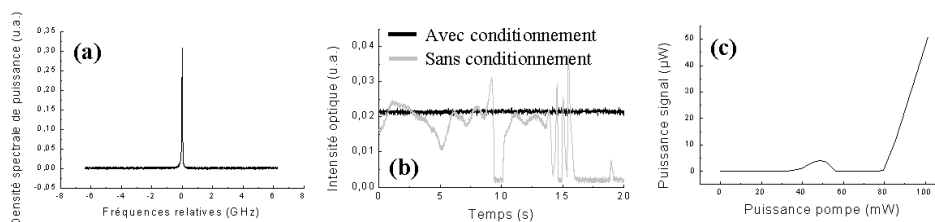


Figure 2 : caractérisations de lasers DFB sur fibre codopée $\text{Er}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$

IV CARACTÉRISATION D'UN LASER DFB : RÉFLECTOMÉTRIE COMPLEXE

Afin de connaître les causes de cette curiosité, nous caractérisons le laser au moyen d'un réflectomètre à faible cohérence sensible à la phase développé à l'ENST [8]. L'expérience repose sur un interféromètre de Michelson illuminé par une source blanche : le premier bras est un miroir mobile, le deuxième le laser DFB. Nous pouvons déduire l'évolution de la phase (à 2% près) le long du laser à partir des réflectogrammes. La faible cohérence de la source blanche apporte une grande résolution spatiale ($< 3,5 \mu\text{m}$). Un analyseur de spectre optique connecté à l'autre voie laser permet d'observer le fonctionnement laser.

Les résultats de l'expérience sont présentés figure 3. On pompe le laser à 50 mW. Sans contrainte mécanique, nous n'observons que le spectre en transmission du réseau : il n'y a pas d'effet laser (a). Nous remarquons aussi (b) que la valeur du saut de phase du réseau n'est pas de $\pi/2$: l'écart à cette grandeur optimale pour le fonctionnement monomode longitudinal de nos lasers est de 20%. Par contre, par application de la contrainte, un régime laser est obtenu (c), et la valeur du saut de phase mesurée est de $\pi/2$ exactement (d).

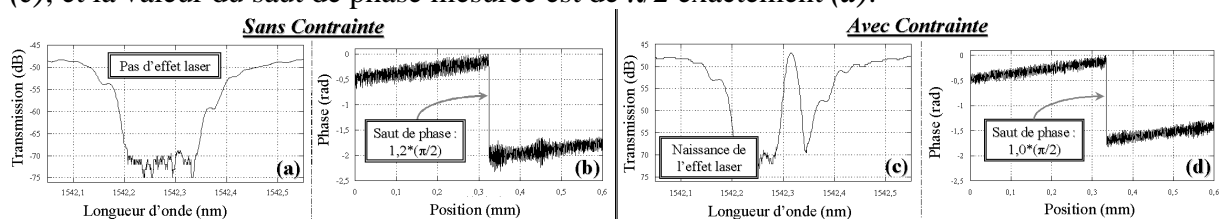


Figure 3 : résultats de l'étude par réflectométrie

Nous ne connaissons pas actuellement les incidences exactes de la pression appliquée sur le laser, et devons les déterminer pour connaître les facteurs limitatifs de nos lasers.

V CONCLUSION

Nous avons présenté dans cet article la fabrication et les progrès réalisés dans la conception de sources monomodes accordables à une seule polarisation de type lasers à fibre. Certains problèmes ont été identifiés et résolus. D'autres ne le sont pas encore, mais l'utilisation de la réflectométrie complexe nous a permis de mettre en évidence une relation apparente entre la valeur du saut de phase des DFB et les curiosités dans le fonctionnement de certains lasers.

Merci à Sylvain Fève, Tran Thi Tam, et l'INO (Sainte-Foy, Québec, Canada) pour la fibre.

- 1- "Amplification in Fiber Laser", C. Koester and E. Snitzer, Applied Optics (1964)
- 2- "Photosensitivity in optical fiber waveguides : Application to reflection filter fabrication", K. O. Hill et al., Appl. Phys. Lett. (1978)
- 3- "Single longitudinal mode operation of a Nd^{3+} -doped fibre laser", I. M. Jauncey et al, Electronics Letters (1988)
- 4- " $1,5 \mu\text{m}$ $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$ -doped fiber DFB laser", J. T. Kringlebotn et al, Conf. on Lasers and Electro-Optics (1994)
- 5- "Handbook of Distributed Feedback Laser Diodes", G. Morthier et P. Vankwikelberge, ISBN 0-89006-607-8 (1997)
- 6- "Formation of Bragg gratings in optical fibre by a transverse holographic method", G. Meltz et al., Optics Letters (1989)
- 7- "Self-pulsing in Er^{3+} -doped fiber laser", P. Le Boudec et al., Optical and quantum electronics (1993)
- 8- "Quantification des discontinuités dans les réseaux de Bragg par réflectométrie complexe à faible cohérence", C. Palavicini *et al*, soumis aux JNOG 2002

Bibliographie

- [1] Siegman, *Lasers*. university science books ed.
- [2] G. Agrawal and N. Dutta, *Long-Wavelength Semiconductor Lasers*. Van Nostrand Reinhold company, New York.
- [3] T. Chartier, *Etude Expérimentale et Théorie Du Laser À Fibre Dopée Néodyme : Synthèse Des Propriétés Vectorielles et Longitudinales*. PhD thesis, Université de Rennes I, 1997.
- [4] M. Lax, "Fluctuations from the Nonequilibrium Steady State," *Reviews of modern physics*, vol. 32, pp. 25–64, January 1960.
- [5] M. Lax, "Formal Theory of Quantum Fluctuations from a Driven State," *Physical Review*, vol. 129, pp. 2342–2348, March 1963.
- [6] M. Lax, "Classical Noise IV : Langevin Methods," *Reviews of Modern Physics*, vol. 38, pp. 541–566, July 1966.
- [7] D. McCumber, "Intensity Fluctuations in the Output of Cw Laser Oscillators," *Physical Review*, vol. 141, pp. 306–322, January 1966.
- [8] H. Haug, "Quantum-Mechanical Rate Equations for Semiconductor Lasers," *Physical Review*, vol. 184, pp. 338–348, August 1969.
- [9] D. Marcuse, "Computer Simulation of Laser Photon Fluctuations : Single Cavity Laser Results," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 20, pp. 1148–1155, October 1984.
- [10] D. Marcuse, "Computer Simulation of Laser Photon Fluctuations : Theory of Single-Cavity Laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 20, pp. 1139–1148, October 1984.
- [11] W. Rigrod, "Saturation Effects in High-Gain Laser," *Journal of Applied Physics*, vol. 36, pp. 2487–2490, August 1965.
- [12] I. Maurin, *Etude Du Bruit Quantique Dans Les Lasers À Semi-Conducteurs (VCSELs et Diodes Laser)*. PhD thesis, Université Paris VI, 2002.
- [13] M.-B. Bibey, *Transmission Optique D'un Signal Hyperfréquence À Haute Pureté Spectrale*. PhD thesis, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1998.
- [14] G. Agrawal and G. Gray, "Intensity and Phase Noise in Microcavity Surface-Emitting Semiconductor Lasers," *Applied Physics Letters*, vol. 59, pp. 399–401, July 1991.

- [15] M. Yamada, "Variation of Intensity Noise and Frequency Noise with the Spontaneous Emission Factor in Semiconductor Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, pp. 1511–1519, July 1994.
- [16] Y.-Z. Huang, "On the rate equations of semiconductor lasers for measuring spontaneous emission factor," *PTL*, vol. 7, pp. 977–979, September 1995.
- [17] X. Lu, C. Su, R. Lauer, G. Meslener, and L. Ulbricht, "Analysis of Relative Intensity Noise in Semiconductor Lasers and its Effect on Subcarrier Multiplexed Lightwave Systems," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 12, pp. 1159–1166, July 1992.
- [18] Y. Qian, P. Varming, J. Povlsen, and V. Lauridsen, "Dynamic noise responses of DFB fibre lasers in presence of pump power fluctuations," *EL*, vol. 35, pp. 299–300, February 1999.
- [19] M. Ahmed, M. Yamada, and M. Saito, "Numerical modeling of intensity and phase noise in semiconductor lasers," *JQE*, vol. 37, pp. 1600–1610, December 2001.
- [20] C. Su, J. Schlafer, and R. Lauer, "Explanation of Low-Frequency Relative Intensity Noise in Semiconductor Lasers," *Applied Physics Letters*, vol. 57, pp. 849–851, August 1990.
- [21] A. Czylik, "A Theoretical Analysis of the Transient Intensity Noise of Semiconductor Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 25, pp. 39–46, January 1989.
- [22] J. Johnson, "Thermal Agitation of Electricity in Conductors," *Physical Review*, vol. 32, pp. 97–109, July 1928.
- [23] H. Nyquist, "Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors," *Physical Review*, vol. 32, pp. 110–113, July 1928.
- [24] L. Davidovich, "Sub-Poissonian Processes in Quantum Optics," *Reviews of Modern Physics*, vol. 68, pp. 127–173, 1996.
- [25] Y.-Q. Li and M. Xiao, "Generation and Applications of Amplitude-Squeezed States of Light from Semiconductor Diode Lasers," *Optics Express*, vol. 2, pp. 110–117, February 1998.
- [26] H. Haus, "Quantum Noise, Quantum Measurement, and Squeezing," *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics*, no. 6, pp. S626–S633, 2004.
- [27] M. Meissner, C. Marquardt, J. Heersink, T. Gaber, A. Wietfeld, G. Leuchs, and U. Andersen, "All-Fibre Source of Amplitude Squeezed Light Pulses," *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics*, vol. 6, pp. S652–S657, 2004.
- [28] E. Rønnekleiv, "Frequency and intensity noise of single frequency fiber Bragg grating lasers," *OFT*, vol. 7, pp. 206–232, 2001.
- [29] S. Braunstein, "Homodyne Statistics," *Physical Review A*, vol. 42, pp. 474–481, July 1990.

- [30] K. Banaszek and K. Wódkiewicz, "Operational Theory of Homodyne Detection," *Physical Review A*, vol. 55, pp. 3117–3123, April 1997.
- [31] E. Goobar, "A Michelson Interferometer with Balanced Detection for the Characterization of Modulation and Noise Properties of Semiconductor Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, pp. 1116–1130, April 1993.
- [32] L. Conti, M. D. Rosa, and F. Marin, "Low-Amplitude-Noise Laser for AURIGA Detector Optical Readout," *Applied Optics*, vol. 39, pp. 5732–5738, November 2000.
- [33] J. Pöizat, T. Chang, and P. Grangier, "Quantum Intensity Noise of Laser Diodes and Nonorthogonal Spatial Eigenmodes," *Physical Review A*, vol. 61, no. 43807, 2000.
- [34] F. Jérémie, J. Vey, and P. Gallion, "Optical Corpuscular Theory of Semiconductor Laser Intensity Noise and Intensity Squeezed-Light Generation," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 14, pp. 250–257, February 1997.
- [35] T. Opatrny, D. Welsh, and W. Vogel, "Homodyne Detection for Measuring Internal Quantum Correlations of Optical Pulses," *Physical Review A*, vol. 55, pp. 1416–1422, February 1997.
- [36] F. Grosshans and P. Grangier, "Effective Quantum Efficiency in the Pulsed Homodyne Detection of a N-Photon State," *The European Physical Journal D*, vol. 14, pp. 119–125, April 2001.
- [37] H. Hansen, T. Aichele, C. Hettich, P. Lodahl, A. Lvovsky, J. Mlynek, and S. Schiller, "Ultrasensitive Pulsed, Balanced Homodyne Detector: Application to Time Domain Quantum Measurements," *Optics Letters*, vol. 26, pp. 1714–1716, November 2001.
- [38] T. Hirano, H. Yamanaka, M. Ashikaga, T. Konishi, and R. Namiki, "Quantum Cryptography Using Pulsed Homodyne Detection," *Physical Review A*, vol. 68, no. 42331, 2003.
- [39] K.-X. Sun, M. M. Fejer, E. K. Gustafson, and R. L. Byer, "Balanced Heterodyne Signal Extraction in a Postmodulated Sagnac Interferometer at Low Frequency," *Optics Letters*, vol. 22, pp. 1485–1487, October 1997.
- [40] H. Shi, D. Cohen, J. Barton, M. Majewski, L. Coldren, M. Larson, and G. Fish, "Relative intensity noise measurements of a widely tunable sampled grating DBR laser," *PTL*, vol. 14, pp. 759–761, June 2002.
- [41] M. Cox, N.J. Copner, and B. Williams, "High sensitivity precision relative intensity noise calibration standard using low noise reference laser source," *PSMT*, vol. 145, pp. 163–165, July 1998.
- [42] G.E. Obarski, "Transfer standard for the spectral density of relative intensity noise of optical fiber sources near 1550 nm," *JOSAB*, vol. 18, pp. 750–761, June 2001.
- [43] I. Joindot, *Bruit Relatif D'intensité Des Lasers À Semiconducteur*. PhD thesis, Université des Sciences et Techniques du Languedoc (Montpellier), 1990.

- [44] G. Ball, G. Hull-Allen, C. Holton, and W. Morey, "Low noise single frequency linear fibre laser," *EL*, vol. 29, pp. 1623–1625, September 1993.
- [45] T. Newson, F. Farahi, J. Jones, and D. Jackson, "Reduction of Semiconductor Laser Diode Phase and Amplitude Noise in Interferometric Fiber Optic Sensors," *Applied Optics*, vol. 28, pp. 4210–4215, October 1989.
- [46] P. Langlois, D. Gay, N. McCarthy, and M. Piché, "Noise Reduction in a Mode-Locked Semiconductor Laser by Coherent Photon Seeding," *Optics Letters*, vol. 32, pp. 114–116, January 1998.
- [47] H. Cao, W. Warren, A. Dogariu, A. Kuzmich, and L. Wang, "Optical Intensity Noise Reduction Via Two-Photon Absorption," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 20, pp. 560–563, 2003.
- [48] S. Mathai, F. Capelluti, T. Jung, D. Novak, R. Waterhouse, G. Ghione, and M. Wu, "Simultaneous Suppression of Laser Relative Intensity Noise : Second- and Third-Order Distortions Using a Balanced Electro-Absorption Modulator," in *Proc. SPIE Vol. 4490*, pp. 11–15, Proc. SPIE Vol. 4490, p. 11-15, Multifrequency Electronic/Photonic Devices and Systems for Dual-Use Applications, December 2001.
- [49] P. Doussière, *Contribution à l'étude et à la réalisation d'amplificateurs optiques à semi-conducteur*. PhD thesis, Université de Nice, 1989.
- [50] K. Manes and A. Siegman, "Observation of Quantum Phase Fluctuations in Infrared Gas Lasers," *Physical Review A*, vol. 4, pp. 373–386, July 1971.
- [51] M. Tamburrini, P. Spano, and S. Piazzolla, "Influence of an External Cavity on Semiconductor Laser Phase Noise," *Applied Physics Letters*, vol. 43, pp. 410–412, September 1983.
- [52] G. Vannucci, L. J. Greenstein, and G. J. Foschini, "The Detection and Analysis of Coherent Lightwave Signals Corrupted by Laser Phase Noise," *Proceedings of the Fourth Tirrenia International Workshop on Digital Communications*, pp. 117–131, September 1989.
- [53] J. Camparo and P. Lambropoulos, "Quantum-Mechanical Interference Between Optical Transitions and the Effect of Laser Phase Noise," *Physical Review A*, vol. 55, pp. 552–560, January 1997.
- [54] G. Galzerano, E. Sani, A. Toncellu, S. Taccheo, M. Tonelli, and P. Laporta, "Experimental Investigation of the 2.1- μm Single-Mode Tm-Ho : KYF Laser," *Applied Physics B*, vol. 72, pp. 733–736, 2004.
- [55] W. Shieh and L. Maleki, "Phase noise characterization by carrier suppression techniques in RF photonic systems," *PTL*, vol. 17, pp. 474–476, February 2005.
- [56] L. Turner, K. Weber, C. Hawthorn, and R. Scholten, "Frequency Noise Characterisation of Narrow Linewidth Diode Lasers," *Optics Communications*, vol. 201, pp. 391–397, January 2002.

- [57] J. Tourenç, P. Signoret, M. Myara, M. Bellon, J. Perez, R. A. J.M. Gosalbes, and B. Orsal, "Low-Frequency FM-Noise-Induced Lineshape : A Theroretical and Experimental Approach," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 41, pp. 549–553, April 2005.
- [58] K.P.Koo, A. Kersey, A. Dandridge, and G. Ball, "Enhancement of laser phase noise to intensity noise conversion by fiber nonlinearity and its impact on intensity modulation system performance," vol. 3230, pp. 297–298, Optical Fiber Communication Conference, 1995.
- [59] G. Ball, C. Hugh-Allen, and J. Livas, "Frequency noise of a brag grating fiber laser," *EL*, vol. 30, pp. 1229–1230, July 1994.
- [60] M. Choy, J. Gimlett, R. Welter, L. Kazovsky, and N.K.Cheung, "Interferometric conversion of laser phase noise to intensity noise by single-mode fibre-optic component," *EL*, vol. 23, pp. 1151–1152, October 1987.
- [61] S. Yamamoto, N. Edagawa, H. Taga, Y. Yoshida, and H. Wakabayashi, "Analysis of Laser Pahse Noise to Intensity Noise Conversion by Chromatic Dispersion in Intensity Modulation and Direct Detection Optical-Fiber Transmission," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 8, pp. 1716–1722, November 1990.
- [62] J. Camparo and J. Coffey, "Conversion of Laser Phase Noise to Amplitude Noise in a Resonant Atomic Vapor : The Role of Laser Linewidth," *Physical Review A*, vol. 59, pp. 728–735, January 1999.
- [63] W. Marshall, B. Crosignani, and A. Yariv, "Laser Phase Noise to Intensity Noise Conversion by Lowest-Order Group-Velocity Dispersion in Optical Fiber : Exact Theory," *Optics Letters*, vol. 25, pp. 165–167, February 2000.
- [64] M. R. Salehi and B. Cabon, "Theroretical and Experimental Analysis of Influence of Phase-to-Intensity Noise Conversion in Interferometric Systems," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, pp. 1510–1518, June 2004.
- [65] J. Morgado and A. cartaxo, "Enhancement of laser phase noise to intensity noise conversion by fiber nonlinearity and its impact on intensity modulation system performance," vol. 3230, pp. 30–41, Proceedings of SPIE, 1997.
- [66] R. Ribeiro, J. D. Rocha, and A. Cartaxo, "Influence of Laser Pahse Noise on Dispersive Optical Fiber Communication Systems," *High Technology Letters*, vol. 7, pp. 1510–1512, December 1995.
- [67] S. Kai and F. Chongcheng, "Influence of laser phase noise on nonlinear optical fiber transmission system," *PTL*, vol. 4, pp. 52–54, June 1998.
- [68] F. Farokhrooz, H. Tafti, and J.P.Raina, "Combined effect of fiber dispersion induced amplitude noise , laser phase noise and shot noise on coherent optical fiber communication systems," vol. 2378, pp. 128–136, Proceedings of SPIE, 1995.
- [69] J.P.Dakin and P.B.Withers, "The reduction of semiconductor laser pahse noise for sensor applications," *Optica Acta*, vol. 33, no. 4, pp. 489–499, 1986.

- [70] A. Kersey and T. Berkoff, "Passive laser phase noise suppression technique for fiber interferometer," vol. 1367, pp. 310–318, *Proceedings of SPIE*, 1990.
- [71] T. Erdogan, "Fiber Grating Spectra," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 15, pp. 1277–1294, August 1997.
- [72] G.A. Ball and W. Glenn, "Design of a Single-Mode Linear-Cavity Erbium Fiber Laser Utilizing Bragg Reflectors," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 10, pp. 1338–1343, October 1992.
- [73] J. Zyskind, V. Mizrahi, D. DiGiovanni, and J. Sulhoff, "Short Single Frequency Erbium-Doped Fibre Laser," *Electronics Letters*, vol. 28, pp. 1385–1387, July 1992.
- [74] A. Asseh, H. Storoy, J. Kringlebotn, W. Margulis, B. Sahlgren, S. Sandgren, R. Stubbe, and G. Edwall, "10cm YB3+ DFB Fibre Laser with Permanent Phase Shifted Grating," *Electronics Letters*, vol. 31, pp. 969–970, June 1995.
- [75] M. Sejka, P. Varming, J. Hübner, and K. Kristensen, "Distributed Feedback Er3+-Doped Fibre Laser," *Electronics Letters*, vol. 31, pp. 1445–1446, August 1995.
- [76] S. Yu, T. Yuk, and P. Shum, "Dynamic Analysis of Erbium-Doped Optically Pumped Waveguide Lasers Using a Time-Domain Travelling Wave Model," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 29, pp. 683–696, 1997.
- [77] V. Lauridsen, J. Povlsen, and P. Varming, "Design of DFB Fibre Lasers," *Electronics Letters*, vol. 34, pp. 2028–2030, October 1998.
- [78] S. Taccheo, P. Laporta, O. Svelto, and G. D. Geronimo, "Theoretical and experimental analysis of intensity noise in a codoped Erbium-Ytterbium galss-laser," *APL*, vol. 66, pp. 19–26, 1998.
- [79] R. Wu, J. Myers, and C. Rapp, "Fluorescence Lifetime and 980nm Pump Energy Transfer Dynamics in Erbium and Ytterbium Co-Doped Phosphate Laser Glasses," No. 4968-1, pp. 4968–1, *Photonics West*, 2003.
- [80] P. Lemaire, R. Atkins, V. Mizrahi, and W. Reed, "High Pressure H2 Loading as a Technique for Achieving Ultrahigh UV Photosensitivity and Thermal Sensitivity in GeO2 Doped Optical Fibres," *Electronics Letters*, vol. 29, pp. 1191–1193, June 1993.
- [81] G. Cranch, M. Englund, and C. Kirkendall, "Intensity Noise Characteristics of Erbium-Doped Distributed-Feedback Fiber Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 39, pp. 1579–1586, December 2003.
- [82] L. Fu, M. Ibsen, M. Mokhtar, and M. Gunning, "Wideband compression-tuned all-fibre DFB laser : Analysis and characterisation," vol. 1, pp. 235–237, *OFC 2003*, 2003.
- [83] E. Rønnekleiv, S. Løvseth, J. Kringlebotn, and O. As, "Er-doped fiber distributed feedback lasers - properties, applications and design considerations," *PSPIE*, vol. 4943, pp. 69–80, 2003.

- [84] C. Spiegelberg, J. Geng, Y. Hu, Y. Kaneda, J. Wang, W. Li, M. Brutsh, S. Hocde, M. Chen, J. babico, K. Barry, W. Eaton, W. Blake, D. Eigen, and S. Jiang, "Compact 100 mW fiber laser with 2 KHz linewidth," vol. postdeadline papers, OFC 2003, 2003.
- [85] A. Saaverda, P.J. Rigole, E. Goobar, R. Schatz, and S. Nilsson, "Relative intensity noise and linewidth measurements of a widely tunable GCSR laser," *PTL*, vol. 10, pp. 481–483, April 1998.
- [86] L. Zei, J. Kropp, and K. Petermann, "Noise performance of multimode VCSELs," *JLT*, vol. 19, pp. 884–891, June 2001.
- [87] K. Ylä-Jarkko and A. Grudini, "Performance limitations of high-power DFB fiber lasers," *PTL*, vol. 15, pp. 191–193, February 2003.
- [88] S. Blin, *Réalisation de Lasers À Fibre À Contre-Réaction Répartie Pour L'étude de L'injection Optique : Comparaison À L'injection Avec Des Lasers À Semi-Conducteurs*. PhD thesis, Université de Rennes I (France) - Faculté des études supérieures de l'université Laval (Québec, Canada), 2003.
- [89] C. Spiegelberg, J. Geng, Y. Hu, Y. Kaneda, S. Jiang, and . Peyghambarian, "Low-Noise Narrow-Linewidth Fiber Laser at 1550 Nm (June 2003)," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, pp. 57–62, January 2004.
- [90] S. Løvseth and D. Stepanov, "Dynamic analysis of multiple wavelength DFB fiber laser," *JQE*, vol. 37, pp. 1237–1245, October 2001.
- [91] L. Bastard, S. Blaize, and J. Broquin, "Glass integrated optics ultranarrow linewidth distributed feedback laser matrix for dense wavelength division multiplexing," *OE*, vol. 42, pp. 2800–2804, October 2003.
- [92] G. Brochu, R. Slavik, and S. Laroche, "Ultra-Compact 52 mW 50-GHz Spaced 16 Channels Narrow-Line and Single-Polarization Fiber Laser," Optical Fiber Communication Conference 2004 (OFC 04), Los Angeles, CA, USA, postdeadline paper PDP22., March 2004.
- [93] K. Croussore, D. Kilper, and M. A. Raja, "Polarization-Resolved Intensity Noise in Erbium-Ytterbium Codoped Fiber Lasers," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 21, pp. 865–870, May 2004.
- [94] R. Wentworth, G. Bodeep, and T. Darcie, "Laser mode partition noise in lightwave systems using dispersive optical fiber," *JLT*, vol. 10, pp. 84–89, January 1992.
- [95] J. Law and G. Agrawal, "Mode-Partition Noise in Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers," *High Technology Letters*, vol. 9, pp. 437–439, April 1997.
- [96] E. Peral, W. Marshall, D. Provenzano, and A. Yariv, "Effect of Many Weak Side Modes on Relative Intensity Noise of Distributed Feedback Semiconductor Lasers," *Applied Physics Letters*, vol. 72, pp. 888–890, February 1998.

- [97] A. Valle and L. Pesquera, "Relative Intensity Noise of Multitransvers-Mode Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers," *High Technology Letters*, vol. 13, pp. 272–274, April 2001.
- [98] C. Tang, H. Statz, and G. DeMars, "Spectral Output and Spiking Behavior of Solid State Lasers," *JAP*, vol. 34, pp. 2289–2295, August 1963.
- [99] G. D. M. C.L. Tang, H. Statz, "Erratum," *Journal of Applied Physics*, vol. 37, p. 2203, 1966.
- [100] D. Lenstra, ed., *High Power and Low Noise 1.55 μm In-P-Based Quantum Dash Lasers*, SPIE vol. 5452, 2004.
- [101] M. Sugawara, H. Ebe, N. Hatori, M. Ishida, Y. Arakawa, T. Akiyama, K. Otsubo, and Y. Nakata, "Theory of Optical Signal Amplification and Processing by Quantum-Dot Semiconductor Optical Amplifiers," *Physical Review B*, vol. 69, no. 235332, 2004.
- [102] G. Stéphan, T. Tam, S. Blin, P. Besnard, and M. Têtu, "Laser Line Shape and Spectral Density of Frequency Noise," *Physical Review A*, vol. 71, no. 43809, 2005.
- [103] N. Dogru and M. S. Ozyazici, "Relative Intensity Noise of Mode-Locked Fiber Grating External Cavity Semiconductor Lasers," *Optics and Laser Technology*, vol. 35, pp. 163–168, 2003.
- [104] L. Jiang, M. Grein, H. Haus, and E. Ippen, "Noise of Modelocked Laser Diodes," pp. 149–150, IEEE Semiconductor laser conference, 2000., 2000.
- [105] B. Kolner, R. Scott, and C. Langrock, "Laser Phase Noise Degradation from Thermal Effects Due to Pump Power Fluctuations," pp. TuC3.3/49– TuC3.3/50, IEEE Digest of the LEOS Summer Topical Meetings, 2003.
- [106] N. Dogru and S. Ozyazici, "Mode-locking characteristics and relative intensity noise reduction in hybrid soliton pulse source," *APL*, vol. 25, pp. 151–157, 2004.
- [107] J. Dubbeldam and D. Lenstra, "Noise in Slow Saturable Absorber Mode-Locked Semiconductor Lasers," *Applied Physics Letters*, vol. 75, pp. 1066–1068, August 1999.
- [108] L. Jiang, M. Grein, and E. Ippen, "Ultra-Low Noise Semiconductor Modelocked Lasers for OTDM Applications," OFC, 2001.
- [109] T. Yilmaz, C. DePriest, P. D. Jr, A. Braun, and J. Abeles, "Measurement of Residual Phase Noise and Longitudinal-Mode Linewidth in a Hybrid Mode-Locked External Linear Cavity Semiconductor Laser," *Optics Letters*, vol. 27, pp. 872–874, May 2002.
- [110] P. Delfyett, M. Mielke, Y. Yilmaz, C. Depriest, and S. Gee, "Novel multiwavelength and ultralow noise modelocked semiconductor semiconductor lasers for networking, instrumentation, and signal processing," vol. 5246, pp. 317–322, Proceedings of SPIE, 2003.
- [111] E. Ivanov, S. Diddams, and L. Hollberg, "Analysis of noise mechanisms limiting the frequency stability of microwave signals generated with a femtosecond laser," vol. 9, pp. 1059–1065, July 2003.

- [112] H. Tsuchida, "Pulse-timing noise reduction of a mode-locked laser diode by incoherent addition," vol. 9, pp. 1081–1092, July 2003.
- [113] D. Jones, K. Holman, M. Notcutt, J. Ye, J. Chandalia, L. Jiang, E. Ippen, and H. Yokoyama, "Ultralow-Jitter, 1550-Nm Mode-Locked Semiconductor Laser Synchronized to a Visible Optical Frequency Standard," *Optics Letters*, vol. 28, pp. 813–815, May 2003.
- [114] W. Ng and Y. So, "Characterisations of absolute phase noise in fibre-laser modelocked by sapphire-loaded cavity resonator oscillator at 10 GHz," *EL*, vol. 40, pp. 672–674, May 2004.
- [115] E. Salik, N. Yu, and L. Maleki, "Ultra-Low Phase Noise Optical Pulses Generated by Coupled Opto-Electronic Oscillator," pp. CL#04–1494, #03–3277, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO 2004), San Francisco, California, 2004.
- [116] J. Malowicki, M. Fanto, M. Hayduk, and P. Delfyett, "Harmonically mode-locked glass waveguide laser with 21-fs timing jitter," *PTL*, vol. 17, pp. 1041–1043, January 2005.
- [117] L. Johansson, Z. H. and D.J. Blumenthal, L. Coldren, and Y. Akulova, "40 GHz dual-mode-locked widely tunable sampled-grating DBR laser," *PTL*, vol. 17, pp. 285–287, February 2005.
- [118] R. Scott, C. Langrock, and B. Kolner, "High-Dynamic-Range Laser Amplitude and Phase Noise Measurement Techniques," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 7, pp. 641–655, July / August 2001.
- [119] S. Tsuda, W. Knox, S.T. Cundiff, J. Zyskind, W. Jan, R. Pathak, and J. Cunningham, "Physics and scaling of saturable Bragg reflector-modelocked diode-pumped solid state ultrafast lasers," *Technical Digest series*, vol. 8, pp. 6–7, 1996.
- [120] H. Fan, N. Dutta, U. K. and C.H. Chen, and A. Piccirilli, "Modelocked distributed Bragg reflector," *EL*, vol. 35, pp. 48–49, January 1999.
- [121] R. Hayashi and S. Yamashita, "Multiwavelength, actively mode-locked polarization maintaining fiber laser at 10 GHz," pp. 239–240, Optical Fiber Communication Conference, 2003.
- [122] M. Flynn, L. O'Faolain, and T. Krauss, "An experimental and numerical study of Q-switched mode-locking in monolithic semiconductor diode lasers," *JQE*, vol. 40, pp. 1008–1013, August 2004.
- [123] M. Dülk, W. Hunziker, L. Tallone, and H. Melhior, "40 GHz actively mode-locked semiconductor laser with hybrid external fiber grating cavity," 2000.
- [124] G. Morthier and B. Moeyersoon, "Intensity noise and linewidth of laser diodes with integrated semiconductor optical amplifier," *PTL*, vol. 14, pp. 1644–1646, December 2002.

- [125] A. Naumenko, P. Besnard, N. Loiko, G. Ughetto, and J. Bertreux, "Characteristics of a Semiconductor Laser Coupled with a Fiber Bragg Grating with Arbitrary Amount of Feedback," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 39, pp. 1216–1228, October 2003.
- [126] M. Achtenhagen, S. Mohrdick, T. pliska, N. Matuschek, C. Harder, and A. Hardy, "L-I characteristics of fiber bragg grating stabilized 980-nm pump lasers," *PTL*, vol. 13, pp. 415–417, May 2001.
- [127] W. V. D. Graaf, L. Pesquera, and D. Lenstra, "Stability and Noise Properties of Diodes Lasers with Phase-Conjugate Feedback," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 37, pp. 562–573, April 2001.
- [128] Y. Hong, S. Bandyopadhyay, P. Spencer, and K. Shore, "Noise echaracteristics of a single mode laser diode subject to strong optical feedback," *JLT*, vol. 28, pp. 1847–1850, October 2002.
- [129] R. Ju, P. Spencer, and K. Shore, "The Relative Intensity Noise of a Semiconductor Laser Subect to Strong Coherent Optical Feedback," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 6, pp. 775–779, 2004.
- [130] J. Kitching, Y. Shevy, J. Iannelli, and A. Yariv, "Measurements of $1/f$ frequency noise reduction in semiconductor lasers using optical feedback with dispersive loss," *JLT*, vol. 11, pp. 1526–1532, October 1993.
- [131] H.-C. Chang, "Phase Noise in Self-Injected-Locked Oscillators - Theory and Experiment," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 51, pp. 1994–1999, September 2003.
- [132] J. V. D. Plaats and F. Willems, "RIN increase caused by amplified signal redirected Rayleigh scattering in Erbium-doped fibers," 1994.
- [133] G.-R. Lin, Y.-H. Lin, and Y.-C. Chang, "Theory and experiments of a mode-beating noise-suppressed and mutually injection-locked Fabry Perot laser diode and Erbium-doped fiber amplifier link," *JQE*, vol. 40, pp. 1014–1022, August 2004.
- [134] M. Bondiou, R. Gabet, G. Stéphan, and P. Besnard, "Linewidth of an optically injected semiconductor laser," vol. 2, pp. 41–46, 2000.
- [135] S. Blin, C. Guignard, P. Besnard, R. Gabet, G. Stéphan, and M. Bondiou, "Phase and Spectral Properties of Optically Injected Semiconductor Lasers," *Comptes Rendus Physique*, vol. 4, pp. 687–699, 2003.
- [136] J. Bowers, "High speed semiconductor laser design and performance," *Solide-State Electronics*, vol. 30, no. 1, pp. 1–11, 1987.
- [137] C. Henry, "Theory of the Linewidth of Semiconductor Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 18, pp. 259–264, February 1982.
- [138] G. Tenchio, " $1/f$ noise of continous wave semiconductor lasers," *EL*, vol. 13, pp. 614–615, 1977.

- [139] M. O'Mahony and I. Henning, "Semiconductor laser linewidth broadening due to $1/f$ carrier noise," *EL*, vol. 19, no. 23, pp. 1000–1001, 1983.
- [140] L. Mercer, " $1/f$ frequency noise effects on self heterodyne linewidth measurements," *JLT*, vol. 9, pp. 485–493, April 1991.
- [141] S. Chinn, S. Alexander, C. Wang, and G. Evans, "Narrow lorentzian linewidths in 980 nm strained-quantum-well lasers," *EL*, vol. 28, pp. 1175–1176, june 1992.
- [142] B. Fermigier and M. Tetu, "Frequency noise, Allan variance and lineshape of semiconductor laser," vol. 3415, pp. 164–172, Proceedings of SPIE, 1998.
- [143] W. Burkett, B. Lü, and M. Xiao, "Influence of injection-current noise on the spectral characteristics of semiconductor lasers," *JQE*, vol. 33, pp. 2111–2117, November 1997.
- [144] R. C. Neelen, D. Boersma, M. V. Exter, G. Nienhuis, and J. Woerdman, "Spectral filtering within the Schawlow-Townes linewidth as a diagnostic tool for studying laser phase noise," *OC*, vol. 100, pp. 289–301, 1993.
- [145] N. Schunk and K. Petermann, "Noise Analysis of Injection Locked Semiconductor Injection Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 22, pp. 642–650, May 1986.
- [146] P. Spano, S. Piazzolla, and M. Tamburrini, "Frequency and Intensity Noise in Injection-Locked Semiconductor Lasers : Theory and Experiments," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 22, pp. 427–435, March 1986.
- [147] W. V. D. Graaf, A. Levine, and D. Lenstra, "Diode Lasers Locked to Noisy Injection," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, pp. 434–442, March 1997.
- [148] X. Jin and S. Chuang, "Relative intensity noise characteristics of injection-locked semiconductor lasers," vol. 77, pp. 1250–1252, August 2000.
- [149] G. Yabre, H. Waardt, H. V. D. Boom, and G. Khoe, "Noise Characteristics of Single-Mode Semiconductor Lasers under External Light Injection," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 36, pp. 385–393, March 2000.
- [150] J. Wang, M. Haldar, L. Li, and F. Mendis, "Enhancement of Modulation Bandwidth of Laser Diodes by Injection Locking," *High Technology Letters*, vol. 8, pp. 34–36, January 1996.
- [151] 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, pp. 2367–2373, October 1996.
- [152] L. Chrostowski, C. H. Chang, and C. Chang-Hasnain, "Reduction of Relative Intensity Noise and Improvement of Spur-Free Dynamic Range of an Injection Locked VCSEL," Laser and Electro Optic Society, Tucson, AZ, 2003.
- [153] M. Torre, C. Masoller, P. Mandel, and K. Shore, "Enhanced Sensitivity to Current Modulation Near Dynamic Instability in Semiconductor Lasers with Optical Feedback

- and Optical Injection," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 21, pp. 302–306, February 2004.
- [154] M. Nyzette and T. Erneux, "Stability of Injection-Locked CW76emitting External-Cavity Semiconductor Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 10, pp. 961–967, September 2004.
- [155] F. Mogensen, H. Olesen, and G. Jacobsen, "FM noise suppression and linewidth reduction in an injection locked semiconductor laser," *EL*, vol. 21, pp. 696–697, August 1985.
- [156] S. Piazzolla, P. Spano, and M. Tamburrini, "Small Signal Analysis of Frequency Chirping in Injection-Locked Semiconductor Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 22, pp. 2219–2223, December 1986.
- [157] R. Hui, A. D'Ottavi, A. Mecozzi, and P. Spano, "Injection Locking in Distributed Feedback Semiconductor Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 27, pp. 1688–1695, June 1991.
- [158] E. Shumakher and G. Eisenstein, "On the Noise Properties of Injection-Locked Oscillators," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 52, pp. 1523–1537, May 2004.
- [159] C. Harb, T. Ralph, E. Huntington, I. Freitag, and D. M. A. H. Bachor, "Intensity-Noise Properties of Injection-Locked Lasers," *Physical Review A*, vol. 54, pp. 4370–4382, November 1996.
- [160] T. Ralph, C. Harb, and H. Bachor, "Intensity Noise of Injection-Locked Lasers : Quantum Theory Using Linearized Input-Output Method," *Physical Review A*, vol. 54, pp. 4359–4369, November 1996.
- [161] T. Simpson, "Nonlinear Dynamics and Noise in Optically-Injected Laser Diodes," IEEE Laser and Electro-optics Society (LEOS), 1994.
- [162] A. Uchida, Y. Heil, Y. Liu, P. Davis, and T. Aida, "High-Frequency Broad-Band Signal Generation Using a Semiconductor Laser with a Chaotic Optical Injection," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 39, pp. 1462–1467, November 2003.
- [163] J. Morville, D. Romanini, M. Chenevier, and A. Kachanov, "Effects of Laser Phase Noise on the Injection of a High-Finesse Cavity," *Applied Optics*, vol. 20, pp. 6980–6990, November 2002.
- [164] J. Cliche and M. Têtu, "Measurement of Laser Linewidths and Coherence Lengths Using a Frequency Counter," Conference on Precision ElectroMagnetism (CEPM), London (U.K.), 2004.
- [165] D. Barney, W. Sorin, and S. Newton, "High frequency photodiode characterization using a filtered intensity noise technique," *PTL*, vol. 6, pp. 1258–1260, October 1994.
- [166] C. Chang, L. Chrostowski, and C. Chang-Hasnain, "Frequency Response Enhancement of Injection-Locked Lasers," CLEO, 2003.

- [167] L. Chrostowski, X. Zhao, C. Chang-Hasnain, R. Shau, M. Ortsiefer, and M.-C. Amann, "Very High Resonance Frequency (>40GHz) Optical Injection-Locked 1.55 μM VCSELs," *IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics*, pp. 225–228, 2004.
- [168] L. Chusseau, J. Arnaud, and F. Philippe, "Statistique Des Photons Des Lasers À 3 et 4 Niveaux Soumis À un Pompage Poissonien," *Optix 2001*, 2001.
- [169] N. Dogru and M. S. Ozyazici, "Effect of Spontaneous and Carrier Noise on Mode-Locked Hybrid Soliton Pulse Source," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 36, pp. 527–537, 2004.
- [170] L. Hilico, D. Touahri, F. Nez, and A. Clairon, "Narrow-Line, Low-Amplitude Noise Semiconductor Laser Oscillator in the 780 Nm Range," *Review of Scientific Instruments*, vol. 65, pp. 3628–3633, December 1994.
- [171] I. Joindot, "Measurements of Relative Intensity Noise (RIN) in Semiconductor Lasers," *Journal de physique III*, vol. 2, pp. 1591–1603, September 1992.
- [172] M. Kolobov, L. Davidovich, E. Giacobino, and C. Fabre, "Role of Pumping Statistics and Dynamics of Atomic Polarization in Quantum Fluctuations of Laser Sources," *Physical Review A*, vol. 47, pp. 1431–1446, February 1993.
- [173] J. Law and G. Agrawal, "Feedback-Induced Chaos and Intensity Noise Enhancement in Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 15, pp. 562–569, February 1998.
- [174] J. Mulet, C. Mirasso, and M. Miguel, "Polarization Resolved Intensity Noise in Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers," *Physical Review A*, vol. 64, no. 23817, 2001.
- [175] M. Ohtsu and S. Kotajima, "Derivation of the spectral width of a 0.8 μm AlGaAs laser considering 1/f noise," *Japanese journal of applied physics*, vol. 23, pp. 760–764, June 1983.
- [176] D. Ottaway, P. Veitch, C. Holitt, D. Mudge, M. Hamilton, and J. Munch, "Frequency and Intensity Noise of an Injection-Locked Nd :YAG Ring Laser," *Applied Physics B*, vol. 71, pp. 163–168, 2000.
- [177] R. Boula-Picard, *Contribution À L'étude Des Amplificateurs Optiques À Semi-Conducteurs Pour Applications Analogiques*. PhD thesis, Université de Rennes I, 2004.
- [178] H. N. Poulsen, A. B. P. Varming, A. T. Clausen, I. Munoz, P. Jeppesen, C. V. Poulsen, J. E. Pedersen, and L. Eskildsen, "1607 Nm DFB Fibre Laser for Optical Communications in the L-Band," pp. 70–71, Proc. ECOC'99, Nice, France, 1999.
- [179] M. Premaratne, A. Lowery, Z. Ahmed, and D. Novak, "Modeling Noise and Modulation Performance of Fiber Grating External Cavity Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 3, pp. 290–303, April 1997.
- [180] E. Rosencher and B. Vinter, *Optoelectronique*. Thomson CSF, masson ed., 1998.

- [181] S. Saraf, K. Urbanek, R. Byer, and P. J. King, "Quantum Noise Measurements in a Continuous-Wave Laser-Diode-Pumped Nd :YAG Saturated Amplifier," *Optics Letters*, vol. 30, pp. 1195–1197, May 2005.
- [182] A. Schawlow and C. Townes, "Infrared and Optical Masers," *Physical Review*, vol. 112, pp. 1940–1949, december 1958.
- [183] C. Spiegelberg, J. Geng, Y. Hu, Y. Kaneda, S. Jiang, and N. Peyghambarian, "Low-Noise Narrow-Linewidth Fiber Laser at 1550nm (June 2003)," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, pp. 57–62, January 2004.
- [184] H. Sundaesan and N. Fletcher, "Measurements of Low Frequency and High Frequency Relative Intensity Noise in DBR Lasers," *Electronics Letters*, vol. 27, pp. 1524–1526, August 1991.
- [185] A. Ullrich, "Determination of the instantaneous linewidth of a monolithic Nd :YAG laser from RIN measurement," *PTL*, vol. 3, pp. 318–319, April 1991.
- [186] A. Valle and L. Pesquera, "Theoretical Calculation of Relative Intensity Noise of Multimode Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 40, pp. 597–606, June 2004.

Abstract

Relative intensity noise of lasers running at 1550 nm is studied. The two, three and four levels models for studying both static and intensity noise laser behavior are presented and compared. Semiconductor laser model is also detailed. Experimental results on relative intensity noise of distributed feedback fiber lasers are presented. A Relative Intensity Noise measurement technique allowing the observation of very low value of noise ($-170\text{dB}\cdot\text{Hz}^{-1}$ for 1 mW) is detailed. The intensity noise of an original laser structure developed at the Laval University of Québec is also detailed. The influence of optical injection of semiconductor lasers experimentally shows a reduction of intensity noise due to external perturbations at low frequency. Theoretical investigations indicate a noise transfer of intensity noise to the slave laser near the relaxation frequency of the master one.

Résumé

Ce manuscrit présente une étude du bruit d'amplitude des lasers à fibres et à semi-conducteurs émettant à 1550 nm. Les modèles théoriques permettant d'étudier le comportement des lasers solides à deux, trois et quatre niveaux ainsi que celui des lasers à semi-conducteurs sont présentés. Ils permettent de prévoir le bruit d'amplitude théorique des structures et montrent comment, à partir des mesures du RIN des lasers il est possible de remonter aux caractéristiques fondamentales des lasers. La technique de mesure du bruit d'amplitude utilisée au laboratoire est détaillée. Elle permet avec une très grande sensibilité de mesurer des bruits d'amplitude aussi faibles que $-170 \text{ dB}\cdot\text{Hz}^{-1}$ pour 1 mW (0 dBm) détecté sur une plage de fréquences allant de 100 kHz à 22 GHz. Nous avons utilisé cet outil performant afin de caractériser différentes structures lasers, en particulier aux lasers à fibre DFB. Des structures originales fabriquées à l'Université Laval à Québec permettent un fonctionnement simultané de plusieurs canaux séparés de 50 GHz dans une structure ultra compacte. Nous avons montré que les différents modes longitudinaux de ces structures étaient indépendants et analogues aux modes de lasers à fibre monomodes. L'étude du transfert de bruit par injection optique a aussi été menée tant théoriquement qu'expérimentalement. Une étude des spectres optiques de laser à semi-conducteurs DFB a permis d'étudier le transfert d'impureté spectral, notamment du point de vue du bruit, pour les lasers soumis à injection optique. Nous avons mis en évidence la réduction des bruits aux basses fréquences du laser esclave lorsque leurs origines n'étaient pas optiques. L'étude théorique a mis en évidence un transfert du bruit d'amplitude aux fréquences correspondant à la fréquence de relaxation du laser maître.

Mots clés :

Fluctuations (physique), lasers à fibre, lasers à semi-conducteurs, télécommunications optiques, bruit électronique, bruit d'amplitude, RIN, injection optique.