

N° d'ordre : 9028

UNIVERSITÉ DE PARIS – SUD  
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

par

**Ghaya BAILI**

**Contribution à la réduction du bruit  
d'intensité relatif des lasers à semiconducteurs  
pour des applications aux radars**

soutenue le 20-05 2008 devant la commission d'examen composée de :

M. Mehdi Alouini	Ingénieur de Recherche, Thales	Co-directeur de thèse
M. Philippe Boucaud	Directeur de Recherche CNRS Université Paris XI, Orsay	Examineur
M. Fabien Bretenaker	Directeur de Recherche CNRS Université Paris XI, Orsay	Directeur de thèse
M. Claude Fabre	Professeur, Université Paris VI	Rapporteur
M. Joël Jacquet	Enseignant Chercheur Supélec Metz	Rapporteur
Mme. Isabelle Sagnes	Directeur de Recherche CNRS Université Paris XI, Orsay	Examineur

Laboratoire Aimé Cotton- Campus scientifique d'Orsay



N° d'ordre : 9028

UNIVERSITÉ DE PARIS – SUD  
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY

par

**Ghaya BAILI**

**Contribution à la réduction du bruit  
d'intensité relatif des lasers à semiconducteurs  
pour des applications aux radars**

soutenue le 20-05 2008 devant la commission d'examen composée de :

M. Mehdi Alouini	Ingénieur de Recherche, Thales	Co-directeur de thèse
M. Philippe Boucaud	Directeur de Recherche CNRS Université Paris XI, Orsay	Examineur
M. Fabien Bretenaker	Directeur de Recherche CNRS Université Paris XI, Orsay	Directeur de thèse
M. Claude Fabre	Professeur, Université Paris VI	Rapporteur
M. Joël Jacquet	Enseignant Chercheur Supélec Metz	Rapporteur
Mme. Isabelle Sagnes	Directeur de Recherche CNRS Université Paris XI, Orsay	Examineur

Laboratoire Aimé Cotton- Campus scientifique d'Orsay

exceptionnel...Je suis vraiment heureuse d'avoir partagé ce projet avec toi! Notre collaboration se poursuivra certainement au delà de cette thèse.

Je remercie également Jean Chazelas de Thales Systèmes Aéroportés et Thomas Merlet de Thales Air Systems d'avoir soutenu le financement de ma thèse. Je les remercie aussi pour avoir suivi avec beaucoup d'intérêt l'avancement de mes travaux de thèse.

Je remercie Jean-Pierre Huignard pour le profond intérêt qu'il a porté à ce travail. Je le remercie pour ses idées abondantes et son enthousiasme constant.

Chokran également à ceux qui ont partagé mon quotidien et de qui j'ai pu apprécier toutes les qualités professionnelles et humaines.

Parmi eux, je tiens à remercier en tout premier toute l'équipe des "Opto-Microwavistes" à qui je n'ai cessé de poser des questions, et sans qui je n'aurais pu avoir de tels résultats dans des conditions aussi agréables. Merci Loïc pour toute ton aide et ton soutien. Chokran pour les clémentines et les madelaines! Navrée de t'avoir fait subir quelques fois mon humeur du matin! Merci stéphanie pour ton écoute, ta bonne humeur et tes petites blagues. Je dis aussi "Chokran" à Jérôme B., Sylvie T., Patrick F., Romain C., Arnaud B., Grégoire P. et Perrine B.

Chokran aussi aux membres de l'équipe des "laserites" avec qui j'ai apprécié de travailler : Eric L., Dominique P., Muriel S., Christian L., Arnaud B., Arnaud G., Thierry, D., Sylvain S., Augustin Mignot, et Noémie S.

Un "chokran" tout chaleureux à Gilles Feugnet qui m'a initié au montage des VCSELs en cavité externe. Merci pour toutes tes explications et ta grande disponibilité. Grâce à toi, je sais aujourd'hui monter tous types de "Water Cooler"!!

Je voudrais remercier en particulier Bastien, mon ami de prépa, de supop et de thèse!! Merci pour tes précieux cours de Latex et pour toutes les fois où tu as dû corriger mes tableaux Latex!

Chokran Anne D. pour tes nombreuses idées de spectacles et de sorties, pour tes invitations et pour le Amma Assis...

J'ai énormément apprécié de pouvoir travailler avec Chantal Moronvalle et Alain Enard. Je les remercie de m'avoir initié à l'utilisation et à la manipulation des fibres optiques, le tout dans une ambiance chaleureuse et amicale.

Merci Barbara pour tes dégustations de thé et ton aide pour organiser les missions!

Je voudrais aussi remercier les membres de l'équipe "Optique et matériaux pour le trai-

tement de l'information" du Laboratoire Aimé Cotton. Chokran pour leur accueil et leur disponibilité. Merci en particulier à Jean-louis Le G., Vincent C., Guillaume G. et Fabienne G. Chokran aussi à Amanda T. et Sylvie pour leur aide à l'organisation de mon pot de thèse.

L'accomplissement de ces travaux de thèse a permis également de mettre à contribution des ingénieurs de Thales Air Systems qui m'ont aidé à utiliser le VECSEL faible bruit dans une liaison opto. Je remercie Morgan Queguiner et Christophe Feuillet pour leur accueil et leur aide.

Un grand merci à la "Tunisian Connection" qui m'a entourée et soutenue pendant ces années de thèse. A TRT, merci Majed pour ton soutien, pour ton humour et ton super bon couscous (Je n'ai pas pu te défier)! Merci Mourad pour tes explications sur les photodiodes à forte saturation. Merci miniar, mon amie du 91-06 et ma voisine, pour ta bonne humeur constante! Et en dehors de TRT, merci à Yousra pour son soutien et ses encouragements en particulier pendant les 3 mois de rédaction de thèse. Merci à Chafika et Haithem ( Si si, je t'assure je suis motivée pour le Bad et le Squash).

L'aventure de la thèse est l'aboutissement d'une longue aventure, l'aventure de mes études supérieures en France. Je voudrai, par ces quelques mots, remercier mes parents, Mohamed et Amel, de m'avoir fait confiance et de m'avoir permis de vivre cette aventure exceptionnelle! Merci pour votre soutien continu, votre encouragement, votre attention et votre affection infinie. Merci aussi à mon frère Zaïd et ma soeur Fatma qui m'ont supportée pendant ces longues années! Zaidoun, je porte fièrement mon surnom "Charara"!!

Finalement, je voudrai aussi remercier mes cousines Mariem et Raja grâce à qui j'ai su garder confiance en moi. Je les remercie du fond du coeur pour leur soutien et confiance ainsi que pour tous les moments de bonheur qu'elles ont su me procurer! Merci de continuer à prendre soin de moi! Merci aussi à Hichem et Sadok! Vous resterez tous les quatre toujours proches de mon coeur! Un grand merci aussi à Gerhard pour les nombreuses escapades "Détente et Découvertes" qu'on a faites ensemble au pays du "Cochon". Je suis contente que tu aimes la musique de Brahem. Merci à Hédi pour m'avoir fait découvrir Paris avec beaucoup de passion. Un spécial Chokran à Eric pour sa bonne humeur et sa joie de vivre.



*A ma petite famille*

*Mohamed, Amel, Zaïd et Fatma.*



# Table des matières

Table des matières	9
Introduction Générale	11
<b>I Le transport des signaux hyperfréquence par voie optique dans les systèmes RADAR : Apports et Limitations</b>	<b>17</b>
I.1 Introduction	19
I.2 La conversion électrique/optique par modulation d'amplitude	20
I.3 La transmission de modulation par fibre optique	28
I.4 La conversion optique/électrique par détection directe	28
I.5 Sources de bruits additifs en détection directe	30
I.6 Limitations des performances d'une liaison optique dues au bruit d'intensité de la source optique	42
I.7 Etat de l'art sur la réduction du <i>RIN</i> des lasers semiconducteurs	53
I.8 Conclusion	58
<b>II Filtrage du bruit d'intensité des lasers semiconducteurs dans des fibres hautement dispersives</b>	<b>61</b>
II.1 Introduction	63
II.2 Transmission dispersive du <i>RIN</i> : Théorie	64
II.3 Transmission dispersive du <i>RIN</i> : Étude expérimentale	69
II.4 Conclusion	85
<b>III Architecture de laser semiconducteur de classe A basée sur une cavité longue</b>	<b>87</b>
III.1 Introduction	89
III.2 Classification des lasers et dynamiques associées	90
III.3 Vers un laser SC de classe A basé sur une cavité longue	92
III.4 Mise en place expérimentale et réponse statique du laser	95
III.5 Comportement de classe A du laser : vérification expérimentale	98
III.6 Bruit d'intensité du laser de classe A basé sur une cavité longue	102
III.7 Conclusion et perspectives	108
<b>IV Architecture de laser semiconducteur de classe A basé sur une cavité de grande finesse</b>	<b>111</b>

IV.1	Introduction . . . . .	113
IV.2	Laser SC de classe A basé sur une cavité de grande finesse . . . . .	114
IV.3	Modèle théorique pour la description du <i>RIN</i> du laser de classe A basé sur une cavité de grande finesse . . . . .	128
IV.4	Application à l'excès du bruit d'intensité dans le VECSEL . . . . .	134
IV.5	Etude du transfert du bruit d'intensité de la pompe vers le laser . . . . .	139
IV.6	Réduction du bruit d'intensité en excès dans le VECSEL . . . . .	145
IV.7	Observation de la transition de classe B à classe A . . . . .	149
IV.8	Synthèse et conclusion du chapitre IV . . . . .	156
<b>V</b>	<b>Bruit de phase additif d'une liaison optique à modulation externe intégrant le VECSEL de classe A</b>	<b>159</b>
V.1	Introduction . . . . .	161
V.2	Liaison optique basée sur le VECSEL de classe A . . . . .	162
V.3	Bruit de phase additif de la liaison optique . . . . .	163
V.4	Bruit de phase additif au voisinage de l'ISL de la cavité . . . . .	170
V.5	Conclusion . . . . .	174
	<b>Conclusion Générale</b>	<b>177</b>
	<b>Annexes</b>	<b>183</b>
<b>A</b>	<b>Caractéristiques statique et dynamique d'un laser à semiconducteur de type DFB</b>	<b>183</b>
A.1	Équations d'évolution dynamiques . . . . .	183
A.2	Caractéristique statique . . . . .	184
A.3	Caractéristique dynamique . . . . .	185
A.4	Bruit d'intensité relatif . . . . .	186
A.5	Corrélation du bruit de phase optique au bruit d'amplitude . . . . .	188
<b>B</b>	<b>Description du banc de mesure du bruit d'intensité relatif</b>	<b>191</b>
B.1	Composition du banc de mesure . . . . .	191
B.2	Principe de la mesure . . . . .	192
<b>C</b>	<b>"Creusement" de l'excès de bruit à <math>c/L_{cav}</math> : effet lié à la saturation du gain optique dans le VECSEL</b>	<b>195</b>
C.1	"Creusement" de l'excès de bruit à $c/L_{cav}$ . . . . .	195
C.2	Étude expérimentale préliminaire . . . . .	197
	<b>Publications, Communications et Brevets</b>	<b>201</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>203</b>

# Introduction Générale

La découverte des lasers [1], en 1960, a totalement bouleversé l'optique et ses applications. De nouvelles fonctionnalités, innovantes et fructueuses, ont émergé grâce aux atouts des sources lasers : cohérence, puissance et qualité de faisceau. C'est ainsi que l'optique est devenue une discipline diffusante qui s'adresse à un bon nombre de domaines encourageant des enjeux scientifiques et économiques importants.

Aujourd'hui, ce sont les lasers à semiconducteur (SC) qui règnent en tant que sources optiques efficaces, compactes et à faible coût. Leur champ d'applications est en perpétuelle expansion. Il couvre, à la fois, les secteurs civils (communications, médical, agro-alimentaire) et militaires (surveillance, détection, contre-mesures). Parmi les applications mettant à profit les lasers à SC, nous en citons quelques unes :

- les télécommunications numériques par fibre optique qui bénéficient d'une part de l'efficacité et de la compacité des lasers SC et d'autre part de leurs larges bandes passantes de modulation [2]. Il s'agit, aujourd'hui, d'une industrie porteuse et fortement déployée entre les continents.
- la génération d'impulsions ultracourtes qui exploitent les spectres de gain larges des lasers SC [3]. Cette fonction ouvre des perspectives prometteuses dans les systèmes de détection (télémétrie laser par exemple) [4] ou dans des fonctions élémentaires de traitement du signal (l'échantillonnage des signaux rapides [5] par exemple) ou encore dans le perfectionnement des horloges atomiques [6].
- la spectroscopie haute résolution bénéficiant du large domaine spectral que couvrent les lasers SC [7, 8].

Grâce au perfectionnement des technologies associées aux lasers SC, il est envisageable, aujourd'hui, d'équiper les systèmes RADAR<sup>1</sup> actuels avec des fonctions élémentaires s'appuyant sur l'optique [9]. Par exemple, le transport de signaux radio-fréquences (RF) ou le câblage d'antennes à modules actifs, peuvent être effectués avec des lignes de transmission hybrides (optique/hyperfréquence). Les applications visées sont de deux types :

- Le déport de signaux RADAR à fréquence fixe. Il peut s'agir d'un oscillateur local de grande pureté spectrale destiné à être distribué entre les éléments actifs de l'antenne RADAR, ou encore d'un signal hyperfréquence qu'on souhaite détecter à la réception puis véhiculer vers la base de traitement des données. Ici, la transmission se fait en bande étroite mais à haute fréquence.
- La transmission de signaux hyperfréquences dans un système d'écoute électronique

---

1. RADAR est l'acronyme de RAdio Detection And Ranging.

large bande, fonctionnant typiquement de 100 MHz jusqu'à 18 GHz. Ici, le RADAR n'émet pas de signal mais en reçoit plusieurs sur une large bande de fréquences.

Dans les deux types d'applications, on aimerait pouvoir transmettre le signal hyperfréquence sur quelques centaines de mètres, ce qui est difficilement envisageable avec des câbles électriques conventionnels. C'est à ce type de fonctionnalités, c'est-à-dire le transport de signaux hyperfréquences par voie optique, que nous allons nous intéresser dans le cadre de ce mémoire.

Seulement, comme tout autre signal, le signal optique n'échappe pas au bruit, et certaines de ses propriétés, comme sa fréquence et son amplitude, qui peuvent sembler invariantes à une certaine échelle, présentent en fait de petites fluctuations. Généralement, ce sont les mécanismes aléatoires d'émission spontanée qui sont à l'origine du bruit dans une source optique. Néanmoins, dans le cas des lasers d'autres processus d'origine externe, comme le pompage (électrique ou optique), peuvent également nuire à la qualité du signal optique. Le bruit d'amplitude se traduit par une dégradation du signal qu'est la puissance optique. Quant au bruit de fréquence, il définit la largeur spectrale du signal optique. Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons principalement au bruit d'amplitude, représenté usuellement par le *RIN* (Relative Intensity Noise).

Il est important de souligner qu'en dépit de la maturité technologique associée aux lasers SC, leur bruit d'amplitude reste bien plus élevé que le bruit de grenaille, soit la limite quantique standard. En effet, les oscillations de relaxation dans un laser SC sont à l'origine d'un important excès de bruit d'intensité [10]. Ces mêmes oscillations de relaxation, typiquement à une dizaine de GHz, offrent aux lasers SC une large bande passante de modulation [11]. Par conséquent, le bruit d'intensité en excès dans un laser SC s'étend également sur une large bande de fréquences, soit une dizaine de GHz.

Pour certaines applications, l'information "utile" est proportionnelle au signal optique issu du laser SC. Ainsi, il est important que le bruit d'amplitude du laser SC n'excède pas un certain seuil afin de conserver les performances requises par le système. A titre d'exemple, le bruit d'amplitude du laser SC est une source d'erreurs dans un système de télécommunications numériques par voie optique. En effet, si ce bruit est trop important, il peut y avoir une ambiguïté sur la différenciation d'un état logique sur un ou plusieurs bits. De même, le *RIN* d'un laser SC peut nuire à la sensibilité d'un système de détection par voie optique ou d'un système de spectroscopie haute résolution.

Développer des lasers à faible bruit d'intensité est donc un enjeu important pour un bon nombre d'applications. C'est pourquoi la compréhension des mécanismes susceptibles de générer du bruit d'amplitude dans un laser SC a suscité l'intérêt de plusieurs groupes de recherche [12–14]. Assez tôt, plusieurs techniques pour la réduction du bruit d'amplitude des lasers et plus particulièrement des lasers SC ont été mises en oeuvre. Les plus répandues réduisent les fluctuations d'intensité au moyen d'une rétroaction opto-électronique sur le signal de pompe ou sur la transmission d'un modulateur externe [15]. D'autres techniques exploitent la corrélation existante entre les modes (longitudinaux ou transverses) d'un même laser SC afin de réduire le bruit total émis [16]. Ou encore, il est possible de mettre à profit des régimes dynamiques originaux, obtenus par réinjection optique, afin d'atténuer localement le bruit d'intensité du laser SC [17, 18]. Seulement,

dans la plupart de ces techniques, la réduction du  $RIN$  fait appel à des filtres optiques ou électriques externes qu'il est nécessaire d'adapter à la fréquence d'utilisation et aux caractéristiques de bruit du laser lui-même.

Dans le cadre des applications RADAR, traitant des signaux hyperfréquences par voie optique, l'information "utile" est contenue à la fois dans l'amplitude et la phase du signal hyperfréquence. Il est donc nécessaire que le rapport signal à bruit et la pureté spectrale du signal électrique soient conformes aux exigences du système RADAR. Or, ces deux caractéristiques sont sensibles au bruit d'intensité du laser SC. Il est important de rappeler que les applications concernées fonctionnent à haute fréquence sur une bande instantanée étroite (déport d'oscillateurs locaux) ou sur une large bande passante instantanée (écoute électronique). Dans ces conditions, nous sommes désormais confrontés au bruit d'intensité en excès associé aux oscillations de relaxation, typiquement de 4 à 18 GHz. Par ailleurs, les applications analogiques sont directement sensibles à la puissance du signal optique. Idéalement, elles exigent donc un bruit d'intensité égal au bruit de grenaille. Ce dernier est une composante de bruit invariablement présente car directement issue de la détection du signal optique. Au final, la nécessité d'un laser SC à faible bruit d'intensité pour le transport des signaux analogiques est bien plus stricte que pour d'autres applications. La source idéale serait un laser SC dont le bruit d'intensité est limité par le bruit de grenaille sur une large bande de fréquences, typiquement jusqu'à 18 GHz.

**L'objectif de ce travail de thèse** est d'étudier des techniques originales de réduction du bruit d'intensité relatif de lasers SC pour le transport des signaux hyperfréquences par voie optique. Pour cela, nous mettons à profit deux processus intéressants dans le laser SC :

- le couplage entre la phase et l'amplitude de l'onde optique émise par le laser SC.
- le couplage dynamique entre le champ optique et l'inversion de population dans le laser SC.

Les études présentées dans ce mémoire, sont principalement expérimentales. Néanmoins, nous avons systématiquement proposé ou adapté des modèles analytiques de la littérature afin de vérifier et interpréter les résultats expérimentaux obtenus.

**La première technique** que nous explorons répond aux besoins des applications analogiques à fréquence fixe et à bande passante étroite. Elle a donc pour but de réduire le  $RIN$  localement autour de la fréquence du signal RF. Elle met à profit la corrélation entre le bruit de phase optique et le bruit d'amplitude dans un milieu optique hautement dispersif. Cette technique a déjà été mise en oeuvre dans des fibres optiques conventionnelles de faible dispersion [19]. Ici, nous l'exploitons dans des fibres optiques non-conventionnelles hautement dispersives. Cette technique a l'avantage d'être "toute optique", simple et facilement adaptable à la fréquence du signal électrique.

**Quant à la deuxième technique**, elle s'adresse aux applications large bande car elle a pour but de supprimer le bruit d'intensité en excès associé aux oscillations de relaxation. Elle exploite la réponse dynamique d'un système à deux degrés de liberté : le nombre de photons et l'inversion de population dans un laser.

Ce mémoire de thèse s'articule autour de 5 chapitres :

**Dans le premier chapitre**, nous décrivons une ligne de transmission typique en prê-

tant une attention particulière aux avancées technologiques ayant permis d'améliorer ses performances. Ensuite, nous ferons un rappel sur les sources de bruit additifs dégradant le bilan d'une liaison optique. Nous nous attarderons sur le bruit d'intensité relatif de la source optique, soit le laser SC. Nous décrirons en particulier sa distribution spectrale sur la bande de fréquences utile aux applications hyperfréquences. Nous verrons que la réponse dynamique typique d'une diode laser est à l'origine même du bruit d'intensité en excès par rapport à la limite quantique standard. Nous étudierons par la suite la dégradation du rapport signal à bruit en sortie de la liaison optique par le bruit d'intensité de la source optique. Nous verrons que la dégradation de la pureté spectrale d'un signal électrique peut avoir une origine autre que le bruit d'intensité à la fréquence du signal électrique. Finalement, nous présenterons quelques techniques existantes permettant de filtrer le bruit d'intensité de la source optique. La plupart de ces techniques ne sont pas adaptées aux applications hyperfréquences analogiques car ces dernières fonctionnent à haute fréquence ou sur une large bande passante instantanée.

**Dans le second chapitre**, nous allons étudier la possibilité de réduire le  $RIN$  d'un laser SC dans des fibres optiques hautement dispersives. Nous rappellerons d'abord le formalisme mathématique décrivant les effets de la dispersion de vitesse de groupe sur le bruit d'intensité d'un laser SC. Ensuite, nous testerons la réduction du  $RIN$  avec un laser SC et une fibre à forte dispersion. Nous présenterons les résultats expérimentaux obtenus pour deux points de fonctionnement du laser SC. Ensuite, nous établirons une comparaison entre les spectres expérimentaux et les prévisions théoriques. A l'issue de cette comparaison, nous préciserons les conditions nécessaires à la réduction du bruit d'intensité à l'aide d'une fibre dispersive.

**Le troisième chapitre** sera consacré à l'étude exploratoire d'une nouvelle technique que nous proposons pour la réduction du  $RIN$  sur une large bande passante. Cette technique s'appuie sur le contrôle de la réponse dynamique du laser SC. Elle a pour objectif de supprimer les oscillations de relaxation dans un laser SC et de réduire ainsi le bruit d'intensité en excès qui leur est associé. Pour cela, nous développerons une architecture de laser SC originale dédiée à cet effet : nous y utilisons un amplificateur optique à semiconducteur dans une cavité fibrée longue. Nous vérifierons expérimentalement que l'architecture proposée permet de supprimer les oscillations de relaxation dans un laser SC. Puis nous étudierons le bruit d'intensité relatif du laser obtenu sur la bande de fréquences utile aux applications RADAR. Nous comparerons le bruit d'intensité optique à la limite quantique standard puis nous identifierons les mécanismes susceptibles de générer du bruit d'intensité en excès dans ce type d'architectures.

**Dans le quatrième chapitre**, nous étudions une deuxième architecture de laser SC dédiée à la suppression des oscillations de relaxation. Dans cette architecture, la cavité optique est courte mais de grande finesse. En comparaison à celle proposée au troisième chapitre, cette architecture a le mérite d'être mieux adaptée à l'intégration dans un environnement système. Nous expliquerons pas à pas la démarche suivie pour concevoir

l'architecture proposée puis nous vérifierons la suppression des oscillations de relaxation. A partir des observations expérimentales faites sur le bruit d'intensité relatif du laser obtenu, nous identifierons les mécanismes susceptibles d'engendrer du bruit d'intensité en excès dans une telle architecture. Nous développerons alors un modèle analytique prenant en compte ces mécanismes de bruit. Le modèle sera dédié à la description du bruit d'intensité relatif sur une large bande de fréquences. Nous testerons sa validité en le comparant aux résultats expérimentaux obtenus. Par la suite, nous proposerons des techniques permettant de supprimer les composantes du bruit d'intensité en excès.

**Finalement, le cinquième et dernier chapitre** a pour objet d'étudier la pureté spectrale d'un signal hyperfréquence transmis dans une liaison optique/hyperfréquence basée sur l'architecture du laser développée au chapitre IV. Dans un premier temps, nous décrirons la liaison optique basée sur un schéma de modulation d'intensité par voie externe. Ensuite, nous nous intéresserons au bruit de phase additif introduit par la liaison optique pour deux signaux électriques particuliers. Dans chaque cas, nous discuterons du rôle du bruit d'intensité relatif du laser SC dans la dégradation de la pureté spectrale de l'oscillateur local.



# Chapitre I

## Le transport des signaux hyperfréquence par voie optique dans les systèmes RADAR : Apports et Limitations

### Sommaire

---

I.1	Introduction . . . . .	19
I.2	La conversion électrique/optique par modulation d'amplitude . . . . .	20
I.2.a.	la modulation d'amplitude par voie directe . . . . .	20
	Equations d'évolution temporelles d'une diode laser et réponse statique . . . . .	21
	Efficacité de la conversion électrique/optique . . . . .	23
	Bande passante . . . . .	23
I.2.b.	La modulation d'amplitude par voie externe . . . . .	26
	Caractéristique statique d'un modulateur d'intensité . . . . .	26
	Efficacité de conversion et bande passante . . . . .	27
I.3	La transmission de modulation par fibre optique . . . . .	28
I.4	La conversion optique/électrique par détection directe . . . . .	28
I.5	Sources de bruits additifs en détection directe . . . . .	30
I.5.a.	Outils statistiques pour la description du bruit . . . . .	30
I.5.b.	Le bruit thermique . . . . .	32
I.5.c.	Le bruit de grenaille . . . . .	32
I.5.d.	Le bruit de la source optique . . . . .	32
	Origine du bruit d'intensité de la source optique . . . . .	32
	Le formalisme des forces de Langevin pour la description du bruit d'intensité d'une source optique . . . . .	33
	Description du bruit d'intensité d'un laser SC : Amplitude et distribution spectrale . . . . .	34

---

I.5.e.	Puissance de bruit d'intensité total . . . . .	42
I.6	Limitations des performances d'une liaison optique dues au bruit d'intensité de la source optique . . . . .	<b>42</b>
I.6.a.	Composition du signal électrique restitué . . . . .	42
I.6.b.	Dégradation du rapport signal à bruit . . . . .	43
I.6.c.	Report du bruit d'intensité aux basses fréquences autour du signal hyperfréquence . . . . .	45
	Cas d'une modulation d'intensité par voie externe . . . . .	47
	Cas d'une modulation d'intensité par voie directe . . . . .	48
I.6.d.	Dégradation du bruit de phase électrique en modulation directe	49
	Définition de la pureté spectrale . . . . .	49
	Cas particulier d'une modulation directe : conversion en phase du RIN aux basses fréquences . . . . .	50
I.7	Etat de l'art sur la réduction du <i>RIN</i> des lasers semiconducteurs . .	<b>53</b>
I.7.a.	Filtrage tout-optique ou optoélectronique du <i>RIN</i> . . . . .	53
I.7.b.	Architecture de lasers SC à faible <i>RIN</i> . . . . .	57
I.8	Conclusion . . . . .	<b>58</b>

---

## I.1 Introduction

La fonction la plus simple qu'offre l'optique aux applications hyperfréquences analogiques est le transport des signaux électriques. Dans son architecture la plus simple, cette fonction repose sur :

1. la modulation d'amplitude de la porteuse optique par le signal hyperfréquence.
2. la transmission par fibre optique du signal modulé.
3. la restitution du signal hyperfréquence par démodulation de la porteuse optique.

La modulation d'amplitude peut être de deux types : directe ou externe. Dans le premier cas, le signal hyperfréquence module directement le courant de polarisation de la source optique. Nous représentons un schéma typique d'une liaison à modulation directe par la figure I.1(a).

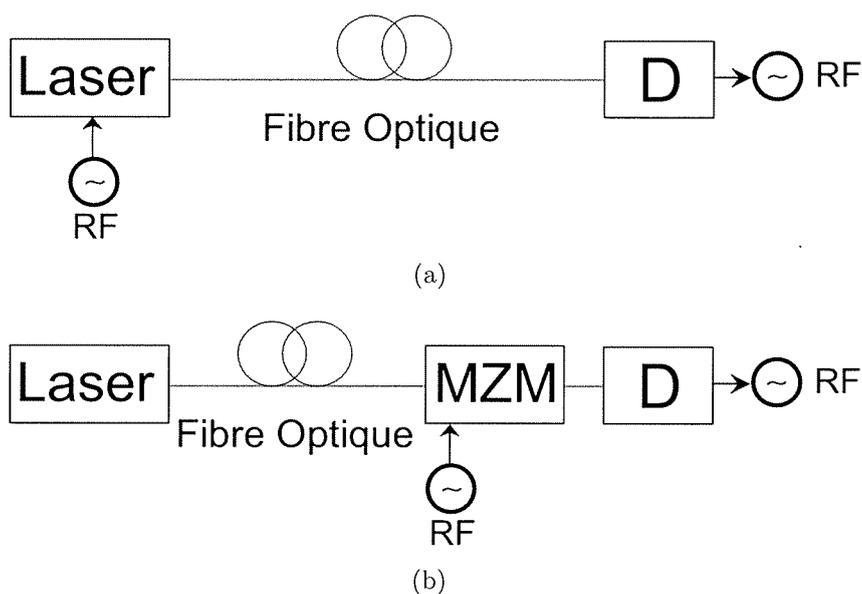


FIGURE I.1 – Architecture simple d'une liaison optique/hyperfréquence utilisant un schéma de modulation d'amplitude suivi d'une détection directe. D : photodiode. RF : signal radio-fréquence. (a) Modulation directe d'une source optique. (b) Modulation externe avec un modulateur d'intensité type Mach-Zehnder (MZM).

Dans le second cas représenté par la figure I.1(b), le signal hyperfréquence module la tension de commande d'un modulateur externe. Dans les deux cas, la détection directe de la porteuse optique avec un photodétecteur permet de restituer le signal hyperfréquence.

Aujourd'hui, la grande maturité technologique des composants d'une liaison hybride a fait des télécommunications numériques par voie optique une réalité [2]. Cette même grande maturité ouvre des perspectives prometteuses aux liaisons hybrides pour le transport des signaux analogiques dans les systèmes RADAR [9]. Cependant, l'optique a de nouveaux défis à relever face aux exigences des applications RADAR. En effet, une liaison hybride optique/hyperfréquence doit minimiser les pertes, les bruits additifs et les distorsions afin de conserver une grande "fidélité" au spectre du signal à transmettre [20].

Dans ce chapitre, nous commencerons par présenter les différentes “brique” de base qui interviennent dans une liaison optique/hyperfréquence, c'est-à-dire la source optique, le modulateur d'intensité, la fibre optique et la photodiode. Nous nous attarderons sur la description de la réponse dynamique de la source optique, l'élément de la liaison qui fait l'objet de notre étude. Nous prêterons une attention particulière aux différents efforts précédemment réalisés pour améliorer les efficacités et les bandes passantes des composants optiques et optoélectroniques intervenant dans une liaison optique.

Ensuite, nous ferons un rappel sur les sources de bruit additifs dégradant le spectre du signal hyperfréquence transmis par voie optique, c'est-à-dire le bruit thermique, le bruit de grenaille et le bruit d'intensité de la source optique. Nous décrirons en particulier la distribution spectrale du bruit d'intensité de la source optique sur la bande de fréquences utile aux applications hyperfréquences. Nous verrons que la réponse dynamique d'une diode laser engendre un bruit d'intensité en excès par rapport à la limite quantique standard.

Nous étudierons par la suite la dégradation du rapport signal à bruit en sortie de la liaison optique par le bruit d'intensité de la source optique. En particulier, la modulation directe d'une diode laser est une technique pénalisante car elle s'accompagne d'une conversion en amplitude et en phase des composantes aux basses fréquences du bruit d'intensité de la source optique.

Finalement, nous présenterons quelques techniques existantes permettant de filtrer le bruit d'intensité de la source optique. La plupart de ces techniques sont efficaces car elles permettent de réduire le bruit d'intensité de la source optique à des niveaux inférieurs à la limite du bruit de grenaille. En revanche, elles ne sont pas adaptées aux applications hyperfréquences analogiques nécessitant de faibles niveaux de bruit sur une large bande instantanée de fréquences.

## 1.2 La conversion électrique/optique par modulation d'amplitude

Nous rappellerons dans cette partie les caractéristiques statiques et dynamiques des composants optoélectroniques intervenant dans la conversion électrique/optique par modulation d'amplitude. Ce sont ces caractéristiques qui gouvernent l'efficacité et la bande passante de la conversion électrique/optique.

### 1.2.a. la modulation d'amplitude par voie directe

En modulation directe, le choix de la source optique s'est immédiatement porté sur les émetteurs à semiconducteur (SC) à cause de leur faible encombrement, de leur faible consommation énergétique et de la facilité qu'ils offrent à moduler directement leur courant d'injection. Par ailleurs, la technologie des matériaux semiconducteurs a permis de développer des sources optiques aux longueurs d'onde compatibles avec les fenêtres spectrales de faible atténuation et de faible dispersion de la fibre optique. Ces deux fenêtres

spectrales se situent respectivement autour de  $1,5 \mu\text{m}$  et  $1,3 \mu\text{m}$ .

Dans ce paragraphe, nous introduirons les équations d'évolution temporelles décrivant les variations du nombre de photons et du nombre de porteurs dans une diode laser. Ces équations nous permettront par la suite de décrire la réponse statique et dynamique de la source optique et d'en déduire sa bande passante en modulation directe.

### Equations d'évolution temporelles d'une diode laser et réponse statique

Les équations d'évolution temporelles du nombre de photons  $N_{ph}$ , et du nombre de porteurs  $N$  dans une diode laser sont exprimées ainsi [10] :

$$\frac{dN}{dt} = \eta_i \frac{I}{q} - \gamma_e N - GN_{ph}, \quad (\text{I.1})$$

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = (G - \gamma_{cav})N_{ph} + R'_{sp}, \quad (\text{I.2})$$

où  $I$  est le courant électrique injecté dans la diode laser,  $\eta_i$  est le rendement quantique interne et  $q$  désigne la charge élémentaire d'un électron.  $G$  et  $R'_{sp}$  sont respectivement le gain optique et le taux d'émission spontanée exprimés en  $s^{-1}$ . La durée de vie des photons  $\tau_p$ , et la durée de vie des porteurs  $\tau_e$  sont respectivement inversement proportionnelles au taux de décroissance du nombre de photons  $\gamma_{cav}$  et au taux de relaxation du nombre de porteurs noté  $\gamma_e$  :

$$\tau_p = \frac{1}{\gamma_{cav}}, \quad (\text{I.3})$$

$$\tau_e = \frac{1}{\gamma_e}. \quad (\text{I.4})$$

Le taux de décroissance du nombre de photons dans la cavité est défini à partir des pertes linéiques internes notées  $\alpha_i$  et des pertes de transmission des miroirs de la cavité laser :

$$\gamma_{cav} = v_g \alpha_i + v_g \left( \frac{1}{L_{cav}} \ln \left[ \frac{1}{R_{m_1} R_{m_2}} \right] \right), \quad (\text{I.5})$$

où  $L_{cav}$  est la longueur optique qui correspond à un aller-retour dans la cavité et  $v_g$  est la vitesse de l'onde optique dans le semiconducteur.  $R_{m_1}$  et  $R_{m_2}$  sont les coefficients de réflexion des miroirs constituant le résonateur optique. Nous noterons par  $\gamma_i$  et  $\gamma_m$  les composantes de  $\gamma_{cav}$  liées respectivement aux pertes optiques internes et aux transmissions des miroirs. Les taux  $\gamma_i$  et  $\gamma_m$  sont définis par :

$$\gamma_i = v_g \alpha_i, \quad (\text{I.6})$$

$$\gamma_m = v_g \left( \frac{1}{L_{cav}} \ln \left[ \frac{1}{R_{m_1} R_{m_2}} \right] \right). \quad (\text{I.7})$$

Le gain optique  $G$  est décrit par l'expression suivante [10] :

$$G(N) = \Gamma \frac{v_g a}{V_{mode}} (N - N_{tr}), \quad (\text{I.8})$$

où  $a$  est le gain différentiel en  $m^2$ ,  $V_{mode}$  est le volume occupé par le mode laser dans le semiconducteur,  $N_{tr}$  est le nombre de porteurs à la transparence du milieu actif. Seule une partie du mode dans la cavité est amplifiée par émission stimulée. Cette partie correspond au facteur de confinement du mode laser, noté  $\Gamma$ . Par ailleurs, une fraction de l'émission spontanée est couplée au mode qui résonne dans la diode laser. Le taux d'émission spontanée participant au mode laser est noté  $R'_{sp}$ .

Au dessus du seuil de l'oscillation laser, la puissance optique émise  $P_{opt}$ , augmente linéairement avec le courant injecté  $I$  (Voir Annexe A) :

$$P_{opt} = \frac{hc}{\lambda q} \eta_d (I - I_{th}), \quad (I.9)$$

où  $h$  est la constante de Planck,  $c$  est la vitesse de la lumière et  $\lambda$  est la longueur d'onde optique. Les paramètres  $\eta_d$  et  $I_{th}$  désignent respectivement l'efficacité quantique différentielle et le courant de seuil du laser dont l'expression est donnée en Annexe A. L'efficacité quantique différentielle est définie par l'équation suivante :

$$\eta_d = \eta_i \frac{\gamma_m}{\gamma_m + \gamma_i}. \quad (I.10)$$

Le courant de seuil inclut le seuil de transparence du matériau ainsi que les pertes totales de la cavité. Pour décrire le point de fonctionnement du laser, nous utiliserons par la suite le taux de pompage  $r$  défini par :

$$r = \frac{I}{I_{th}}. \quad (I.11)$$

Nous représentons par la figure I.2 la caractéristique typique puissance/courant d'une diode laser<sup>1</sup>. Toute modulation à la fréquence  $f$  du courant injecté  $I$  se traduit par une

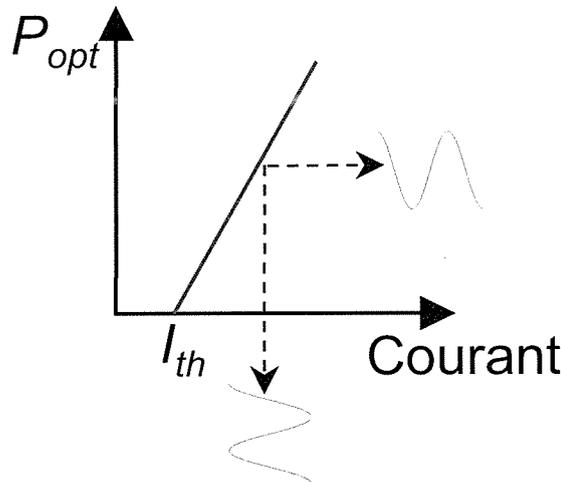


FIGURE I.2 – Représentation de la caractéristique statique d'un laser SC pompé électriquement. La caractéristique est linéaire pour des courants supérieurs au courant de seuil.

modulation à la même fréquence  $f$  de la puissance optique émise. C'est ainsi qu'un signal électrique est converti en une modulation de l'amplitude de l'onde optique.

1. La caractéristique puissance/courant devient non-linéaire pour des taux de pompage élevés.

### Efficacité de la conversion électrique/optique

Polarisons la diode laser avec un courant  $I(t) = I_0 + \Delta I \cos(2\pi ft)$ . La composante de la puissance optique modulée à la fréquence  $f$  s'écrit :

$$\Delta P_{opt}(t) = \frac{hc}{\lambda q} \eta_d \Delta I \cos(2\pi ft). \quad (I.12)$$

En considérant uniquement la caractéristique statique de la source optique, l'efficacité de la conversion électrique/optique directe,  $\eta_{dir}$ , est directement proportionnelle à l'efficacité quantique différentielle de la source optique. Néanmoins, il faut tenir compte de l'efficacité de couplage du mode laser dans la fibre monomode,  $\eta_{fibre}$ . L'efficacité directe,  $\eta_{dir}$ , s'exprime en W/A :

$$\eta_{dir} = \frac{hc}{\lambda q} \eta_d \eta_{fibre}. \quad (I.13)$$

Idéalement,  $\eta_{dir}$  sera donnée par le rapport entre l'énergie d'un photon,  $\frac{hc}{\lambda}$ , et la charge élémentaire  $q$ . Cependant, elle est limitée par les facteurs suivants :

- Les recombinaisons non-radiatives dans le matériau.
- Les courants de fuite diffusés en dehors de la zone active<sup>2</sup>.
- Les pertes optiques internes.
- Les pertes de couplage du mode laser dans la fibre optique.

Les deux premiers facteurs influent directement sur l'efficacité quantique interne. Plusieurs avancées technologiques ont permis de mettre au point des matériaux à haute efficacité quantique interne tels que les matériaux à multipuits quantiques contraints [21]. Dans ces matériaux,  $\eta_i$  peut atteindre 90 % grâce à une augmentation des barrières de potentiel qui limitent les courants de fuite. Quant aux pertes optiques internes, elles peuvent être de l'ordre de  $3 \text{ cm}^{-1}$  aboutissant ainsi à des efficacités quantiques différentielles de l'ordre de 78 % [22]. L'efficacité de couplage du mode d'un laser DFB<sup>3</sup> dans une fibre monomode peut atteindre 70 %<sup>4</sup> [23, 24]. A la longueur d'onde télécom,  $1,5 \mu\text{m}$ , l'efficacité de conversion électrique/optique  $\eta_{dir}$  est donc réduite à 0,45 W/A.

Au delà de sa réponse statique, le laser SC a une réponse dynamique qui limite la bande passante de la liaison optique.

### Bande passante

Afin de comprendre l'impact de la source optique sur la bande passante de la transmission du signal, il faut se rappeler que l'émission laser est la résultante d'une interaction non-linéaire entre deux populations : les porteurs et les photons. Cette interaction peut être schématisée simplement par un "va et vient" continu d'énergie entre les deux populations. Cet échange passe par un régime oscillatoire amorti avant d'aboutir à une

2. Nous appellerons zone active la partie de la diode laser dans laquelle les recombinaisons électron/trou contribuent au gain optique.

3. DFB est l'acronyme de Distributed FeedBack laser.

4. En adaptant la forme du mode laser à la forme du mode de la fibre optique et en utilisant des techniques de couplage très précises.

stabilisation des nombres de photons et de porteurs. L'oscillation se fait à une fréquence particulière notée  $f_r$  et appelée *la fréquence des oscillations de relaxation*. Le phénomène des oscillations de relaxation est une caractéristique des lasers ayant une durée de vie de photons inférieure à la durée de vie de l'inversion de population. Dans la classification des lasers définie dans la référence [25], le laser est dit de classe B<sup>5</sup>.

Imaginons maintenant moduler le courant de pompe du laser SC à une fréquence  $f$ . La réponse du laser est résonante à la fréquence des oscillations de relaxation puis s'amortit à des fréquences plus élevées. En notant  $\Delta\tilde{P}_{opt}$  et  $\Delta\tilde{I}$  les transformées de Fourier respectives de  $\Delta P_{opt}$  et  $\Delta I$ , nous définissons la fonction de transfert de modulation du laser par le rapport  $\Delta\tilde{P}_{opt}/\Delta\tilde{I}$ . Son expression est donnée par l'équation suivante :

$$H(f) = \left( \frac{\Delta\tilde{P}_{opt}}{\Delta\tilde{I}} \right) (f) = \frac{\eta_d h c / \lambda q}{1 - \left(\frac{f}{f_r}\right)^2 + i \frac{f}{\gamma_a}}, \quad (\text{I.14})$$

où la fréquence des oscillations de relaxation  $f_r$  et le taux d'amortissement  $\gamma_a$  sont définis par les deux équations suivantes :

$$f_r \simeq \frac{1}{2\pi} \sqrt{\gamma_{cav} \gamma_e [r - 1]}, \quad (\text{I.15})$$

$$\frac{1}{\gamma_a} = \left[ \frac{2\pi}{\gamma_{cav}} + \frac{\gamma_e}{2\pi f_r^2} \right]. \quad (\text{I.16})$$

Comme on peut le remarquer à partir des équations I.14, I.15 et I.16, l'allure de la fonction de transfert évolue avec les paramètres du laser et le courant d'injection (voir la figure I.3). Il est possible d'exprimer la bande passante de modulation à partir de cette fonction de transfert. La bande passante en modulation directe est donnée par la fréquence à laquelle la puissance modulée  $\Delta P_{opt}$  est réduite de 50% par rapport à sa valeur aux basses fréquences ( $\Delta P_{opt}(f \rightarrow 0)$ ). Nous la noterons  $f_{-3dB}$  dans la suite du manuscrit. Comme l'illustre la figure I.3, la bande passante croît quand nous augmentons le taux de pompage du laser. Nous distinguons deux valeurs limites de  $f_{-3dB}$ . D'une part, aux faibles taux de pompage, l'amortissement est faible et la bande passante de modulation est donnée par :

$$f_{-3dB} \simeq \sqrt{1 + \sqrt{2}} f_r. \quad (\text{I.17})$$

Ce cas correspond à la fonction de transfert pour le taux de pompage  $r = 1,5$  représentée dans la figure I.3. D'autre part, la réponse dynamique devient fortement amortie quand le taux de pompage est élevé. Dans ce cas, la bande passante de modulation est plus grande. Elle devient donnée directement par le taux d'amortissement des photons dans la cavité :

$$f_{-3dB} \simeq \frac{\gamma_{cav}}{2\pi}. \quad (\text{I.18})$$

Ce cas correspond à la fonction de transfert pour le taux de pompage  $r = 50$  représentée par la figure I.3. Or, les durées de vie des porteurs et des photons sont respectivement de quelques ns et d'une dizaine de ps dans un laser SC de type DFB. La bande passante de modulation peut donc atteindre quelques GHz [11].

5. Nous rappellerons cette classification au début du chapitre 3.

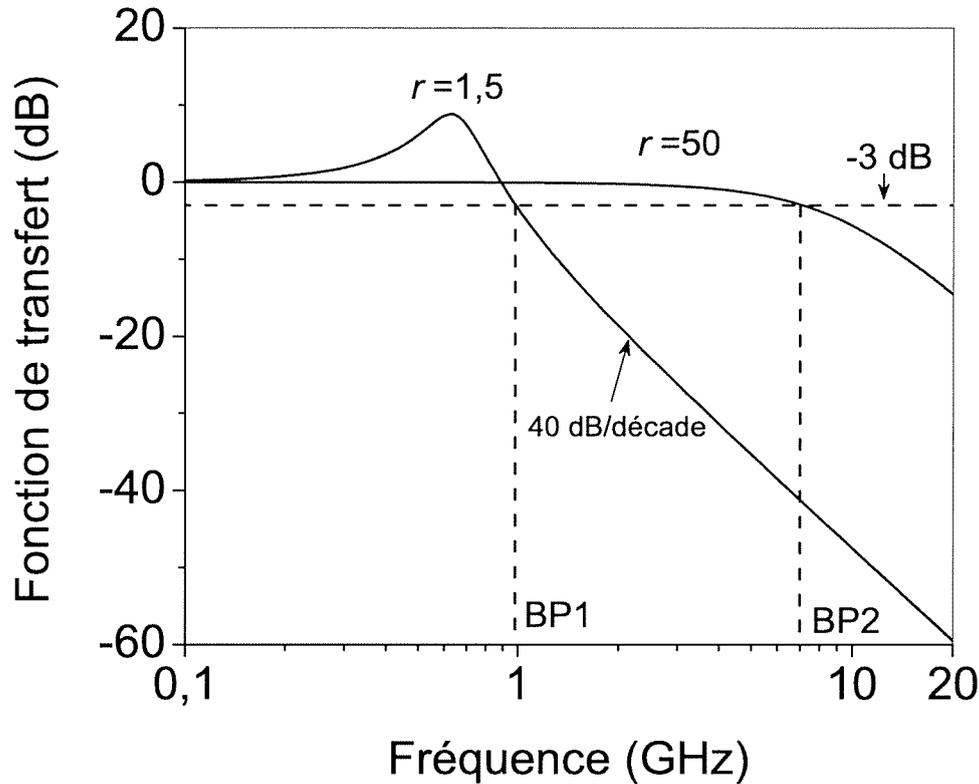


FIGURE I.3 – Module de la fonction de transfert d’un laser SC pour deux taux de pompage :  $r=1,5$  et  $r=50$ . Nous avons fixé la durée de vie des photons à 30 ps et la durée de vie des porteurs à 1 ns. BP1 est la bande passante de modulation pour  $r=1,5$  et BP2 est la bande passante de modulation pour  $r=50$ .

Afin d’augmenter la bande passante de modulation, il est possible de diminuer la durée de vie des photons en réalisant des cavités courtes [26]. Mais cette technique est peu avantageuse car les puissances optiques émises sont faibles. Une autre alternative consiste à augmenter le gain différentiel<sup>6</sup> en utilisant des diodes lasers fonctionnant à basse température [27] ou des structures à base de puits quantiques. Le contrôle simultané des propriétés du matériau et des propriétés de la cavité froide<sup>7</sup> permet d’accéder à des bandes passantes de modulation de 40 GHz [28].

A des fréquences plus hautes que  $f_r$ , l’efficacité de modulation directe chute avec une pente de 40 dB/décade comme l’illustre la figure I.3. Néanmoins, elle peut redevenir importante sur une bande passante étroite en couplant le laser à une cavité externe. Dans ce cas, la réponse dynamique est résonante aux harmoniques de l’intervalle spectral libre (ISL) de la cavité composite [29] (voir la figure I.4). Cette technique peut être utile aux applications fonctionnant aux hautes fréquences mais sur des bandes passantes étroites,

6. Le gain différentiel est le taux de variation du gain linéique  $a$  avec le nombre de porteurs  $N$ .

7. Nous appelons cavité froide la cavité laser sans le gain.

telles que le déport d'oscillateurs locaux.

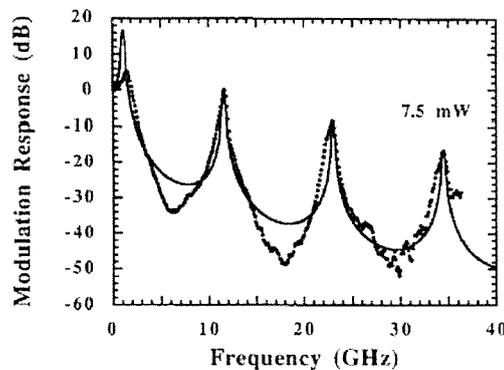


FIGURE I.4 – Graphe extrait de [29]. Illustration de la fonction de transfert d'un laser DFB couplé à une cavité externe. La réponse est résonante aux harmoniques de l'intervalle spectral libre de la cavité composite (dans cet exemple, ISL= 11,5 GHz).

Pour obtenir une large bande passante instantanée de modulation, la modulation d'amplitude par voie externe est la plus appropriée. Par ailleurs, l'efficacité de conversion électrique/optique par modulation externe est proportionnelle à la puissance optique. Nous dédions le paragraphe suivant à la description de la modulation d'amplitude par voie externe.

### I.2.b. La modulation d'amplitude par voie externe

A l'image de la conversion électrique/optique par voie directe, la modulation d'amplitude par voie externe exploite une partie linéaire de la caractéristique statique d'un composant optoélectronique dont la puissance optique transmise varie avec sa tension de commande.

#### Caractéristique statique d'un modulateur d'intensité

La puissance optique  $P_{out}$  transmise à travers un modulateur d'intensité utilisant l'effet électro-optique s'écrit ainsi en fonction de la puissance optique incidente  $P_{in}$  :

$$P_{out} = \frac{T_{FF}P_{in}}{2} [1 + \cos(\kappa V)], \quad (I.19)$$

où  $V$  est la tension de commande du modulateur et  $\kappa$  est une constante dépendant de la longueur d'onde optique, de l'indice de réfraction, du coefficient électro-optique et des caractéristiques géométriques du modulateur.  $T_{FF}$  est la transmission fibre à fibre du modulateur. Elle tient compte des pertes optiques dans le modulateur ainsi que des pertes de couplage dans la fibre monomode. D'après l'équation (I.19), la transmission du modulateur présente une zone de transmission linéaire autour du point de transmission égale à 1/2 (voir la figure I.5 page ci-contre). Nous noterons  $V_{\pi/2}$  la tension de commande en ce point. C'est en ce point qu'une modulation de la tension  $V$  à la fréquence  $f$  est

transformée linéairement en une modulation de la puissance optique transmise à la même fréquence  $f$ .

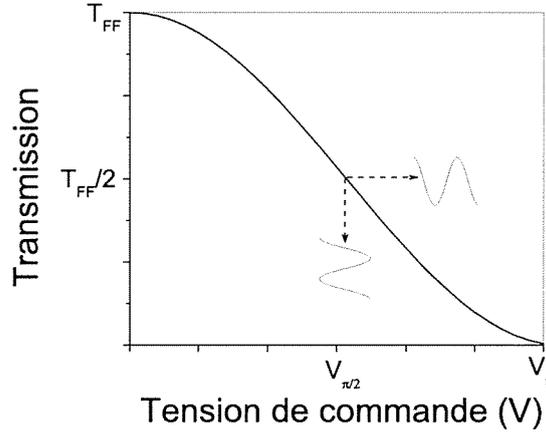


FIGURE I.5 – Représentation schématique de la transmission d'un modulateur d'intensité en fonction de la tension de commande  $V$ .  $V_\pi$  est la tension d'extinction de la puissance optique transmise.  $V_{\pi/2}$  correspond au point de fonctionnement du modulateur où sa transmission est une fonction linéaire de  $V$ .

### Efficacité de conversion et bande passante

Appliquons une tension sinusoïdale  $V_{mod} = \Delta V \sin(2\pi ft)$  autour du point de fonctionnement linéaire. La puissance optique transmise est exprimée par l'équation suivante :

$$P_{out} = \frac{T_{FF} P_{in}}{2} \left[ 1 - \pi \frac{\Delta V}{V_\pi} \sin(2\pi ft) \right], \quad (I.20)$$

où on a supposé que  $\Delta V$  est petit devant  $V_\pi$ ,  $V_\pi$  étant la tension à laquelle nous obtenons un extinction de la puissance optique transmise.

Afin d'exprimer l'efficacité de conversion électrique/optique du modulateur en W/A, nous considérons la résistance de charge  $R_M$ . L'efficacité de conversion,  $\eta_{ext}$ , est donnée par l'équation suivante :

$$\eta_{ext} = \frac{\pi T_{FF} P_{in} R_M}{2 V_\pi}. \quad (I.21)$$

A la différence de la modulation directe, l'efficacité de conversion par modulation externe est d'autant plus importante que la puissance optique incidente est grande. Par conséquent, l'utilisation de sources optiques de puissance permettrait d'augmenter considérablement l'efficacité de conversion. Par ailleurs, l'efficacité de conversion est inversement proportionnelle à la tension  $V_\pi$  du modulateur. Or, cette tension est d'autant plus petite que le coefficient électro-optique du matériau est fort. C'est pourquoi on utilise souvent le niobate de lithium dans les modulateurs d'intensité de type Mach-Zehnder (MZM). Une deuxième alternative pour réduire la tension  $V_\pi$  est de rallonger la longueur de la région dans laquelle le champ électrique et le champ optique interagissent. Dans cette

configuration et lorsque le modulateur fonctionne à haute fréquence, le champ électrique appliqué peut varier notablement pendant le temps de propagation de l'onde optique. Il en résulte donc une diminution de l'efficacité de conversion à haute fréquence, c'est-à-dire de la bande passante de modulation. Afin de trouver un compromis entre la tension  $V_\pi$  et la bande passante de modulation, des électrodes à ondes progressives permettent d'adapter la vitesse de l'onde électrique à la vitesse de l'onde optique. Dans l'exemple de la référence [30], la bande passante de modulation du MZM avec des électrodes à ondes progressives est supérieure à 70 GHz pour une tension  $V_\pi$  égale à 5,1 V.

La modulation externe permet donc d'atteindre de très larges bandes passantes de modulation. De plus, l'efficacité de conversion est facilement contrôlée via la puissance optique incidente. Cependant, nous verrons par la suite que ces deux paramètres peuvent se dégrader suite à la propagation du signal optique dans la fibre monomode.

### 1.3 La transmission de modulation par fibre optique

La fibre optique est l'élément clé qui a ouvert à l'optique le large domaine des applications numériques et analogiques. En effet, bien avant que les lasers SC et les modulateurs de type MZM ne soient optimisés, la fibre optique monomode présentait déjà de très faibles pertes de transmission [31, 32], typiquement 0,2 dB/km autour de 1,5  $\mu\text{m}$ . De plus, cette valeur d'atténuation s'étend sur une fenêtre spectrale de quelques THz. Par conséquent, la fibre optique est un support de transmission avec une bande passante quasiment *infinie* dans le domaine des ondes micro-ondes et millimétriques.

Cependant, certaines applications peuvent être fortement limitées par la simple transmission linéaire du signal optique dans la fibre monomode. Par exemple, les applications *longues distances* sont pénalisées par la dispersion chromatique de la fibre optique [33]. Cette dernière a pour effet de modifier la phase relative des bandes latérales du spectre de l'onde modulée. Par conséquent, la puissance électrique transmise est atténuée voire totalement éteinte en sortie de la liaison [34]. A titre d'exemple, en plus des pertes optiques, une modulation à 9,4 GHz est atténuée de 25 dB en sortie d'une fibre monomode de 45 km de longueur et dont la dispersion vaut -17 ps/nm/km. Pour contourner cet effet, nous citons par exemple l'utilisation de fibres à compensation de dispersion, ou l'intégration de réseaux de Bragg chirpés dans la liaison [35], ou encore l'utilisation de techniques de modulation d'amplitude à bande latérale unique [36].

### 1.4 La conversion optique/électrique par détection directe

En dernière étape, le signal analogique est restitué par détection quadratique de la porteuse optique. Nous rappellerons, dans ce qui suit, les paramètres dont dépendent l'efficacité de conversion optique/électrique, la bande passante et la linéarité de la photo-détection.

Le rendement de la photodétection, exprimé en A/W, représente le coefficient de proportionnalité entre le photocourant détecté et la puissance optique incidente. Il inclut le rendement quantique interne de la photodétection,  $\eta_{ph}$ , c'est-à-dire, le rapport entre le nombre de photons incidents et le nombre de paires électrons trous générés. En tenant compte de l'efficacité de couplage du mode de la fibre optique à la surface absorbante du détecteur, noté  $C_{ph}$ , le rendement de la photodétection s'écrit :

$$\mathfrak{R}_{ph} = C_{ph} \frac{e\lambda}{hc} \eta_{ph}. \quad (I.22)$$

Le photocourant détecté, noté  $I_{ph}$ , est proportionnel à la puissance optique incidente :

$$I_{ph} = \mathfrak{R}_{ph} P_{opt}. \quad (I.23)$$

Le rendement de la photodétection, à 1,5  $\mu\text{m}$ , est inférieur à 1 A/W et augmente avec l'épaisseur de la zone intrinsèque du photodétecteur. Cependant, le temps de transit des porteurs à travers la zone intrinsèque devient plus long quand la zone intrinsèque est élargie. La limite supérieure de la bande passante de photodétection<sup>8</sup>, donnée par le temps de transit des porteurs, est donc réduite quand nous cherchons à augmenter son rendement. Le produit de l'efficacité quantique interne (ou rendement) par la bande passante est effectivement une caractéristique intrinsèque du matériau dont la limite haute ne dépend que du coefficient d'absorption de la zone intrinsèque et de la vitesse moyenne des paires électron/trou [37]. Ce produit est de l'ordre de 15 GHz dans les photodiodes PIN<sup>9</sup> à éclairement par la surface. Il est donc nécessaire de découpler les deux caractéristiques afin de pouvoir répondre aux applications analogiques nécessitant de grandes dynamiques sur de larges bandes passantes.

Dans ce contexte, le développement de photodiodes PIN à éclairement par la tranche a permis de trouver un meilleur compromis entre le rendement et la bande passante de la photodétection. Dans ce type de photodiodes, les photons, arrivant parallèlement à la jonction, sont guidés dans la zone intrinsèque. Par conséquent, le rendement est optimisé via la longueur de la zone intrinsèque sans dégrader le temps de transit des porteurs. A titre d'exemple, nous citons les travaux de *Kato et al.* ayant permis d'aboutir à des photodiodes à éclairement par la tranche fonctionnant à 1,55  $\mu\text{m}$  sur une bande passante électrique supérieure à 50 GHz avec un rendement proche de 1 A/W [38, 39].

Par ailleurs, la conversion optique/électrique doit rester linéaire sous de fortes puissances optiques incidentes afin de conserver la dynamique du signal hyperfréquence transmis par voie optique. Cependant, la linéarité de la photodiode peut être dégradée par la forte diminution de la vitesse des électrons sous l'effet d'un fort champ électrique dans la zone de charge d'espace ou par des effets thermiques dépendant de l'architecture de la photodiode [40, 41]. Intuitivement, le moyen le plus direct pour augmenter la linéarité d'une photodiode consisterait à augmenter le volume de la zone absorbante mais au

---

8. La bande passante de photodétection est aussi définie par la fréquence à laquelle le rendement de photodétection chute de 3 dB par rapport à sa valeur aux très basses fréquences.

9. Une photodiode PIN est constituée d'une zone absorbante (ou intrinsèque) placée dans une jonction PN.

détriment de la bande passante. Le compromis bande passante/linéarité est plutôt obtenu avec une photodiode PIN à éclairage par la tranche constituée d'un ensemble de photodétecteurs discrets distribués en série le long d'un guide d'onde optique passif. Les contributions électriques des différents détecteurs sont ensuite sommées dans une ligne de transmission à haute impédance. Cette technique a permis de réaliser un photodétecteur dont la réponse est linéaire pour un photocourant égal à 60 mA et sur une bande passante de 40 GHz [42].

Notre étude se limite aux applications analogiques dans la bande 0 – 18 GHz. Nous utilisons donc des photodiodes à éclairage par la surface dont le rendement est de 0,8 A/W à 1,55  $\mu\text{m}$ . La réponse électrique de ces photodiodes est linéaire jusqu'à un photocourant moyen égal à 10 mA<sup>10</sup>.

## 1.5 Sources de bruits additifs en détection directe

Le transport d'un signal analogique par voie optique est exposé à des bruits additifs, dégradant la qualité du signal transmis. Ici, nous rappelons les différentes sources de bruit se rajoutant au spectre électrique du signal détecté. Nous prêtons une attention spécifique à la description du bruit d'intensité introduit par la source optique et en particulier à sa distribution spectrale sur la bande de fréquences utile pour les applications RADAR.

### 1.5.a. Outils statistiques pour la description du bruit

Avant de présenter les différentes sources de bruit, nous commençons par introduire les outils statistiques utilisés pour caractériser un signal bruité. Considérons un signal  $P(t)$  présentant de petites fluctuations  $\delta P(t)$  autour de sa valeur moyenne  $\langle P \rangle$ .

$$P(t) = \langle P \rangle + \delta P(t) \quad (\text{I.24})$$

$P(t)$  est une fonction aléatoire dont la valeur moyenne,  $\langle P \rangle$ , s'exprime de la manière suivante :

$$\langle P \rangle = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} P(t) dt \quad (\text{I.25})$$

Pour un processus aléatoire stationnaire, qui est le seul type de processus que nous allons considérer dans notre étude, la valeur moyenne est indépendante de l'instant de mesure  $t_0$ . De plus, nous considérons qu'il s'agit d'un processus ergodique, par conséquent sa moyenne temporelle sur une durée d'observation infinie est identique à sa moyenne statistique sur un grand nombre de réalisations du signal  $P(t)$ .

La puissance des fluctuations et leurs caractéristiques temporelles sont décrites par la fonction d'autocorrélation,  $\Gamma_{\delta P}$ , donnée par l'équation suivante :

$$\Gamma_{\delta P}(\tau) = \langle \delta P(t) \delta P(t + \tau) \rangle. \quad (\text{I.26})$$

10. Attention, le photocourant de saturation dépend de la longueur d'onde. A 1  $\mu\text{m}$ , il vaut typiquement 2 mA.

En  $\tau = 0$ ,  $\Gamma_{\delta P}$  est maximale égale à la variance  $\langle \delta P^2(t) \rangle$ . Lorsque  $\tau$  tend vers l'infini,  $\Gamma_{\delta P}$  devient nulle ce qui signifie qu'il n'y plus aucun rapport entre  $\delta P(t)$  et  $\delta P(t + \tau)$ .

Finalement,  $\Gamma_{\delta P}$  contient l'information sur la manière dont la puissance du bruit est répartie dans le domaine fréquentiel. En effet, en utilisant le théorème de Wiener-Khintchine, la densité spectrale de puissance  $W_{\delta P}$  s'exprime :

$$W_{\delta P}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma_{\delta P}(\tau) e^{2i\pi f\tau} d\tau. \quad (I.27)$$

Dans la pratique, nous calculons  $W_{\delta P}(f)$  à partir de la transformée de Fourier  $\widetilde{\delta P}(f)$  du signal<sup>11</sup> :

$$W_{\delta P}(f) = \langle \widetilde{\delta P}(f) \widetilde{\delta P}(f)^* \rangle, \quad (I.28)$$

où nous utilisons \* pour désigner le complexe conjugué. L'opérateur transformée de Fourier est décrit par les deux équations suivantes :

$$\widetilde{\delta P}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta P(t) e^{2i\pi ft} dt, \quad (I.29)$$

$$\delta P(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \widetilde{\delta P}(f) e^{-2i\pi ft} df. \quad (I.30)$$

La variance du bruit,  $\langle \delta P^2(t) \rangle$ , est obtenue en intégrant la densité spectrale de puissance  $W_{\delta P}(f)$  sur toute l'étendue du spectre utile.

$$\langle \delta P^2(t) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} W_{\delta P}(f) df. \quad (I.31)$$

Comme  $W_{\delta P}(f)$  est une fonction paire, nous noterons par  $S_{\delta P}(f)$  la densité spectrale de puissance de bruit s'étalant sur les fréquences positives.

$$S_{\delta P}(f) = 2W_{\delta P}(f). \quad (I.32)$$

En pratique, la variance du bruit est analysée autour de la fréquence d'analyse  $f$  à travers un filtre électrique passe bande de largeur  $\Delta f$  et de transmission égale à 1. La puissance de bruit autour de la fréquence  $f$  sur la bande étroite  $\Delta f$  est donc donnée par l'expression suivante :

$$\langle \delta P^2(t) \rangle_{\Delta f} = S_{\delta P}(f) \Delta f. \quad (I.33)$$

Avec ces différents outils d'analyse spectrale en main, nous nous proposons de regarder de près les différentes sources de bruit dégradant le photocourant mesuré en sortie de la liaison optique/hyperfréquence.

---

11. Attention, pour que la transformée de Fourier existe, il faut souvent borner temporellement le signal. Sinon l'équation I.27 est d'un usage plus général.

### I.5.b. Le bruit thermique

Le bruit thermique est une composante inhérente à tout système électrique. Il est attribué à l'agitation thermique induisant des variations permanentes du courant électrique circulant dans la résistance de charge de la photodiode, notée  $R_{ph}$ . Nous noterons  $i_{therm}(t)$  la contribution du bruit thermique aux fluctuations totales,  $i(t)$ . Imaginons que nous disposons d'une résistance de mesure  $R_e$  dépourvue de bruit et égale à la résistance  $R_{ph}$ . Dans ce cas, la densité spectrale de puissance associée au bruit thermique circulant dans  $R_e$  est :

$$S_{i_{therm}} = \frac{k_B T}{R_{ph}}, \quad (I.34)$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzman et  $T$  est la température ambiante. La densité spectrale  $S_{i_{therm}}$  s'étale uniquement sur les fréquences positives du spectre.

Le bruit thermique est un bruit dont la densité spectrale est indépendante de la fréquence d'analyse  $f$ . Par ailleurs, ce bruit blanc ne dépend pas du photocourant moyen  $\langle I_{ph} \rangle$ .

### I.5.c. Le bruit de grenaille

Le bruit de grenaille ou "shot noise" a une autre origine que celle du bruit thermique. Il provient de la nature discrète des charges qui portent le courant. Ce dernier est donc la superposition de courants impulsionnels générés à des instants aléatoires dans le temps et indépendants les uns des autres. Le bruit de courant induit,  $i_{shot}$ , est décrit par une statistique de Poisson. La densité spectrale de puissance associée au bruit de grenaille est liée au photocourant moyen  $\langle I_{ph} \rangle$  par la relation suivante :

$$S_{i_{shot}} = 2q \langle I_{ph} \rangle, \quad (I.35)$$

où  $q$  est la charge élémentaire d'un électron. La densité spectrale  $S_{i_{shot}}$  s'étale uniquement sur les fréquences positives du spectre.

Le bruit de grenaille est aussi un bruit blanc. Cependant, contrairement au bruit thermique, cette source de bruit dépend linéairement du photocourant moyen détecté.

### I.5.d. Le bruit de la source optique

Outre le signal de modulation utile, la détection restitue également une image électrique des fluctuations d'intensité de l'onde optique. Ces fluctuations d'intensité viennent s'ajouter au bruit thermique et au bruit de grenaille.

#### Origine du bruit d'intensité de la source optique

Une des origines de ce bruit est l'émission spontanée. Rappelons d'abord que l'émission spontanée est indispensable à l'initiation de l'effet laser car ce sont les premiers photons émis spontanément qui seront par la suite "multipliés" par émission stimulée. Cependant, le processus de création de photons spontanés est un processus aléatoire. Il en découlera

donc une modification stochastique du nombre de photons dans la cavité et du nombre de porteurs dans le milieu à gain. Par conséquent, la puissance optique émise fluctue autour de sa valeur moyenne  $\langle P_{opt} \rangle$ . Nous désignons par  $\delta P_{opt}(t)$  l'amplitude des fluctuations de la puissance  $P_{opt}$ .

En plus de l'émission spontanée qui constitue une source de bruit interne, les fluctuations  $\delta P_{opt}(t)$  sont continuellement alimentées par des perturbations extérieures telles que le bruit de la pompe, les fluctuations thermiques du milieu à gain, les instabilités mécaniques de la cavité ou encore la réinjection optique. Dans ce qui suit, nous nous limiterons à la description du bruit d'intensité de la source optique liée à l'émission spontanée.

### Le formalisme des forces de Langevin pour la description du bruit d'intensité d'une source optique

Afin de tenir compte de ces incréments aléatoires du nombre de photons et de porteurs par émission spontanée, *McCumber* [12] a proposé d'utiliser le formalisme *des forces de Langevin*<sup>12</sup> consistant à introduire des sources de bruit dans les équations d'évolution temporelles (I.1) et (I.2). L'approche heuristique de *McCumber* a été justifiée dans les travaux de *Lax* [13] qui lui se basait sur les outils de la mécanique quantique pour décrire le bruit. Peu avant le fonctionnement du premier laser à semiconducteur continu, *Haug* a adapté le formalisme classique des forces de Langevin aux lasers semiconducteurs [14].

Les forces de Langevin liées à l'émission spontanée décrivent des fluctuations temporelles stochastiques. D'un point de vue statistique, elles décrivent un processus de bruit gaussien stationnaire. Nous noterons  $F_{N_{ph}}(t)$  et  $F_N(t)$  les forces de Langevin liées respectivement au nombre de photons  $N_{ph}$  et au nombre de porteurs  $N$ .  $F_{N_{ph}}(t)$  et  $F_N(t)$  ont des valeurs moyennes nulles :

$$\langle F_{N_{ph}}(t) \rangle = 0, \quad (I.36)$$

$$\langle F_N(t) \rangle = 0. \quad (I.37)$$

Par ailleurs, comme elles décrivent un processus n'ayant aucune mémoire dans le temps, leurs densités spectrales de puissance sont constantes :

$$W_{F_{N_{ph}}}(f) = 2D_{N_{ph}}, \quad (I.38)$$

$$W_{F_N}(f) = 2D_N, \quad (I.39)$$

où  $D_{N_{ph}}$  et  $D_N$  sont appelés des coefficients de diffusion. Les coefficients de diffusion d'un bruit type "bruit de grenaille" sont proportionnels aux nombres moyens de particules créés ou absorbés [10] :

$$D_{N_{ph}} = R'_{sp} \langle N_{ph} \rangle, \quad (I.40)$$

$$D_N = R'_{sp} \langle N_{ph} \rangle + \gamma_e \langle N \rangle, \quad (I.41)$$

12. En 1908, Paul Langevin propose une équation pour décrire la marche aléatoire des particules en suspension dans un liquide (mouvement brownien). Cette équation correspond à l'écriture du principe fondamental de la dynamique d'un objet dans un liquide soumis à des forces visqueuses et à une force aléatoire correspondant aux collisions permanentes de l'objet avec les atomes du milieu ambiant [43].

où  $\langle N_{ph} \rangle$  et  $\langle N \rangle$  sont les solutions à l'état stationnaire des équations (I.2) et (I.1). Le second terme dans l'équation I.41 est attribué au bruit de recombinaison des porteurs.

Le taux d'émission spontanée dans le mode,  $R'_{sp}$ , est, au facteur d'inversion  $n_{sp}$  près, le taux d'émission stimulée par un photon dans le mode. Nous avons :

$$R'_{sp} = n_{sp} \frac{R_{st}}{\langle N_{ph} \rangle}, \quad (\text{I.42})$$

où  $R_{st}$  est le taux d'émission stimulée défini par :

$$R_{st} = GN_{ph}. \quad (\text{I.43})$$

Par ailleurs, comme la création d'un photon spontané est la résultante de la recombinaison d'une paire électron/trou, les deux forces  $F_{N_{ph}}(t)$  et  $F_N(t)$  sont anticorrélées. Par conséquent, leur densité spectrale de puissance croisée est négative :

$$\begin{aligned} W_{F_{N_{ph}} F_N}(f) &= -2D_{N_{ph}N}, \\ &= -2R'_{sp} \langle N_{ph} \rangle. \end{aligned} \quad (\text{I.44})$$

REMARQUE :

– Il est possible d'exprimer le taux d'émission spontanée en fonction du taux d'amortissement des photons dans la cavité.

En effet, en négligeant le terme source d'émission spontanée dans l'équation (I.2), le gain optique, en régime stationnaire, est donnée par l'équation suivante :

$$\Gamma G = \gamma_{cav}. \quad (\text{I.45})$$

Le taux d'émission spontanée participant au mode laser s'écrit donc :

$$R'_{sp} = n_{sp} \gamma_{cav} / \Gamma. \quad (\text{I.46})$$

Finalement, même si les forces de Langevin décrivent un bruit blanc, la répartition spectrale du bruit d'intensité de la source optique ne sera pas constante avec la fréquence  $f$ . En effet, les propriétés du milieu amplificateur et de la cavité froide ainsi que le point de fonctionnement du laser vont modifier la densité spectrale de puissance de bruit liée à l'émission spontanée.

### Description du bruit d'intensité d'un laser SC : Amplitude et distribution spectrale

Afin d'obtenir une description complète du bruit d'intensité de la source optique, on introduit les forces de Langevin dans les équations couplées (I.1) et (I.2). En développant ces équations dans l'espace de Fourier, au premier ordre autour de leurs valeurs stationnaires, nous pouvons déduire la densité spectrale de bruit d'intensité optique en sortie du laser (Voir l'annexe A).

Nous introduisons le bruit d'intensité relatif<sup>13</sup> défini comme le rapport entre les fluctuations quadratiques de la puissance optique émise et la puissance moyenne au carré. Les

13. Le terme anglophone est Relative Intensity Noise.

fluctuations de puissance optique sont quantifiées par la densité spectrale de puissance de  $\delta P_{opt}(t)$ , notée  $S_{\delta P_{opt}}$ <sup>14</sup>. Dans la suite du manuscrit, nous désignerons par  $RIN$  le bruit d'intensité relatif de la source optique. :

$$RIN(f) = \frac{S_{\delta P_{opt}}(f)}{\langle P_{opt} \rangle^2}. \quad (I.47)$$

Le  $RIN$  est exprimé en  $\text{Hz}^{-1}$ .

Comme  $I_{ph}(t) = \mathfrak{R}_{ph} P_{opt}(t)$ , le bruit d'intensité relatif peut aussi être défini à partir des fluctuations du photocourant mesuré quand on détecte la puissance optique émise. Nous notons par  $i_{laser}(t)$  la contribution du bruit d'intensité de la source optique aux fluctuations du photocourant  $i(t)$ . L'expression du  $RIN$  est donnée par :

$$RIN(f) = \frac{S_{i_{laser}}(f)}{\langle I_{ph} \rangle^2}. \quad (I.48)$$

Le calcul du bruit d'intensité relatif à partir des équations (I.1), (I.2), (I.40), (I.41) et (I.44) n'est pas l'objet de cette partie. Cependant, les étapes du calcul sont exposées dans l'annexe A. Nous nous limiterons donc à mettre l'accent sur la distribution spectrale et l'amplitude maximale du bruit d'intensité relatif. L'expression du  $RIN$  est donnée par l'équation suivante :

$$RIN(f) = \frac{4R'_{sp}}{\langle N_{ph} \rangle} \frac{\gamma_e^2 + (2\pi f)^2 + \frac{(2\pi f_r)^2 \gamma_e}{R'_{sp}}}{\left( (2\pi f_r + 2\pi f)^2 + \Gamma_r^2 \right) \left( (2\pi f_r - 2\pi f)^2 + \Gamma_r^2 \right)}, \quad (I.49)$$

où  $\Gamma_r$  est défini ainsi :

$$\Gamma_r = \frac{(2\pi f_r)^2}{4\pi\gamma_a}. \quad (I.50)$$

L'équation (I.49) montre clairement que le bruit d'intensité relatif en sortie d'un laser SC de type DFB n'est pas un bruit blanc. Sa distribution spectrale est résonante à la fréquence des oscillations de relaxation  $f_r$ . Cette distribution est une signature de la dynamique résonante d'un laser SC de type DFB. Nous illustrons ce comportement par des mesures expérimentales de  $RIN$  faites sur un laser DFB ALCATEL (LMI1905) sur la plage spectrale 0,1-18 GHz. La représentation expérimentale du  $RIN$  est donnée en dB/Hz :

$$RIN_{dB} = 10 \log(RIN). \quad (I.51)$$

Ces mesures sont reproduites en figure I.6 page suivante. Nous avons choisi d'y représenter le spectre de  $RIN$  pour deux taux de pompage différents afin d'illustrer la modification du bruit d'intensité avec la puissance émise. Rappelons à ce stade que la puissance optique émise est un paramètre important dans l'optimisation du bilan d'une liaison optique. D'une part, la bande passante en modulation directe croît avec la puissance optique émise (voir I.2.a.). D'autre part, l'efficacité de conversion électrique/optique en modulation externe est proportionnelle à la puissance optique traversant le modulateur d'intensité (voir

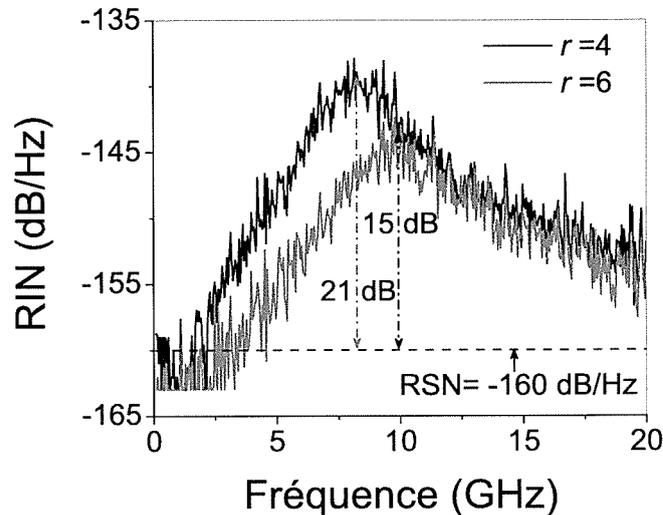


FIGURE I.6 – Mesures expérimentales du RIN d'un laser DFB (Alcatel LMI1905) pour deux taux de pompage,  $r = 4$  et  $r = 6$ . Le photocourant de la mesure vaut 3,2 mA dans les deux cas. La puissance optique émise est égale à 16 mW et 26 mW respectivement pour  $r = 4$  et  $r = 6$ . La courbe en trait discontinu est le bruit de grenaille relatif pour le photocourant de la mesure : 3,2 mA.  $RSN$  est le bruit de grenaille relatif.

I.2.b.). La figure I.6 montre que le bruit d'intensité relatif devient important autour de la fréquence  $f_r$ . Cependant, nous observons une diminution du maximum de  $RIN$  quand le taux de pompage du laser passe de  $r = 4$  à  $r = 6$ . Nous notons par  $RIN_{max}$  le maximum du bruit d'intensité relatif.

### Evolution de $RIN_{max}$ avec la puissance émise

En utilisant les équations (I.15), (I.16) et (I.50),  $RIN_{max}$  a l'expression suivante :

$$RIN_{max} = \frac{16R'_{sp}}{r^2 \langle N_{ph} \rangle} \frac{1 + \gamma_{cav} \left[ \frac{r-1}{\gamma_e} + \frac{r-1}{R'_{sp}} \right]}{4\gamma_{cav}\gamma_e(r-1) + \frac{\gamma_e^2 r^2}{4}}. \quad (I.52)$$

Sachant que, dans un laser SC de type DFB,  $\gamma_{cav} \gg \gamma_e$ ,  $RIN_{max}$  s'écrit plus simplement :

$$RIN_{max} \approx \frac{4R'_{sp}}{r^2 \langle N_{ph} \rangle \gamma_e^2}. \quad (I.53)$$

Rappelons l'expression de  $\langle P_{opt} \rangle$  en fonction du taux de pompage  $r$ , puis en fonction du nombre moyen de photons dans la cavité,  $\langle N_{ph} \rangle$  :

$$\langle P_{opt} \rangle = \frac{hc}{\lambda q} \eta_d I_{th} (r - 1), \quad (I.54)$$

14.  $S_{\delta P_{opt}}$  est une densité spectrale de puissance s'étalant uniquement sur les fréquences positives du spectre.

$$\langle P_{opt} \rangle = h\nu_{opt}\gamma_m \langle N_{ph} \rangle. \quad (I.55)$$

En utilisant ces deux équations, l'évolution de  $RIN_{max}$  avec  $\langle P_{opt} \rangle$  est donnée par l'équation suivante :

$$RIN_{max} \approx \frac{4R'_{sp}h\nu_{opt}\gamma_m}{\left(\frac{\langle P_{opt} \rangle \lambda q}{hc n_d I_{th}} + 1\right)^2 \langle P_{opt} \rangle \gamma_e^2} \propto \frac{1}{\langle P_{opt} \rangle^3}. \quad (I.56)$$

D'après (I.56), le maximum du  $RIN$  décroît comme  $1/\langle P_{opt} \rangle^3$ . La figure I.6 illustre une diminution du maximum de  $RIN$  de 7 dB quand nous augmentons la puissance optique émise de 16 mW à 26 mW. Cette diminution est en accord avec le comportement prévu par l'équation (I.56).

### Comparaison de $RIN_{max}$ à la limite quantique standard

Afin d'évaluer l'impact de la réponse résonante du laser sur le bruit d'intensité, nous proposons de comparer le maximum du  $RIN$  à la limite quantique standard donné par le bruit de grenaille. Dans la suite du manuscrit, nous noterons le bruit de grenaille relatif, c'est-à-dire la densité spectrale de puissance de bruit de grenaille divisée par le carré du photocourant, par  $RSN$  ("Relative Shot Noise"). Le bruit de grenaille relatif est donné par l'équation suivante :

$$RSN = \frac{S_{i_{shot}}}{\langle I_{ph} \rangle^2} = \frac{2q}{\langle I_{ph} \rangle}, \quad (I.57)$$

où  $\langle I_{ph} \rangle$  est le photocourant moyen mesuré en sortie de la source optique<sup>15</sup>. Par exemple, pour un taux de pompage  $r = 4$ , la puissance émise par le laser DFB ALCATEL (LMI1905) est  $\langle P_{opt} \rangle = 16$  mW. Nous l'atténuons à 4 mW et nous détectons 3,2 mA avec une photodiode dont la réponse vaut 0,8 A/W. Le bruit de grenaille relatif correspondant au photocourant de la mesure est égal à  $-160$  dB/Hz. Idéalement, le RSN aurait été de  $-168$  dB/Hz si nous avions détecté toute la puissance optique émise. Nous avons représenté sur la figure I.6 la limite du bruit de grenaille relatif correspondant au photocourant de la mesure du  $RIN$  du laser ALCATEL pour les deux taux de pompage  $r = 4$  et  $r = 6$ .

En tenant compte des équations (I.53), (I.55) et (I.46), le rapport entre  $RIN_{max}$  et  $RSN$  s'écrit :

$$\frac{RIN_{max}}{RSN} = \frac{2n_{sp}\gamma_{cav}\gamma_m}{r^2\gamma_e^2\Gamma} \frac{h\nu_{opt}}{q} \left[ \frac{\langle I_{ph} \rangle}{\langle P_{opt} \rangle} \right]. \quad (I.58)$$

Le terme entre crochets dans l'équation (I.58) rend compte des pertes optiques et de l'efficacité de la photodétection en A/W. Si les pertes optiques sont importantes ou le rendement de la photodiode est très faible, l'écart entre  $RIN_{max}$  et le bruit de grenaille relatif peut devenir peu significatif.

Dans un premier temps, et indépendamment des résultats expérimentaux de la figure I.6, nous allons donner un ordre de grandeur du rapport  $RIN_{max}/RSN$  en s'appuyant sur des valeurs de paramètres rapportées dans la littérature [10, 44, 45]. Nous résumons

15. Le photocourant mesuré peut être inférieur à  $\mathfrak{R}_{ph}P_{opt}$  où  $P_{opt}$  est la puissance optique émise pour un taux de pompage  $r$  à cause des pertes optiques dans la liaison. Ou encore, la puissance optique est délibérément atténuée pour ne pas saturer la photodiode.

les différentes valeurs numériques dans le tableau I.1. Nous supposons dans ce qui suit pouvoir détecter toute la puissance optique émise avec une photodiode dont le rendement vaut 0,8 A/W.

Paramètre	Valeur numérique	Unité
$n_{sp}$	2	sans unité
$\tau_e$	1	ns
$\tau_p$	30	ps
$\mathcal{R}_{phd}$	0,8	A/W
$R_m$	0,3	sans unité
$L_{cav}$ <sup>16</sup>	2	mm
$\Gamma$	0,5 [44]	sans unité
$\lambda$	1550	nm

TABLE I.1 – Les valeurs numériques considérées pour évaluer le rapport entre le maximum du RIN et la limite quantique du bruit de l'émission spontanée d'un laser SC de type DFB.

En considérant un taux de pompage  $r = 4$ , l'écart entre  $RIN_{max}$  et le bruit de grenaille relatif atteint 30,5 dB. Cet écart décroît vers 27 dB quand nous augmentons le taux de pompage à 6. Par conséquent, la présence des oscillations de relaxation est responsable d'une forte augmentation du RIN autour de la fréquence  $f_r$ . Nous appellerons par la suite, "excès de bruit", le rapport entre  $RIN_{max}$  et  $RSN$ .

L'excès de bruit est une caractéristique intrinsèque des lasers présentant des oscillations de relaxation [46]. Il est aussi observé dans les lasers à milieu actif solide Nd :YAG ou Er,Yb :verre. Étant donné que la durée de vie du niveau excité dans ce type de lasers est de l'ordre de 1 ms, la fréquence des oscillations de relaxation est de l'ordre de quelques centaines de kHz. Par exemple, les auteurs de la référence [47] ont mesuré à la fréquence des oscillations de relaxation d'un laser Nd : YAG, un  $RIN_{max}$  60 dB au dessus du bruit de grenaille relatif (Voir la figure I.7 page suivante).

En s'appuyant maintenant sur les résultats expérimentaux de la figure I.6, l'excès de bruit vaut 21 dB pour  $r = 4$  puis décroît vers 15 dB quand nous augmentons le taux de pompage à 6. Cette diminution est compatible les prévisions de l'équation (I.58).

Nous avons associé l'excès de bruit avec une fréquence particulière qui est la fréquence des oscillations de relaxation. Cependant, cet excès de bruit est significatif sur une large plage spectrale dont l'étendue est donnée par le taux d'amortissement des oscillations de relaxation. Le taux d'amortissement,  $\Gamma_r$ , est proportionnel à l'inverse de la durée de vie des porteurs dans le SC (ou de l'inversion de population dans le cas du laser Nd :YAG). Nous observons donc un excès de bruit sur la quasi-totalité de la bande de fréquences allant de 0 à 20 GHz dans le cas du laser ALCATEL. Cependant, cet excès s'étend uniquement sur 20 MHz dans le cas du laser Nd :YAG comme l'illustre la figure I.7. Néanmoins, nous

16. Rappelons que la longueur optique sur un aller-retour dans la cavité tient compte de l'indice du semiconducteur, pris égal à 3,4.

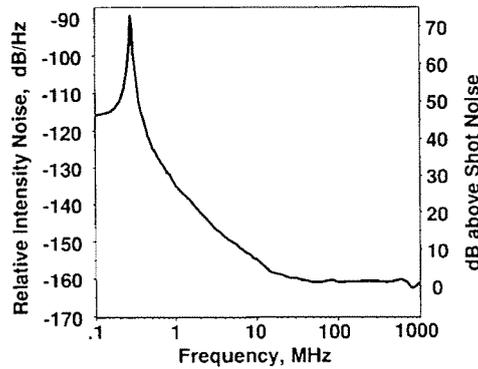


FIGURE I.7 – Graphe extrait de [47]. Mesure expérimentale du  $RIN$  d'un laser Nd :YAG monomode émettant 28 mW à  $1.3 \mu\text{m}$ . Mesure effectuée avec un photocourant détecté égal à 4.4 mA. A 280 kHz, la fréquence des oscillations de relaxation, l'excès de bruit d'intensité est supérieur à 60 dB.

verrons au paragraphe I.6 qu'un laser à milieu actif solide tel qu'un Nd : YAG ne satisfait pas les exigences des applications RADAR (voir le paragraphe I.6 du chapitre I).

### Le $RIN$ des lasers semiconducteurs aux basses fréquences

Nous entendons par "basses fréquences" la plage spectrale regroupant les fréquences très inférieures à la fréquence  $f_r$ . Pour un laser DFB, cette plage spectrale s'étend de 0 Hz à 1 GHz.

L'expression du  $RIN$  donnée par l'équation (I.52) se simplifie pour  $f \ll f_r$ . Nous désignons par  $RIN_{BF}$  le bruit d'intensité relatif aux basses fréquences :

$$RIN_{BF} = \frac{4R'_{sp}}{\langle N_{ph} \rangle} \frac{\gamma_e^2}{(2\pi f_r)^4} + \frac{4\gamma_e}{\langle N_{ph} \rangle (2\pi f_r)^2}. \quad (\text{I.59})$$

Nous proposons de comparer  $RIN_{BF}$  au bruit de grenaille relatif mesuré pour un photocourant moyen  $\langle I_{ph} \rangle$ . Pour des taux de pompage élevés ( $r = 4$  par exemple), le second terme dans l'équation (I.59) devient prépondérant. Le rapport entre  $RIN_{BF}$  et  $RSN$  s'écrit donc simplement :

$$\frac{RIN_{BF}}{RSN} = \frac{\gamma_m}{\gamma_{cav}} \frac{2}{(r-1)} \frac{h\nu_{opt}}{q} \frac{\langle I_{ph} \rangle}{\langle P_{opt} \rangle}. \quad (\text{I.60})$$

Ici, nous supposons que nous détectons toute la puissance optique émise avec une photodiode dont le rendement vaut 0,8 A/W. En utilisant les paramètres du tableau I.1, l'écart entre  $RIN_{BF}$  et  $RSN$  vaut 2 dB. Nous en déduisons que le bruit d'intensité relatif aux basses fréquences est faible, proche de la limite quantique standard. Par ailleurs, l'expression de  $RIN_{BF}$  donnée par l'équation (I.59) est indépendante de  $f$ . Par conséquent, le spectre du  $RIN$  présente un palier aux basses fréquences où le bruit est à sa plus faible valeur. La mesure de la figure I.6 couvre la plage spectrale  $[0, 1 - 20]$  GHz. Aux basses fréquences, le  $RIN$  est quasi-indépendant de la fréquence et tend vers des valeurs proches du bruit de grenaille relatif.

En pratique, le bruit d'intensité relatif aux basses fréquences peut devenir très supérieur à la limite quantique à cause de mécanismes autres que l'émission spontanée. Les mécanismes de génération de bruit peuvent être d'origine externe comme la réinjection optique [48] ou d'origine interne comme la compétition entre modes longitudinaux [49,50]. La réinjection optique est provoquée par la présence d'une cavité parasite en dehors de la cavité laser. Le champ rétro-réfléchi vient perturber en amplitude et en phase le champ optique construit dans la cavité laser. Le bruit d'intensité en excès se produit à la fréquence des oscillations de relaxation de la cavité composite [51] ainsi qu'à des fréquences multiples de son intervalle spectral libre [18]. A titre d'exemple, nous illustrons par la figure I.8 le spectre de bruit d'intensité relatif d'une diode laser en cavité externe étudiée dans la référence [18]. La longueur de la cavité composite est égale à 32 cm. L'excès de bruit à 470 MHz est 15 dB au-dessus du plancher de bruit.

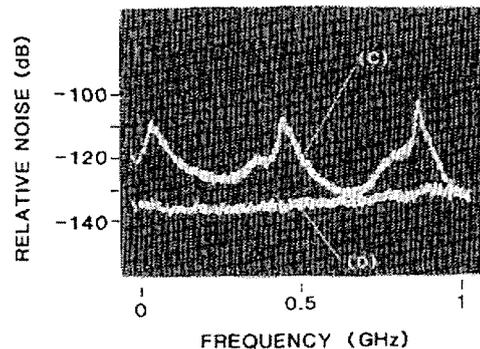


FIGURE I.8 – Graphe extrait de [18]. Mesure du spectre de *RIN* de 0 à 1 GHz d'une diode laser en cavité externe de longueur égale à 32 cm. (d) Spectre de *RIN* sans la cavité externe. (c) avec la cavité externe. Le premier pic est à la fréquence des oscillations de relaxation de la cavité composite. Les deux pics suivants sont à des fréquences multiples de l'ISL de la cavité.

Quant à la compétition entre modes, elle traduit l'échange d'énergie (intensité optique) entre l'ensemble des modes de la cavité. Le couplage ou compétition entre modes se fait à travers le gain optique et dépend fortement de l'intensité optique de chaque mode. Le bruit généré par la compétition entre modes est appelé bruit de partition. Il est possible de le décrire théoriquement en prenant en compte la saturation du gain optique par l'ensemble des modes de la cavité [52]. La distribution spectrale du bruit de partition est celle d'un filtre passe-bas décroissant en  $1/f^2$ . Son amplitude décroît quand nous augmentons le taux de pompage de la source optique. Un laser quasi-monomode présentera moins de bruit de partition qu'un laser multimode. Ainsi, le bruit de partition diminue quand nous augmentons le taux d'extinction des modes latéraux [53].

Nous illustrons par la figure I.9(a) un exemple de mesure du bruit de partition en sortie d'un laser multimode de type Fabry-Perot étudié dans la référence [54]. La figure I.9(b) page ci-contre montre que le bruit de partition est d'autant plus faible que le taux d'extinction du mode latéral est grand.

A des fréquences inférieures à 100 kHz, nous retrouvons principalement la contribution d'un bruit d'intensité dont la distribution spectrale est généralement en  $1/f$  [55]. Ce bruit,

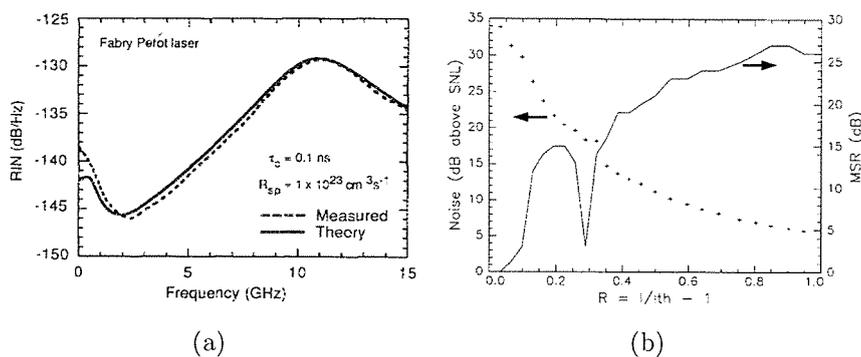


FIGURE I.9 – (a) : Graphe extrait de [54] illustrant une mesure de  $RIN$  faite sur un laser SC type Fabry-Perot. Le bruit de partition est l’excès de bruit observé aux basses fréquences. (b) : Graphe extrait de [53] illustrant l’évolution du bruit de partition et du taux d’extinction du mode latéral avec le taux de pompage relatif ( $r - 1$ ). Le bruit de partition est d’autant plus important que le taux d’extinction est faible.

dit bruit en  $1/f$ , est bien connu dans les systèmes électroniques. Dans un laser SC, il peut avoir pour origine le bruit de courant de l’alimentation électrique. Ce bruit est transféré aux porteurs qui le transmettent aux photons générés par recombinaisons radiatives [55]. Le bruit en  $1/f$  peut être aussi corrélé à des fluctuations de la fréquence optique [56]. Dans l’exemple illustré par la figure I.10, le bruit d’intensité aux basses fréquences peut atteindre  $-100$  dB/Hz, 55 dB au dessus du bruit de grenaille relatif de la mesure ( $-155$  dB/Hz pour 1 mA détecté).

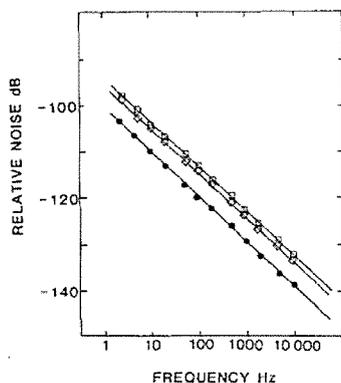


FIGURE I.10 – Graphe extrait de [56]. Mesure du bruit d’intensité relatif de trois diodes lasers de 5 Hz à 10 kHz (RBW= 1 Hz). Les diodes sont en AlGaAs fonctionnant à  $0,82 \mu\text{m}$ . Mise en évidence d’une distribution spectrale en  $1/f$  et d’un excès de bruit allant jusqu’à  $-100$  dB/Hz. Le bruit de grenaille relatif correspond à un photocourant égal à 1 mA.

### 1.5.e. Puissance de bruit d'intensité total

Le bruit thermique, le bruit de grenaille et le  $RIN$  de la source optique sont des sources de bruit indépendantes. Par conséquent, le bruit d'intensité mesuré en sortie de la liaison est la somme de ces trois contributions. La densité spectrale du bruit total,  $S_i$  s'écrit donc :

$$S_i(f) = S_{i_{therm}} + S_{i_{shot}} + S_{i_{laser}}(f). \quad (I.61)$$

En pratique, nous comparons la puissance électrique du signal analogique transmis à la puissance électrique du bruit d'intensité total. La puissance électrique du bruit d'intensité,  $P_{bruit}$ , est mesurée avec un analyseur de spectre électrique dont l'impédance d'entrée est adaptée à la photodiode ( $R_e = R_{ph} = 50 \Omega$ ). Si nous désignons par  $RBW$  la résolution de l'appareil de mesure à la fréquence d'analyse  $f$ , nous pouvons exprimer la puissance électrique de bruit d'intensité total par l'équation suivante :

$$P_{bruit}(f) = R_{ph} S_i(f) RBW. \quad (I.62)$$

Compte tenu des équations (I.34), (I.35) et (I.48), la puissance de bruit totale s'écrit ainsi en fonction du photocourant moyen détecté :

$$P_{bruit}(f) = R_{ph} \left[ \frac{k_B T}{R_{ph}} + 2q \langle I_{ph} \rangle + RIN(f) \langle I_{ph} \rangle^2 \right] RBW. \quad (I.63)$$

## 1.6 Limitations des performances d'une liaison optique dues au bruit d'intensité de la source optique

Nous avons décrit dans le paragraphe précédent les sources de bruit d'intensité qui s'ajoutent au spectre du signal hyperfréquence transmis par voie optique. En particulier, le  $RIN$  du laser SC atteint un niveau nettement supérieur à la limite quantique standard à cause de la dynamique résonante que présente ce type de lasers. De plus, cet excès de bruit est présent sur une bande de fréquences large, typiquement une dizaine de GHz.

Dans ce paragraphe, nous proposons d'expliquer comment le  $RIN$  d'une diode laser peut sévèrement dégrader le rapport signal à bruit du signal hyperfréquence transmis par voie optique. Nous verrons que la réponse dynamique résonante de la diode laser est également à l'origine d'une dégradation de la pureté spectrale du signal hyperfréquence.

### 1.6.a. Composition du signal électrique restitué

Tout d'abord, écrivons l'expression du signal hyperfréquence transmis par voie optique. Ce dernier est restitué sous forme d'un photocourant  $I_{ph}(t)$  constitué de la somme d'une composante continue et d'une composante alternative. La composante continue est proportionnelle à la puissance optique moyenne :

$$\langle I_{ph} \rangle = \Re_{ph} \langle P_{opt} \rangle, \quad (I.64)$$

où  $\langle \rangle$  désigne l'opérateur valeur moyenne.

La composante alternative contient une image de la modulation à la fréquence  $f$  transmise par voie optique. En désignant par  $m$  la profondeur de modulation électrique, l'amplitude maximale du photocourant modulé,  $I_{hyp}$ , s'écrit ainsi en fonction du photocourant moyen,  $\langle I_{ph} \rangle$  est :

$$I_{hyp} = m \langle I_{ph} \rangle. \quad (I.65)$$

REMARQUE :

- La profondeur de modulation  $m$  peut être constante quand on utilise une modulation d'intensité par voie externe. Dans le cas d'une modulation d'intensité par voie directe, la profondeur de modulation dépend de la fréquence  $f$ . On note  $m_I$  la profondeur de modulation du courant de polarisation de la diode laser. La profondeur de modulation  $m$  est donnée par :

$$m(f) = \frac{r}{r-1} \frac{H(f)}{H(0)} m_I, \quad (I.66)$$

où  $r$  est le taux de pompage et  $H$  est la fonction de transfert de la diode laser.

En tenant compte de  $\phi_{RF}(t)$  le déphasage électrique<sup>17</sup> introduit par la liaison optique, le photocourant modulé à la fréquence  $f$  a l'expression suivante :

$$I_{RF}(t) = I_{hyp} \cos(2\pi ft + \phi_{RF}(t)). \quad (I.67)$$

Outre le photocourant modulé à la fréquence  $f$ , la composante alternative contient un terme de bruit d'intensité additif noté  $i(t)$ . Finalement, le photocourant détecté est décrit par l'équation suivante :

$$I_{ph}(t) = \langle I_{ph} \rangle + m \langle I_{ph} \rangle \cos(2\pi ft + \phi_{RF}(t)) + i(t). \quad (I.68)$$

### I.6.b. Dégradation du rapport signal à bruit

La puissance électrique à la fréquence  $f$  mesurée aux bornes de la résistance de charge de la photodiode, s'exprime ainsi en fonction du photocourant moyen détecté :

$$P_{RF} = \frac{1}{2} R_{ph} m^2 \langle I_{ph} \rangle^2. \quad (I.69)$$

En considérant la puissance du bruit d'intensité à la fréquence de modulation (voir l'équation (I.63)), le rapport signal à bruit s'écrit :

$$RSB = \frac{P_{RF}}{P_{bruit}} = \frac{\frac{1}{2} R_{ph} m^2 \langle I_{ph} \rangle^2}{R_{ph} \left[ \frac{k_B T}{R_{ph}} + 2q \langle I_{ph} \rangle + RIN(f) \langle I_{ph} \rangle^2 \right] RBW}, \quad (I.70)$$

où  $f$  est la fréquence du signal de modulation.

Nous proposons de représenter l'évolution de chacun des termes de l'équation (I.63) en fonction du photocourant détecté. Nous considérons deux valeurs de  $RIN$  différentes prélevées des spectres de bruit d'intensité du laser ALCATEL LMI1905 (voir la figure I.6) :

17. Il s'agit du déphasage électrique entre le signal de modulation à la fréquence  $f$  et le signal électrique à la fréquence  $f$  restitué en sortie de la liaison optique.

- $RIN = -145$  dB/Hz correspondant à un bruit d'intensité relatif important, mesuré à la fréquence des oscillations de relaxation (10 GHz pour le taux de pompage  $r=6$ ).
- $RIN = -165$  dB/Hz correspondant à un faible bruit d'intensité relatif, mesuré loin des oscillations de relaxation.

Nous fixons dans chaque cas le taux de pompage de la source optique et nous faisons varier le photocourant détecté en utilisant un atténuateur optique entre la source optique et la détection. Le photocourant maximal est fixé à 10 mA, la limite typique de saturation des photodiodes.

Pour un  $RIN = -145$  dB/Hz, le bruit de la source optique devient significatif dès que nous détectons un photocourant supérieur ou égal à 1 mA. Dans ce cas, la puissance de bruit total est donnée par la contribution du bruit de la source optique comme l'illustre la figure I.11(a).

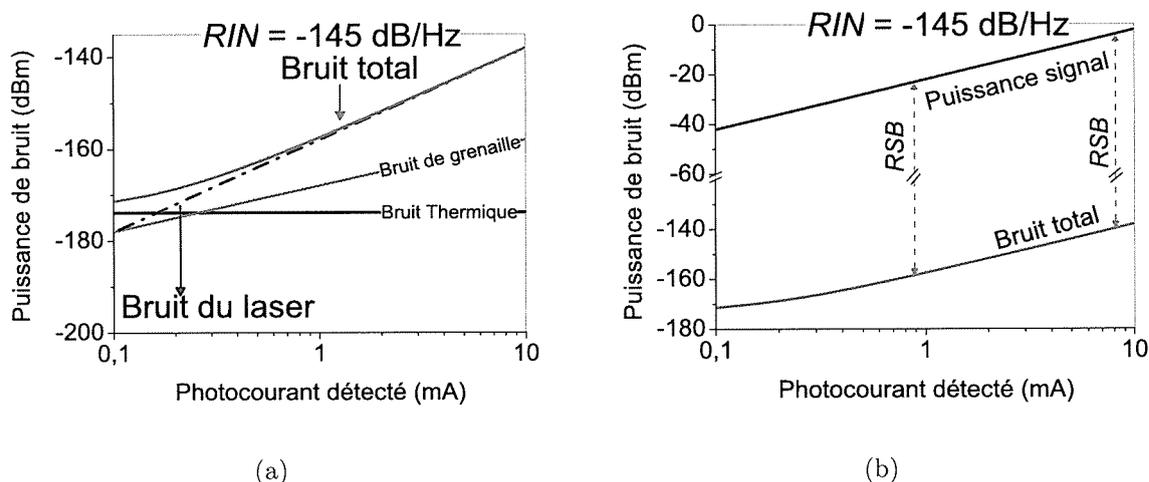


FIGURE I.11 – (a) Évolution des puissances de bruits additifs et de la puissance de bruit total en fonction du photocourant détecté.  $RIN = -145$  dB/Hz. Le bruit de la source est dominant pour  $\langle I_{ph} \rangle \geq 1$  mA. (b) Variation de la puissance du signal et la puissance de bruit avec le photocourant.  $RBW = 1$  Hz,  $m = 0,5$ .

Nous parlons d'un régime où le  $RIN$  est dominant. Le rapport signal à bruit s'écrit donc plus simplement<sup>18</sup> :

$$RSB = \frac{m^2}{2RIN(f)RBW}. \quad (I.71)$$

En régime de  $RIN$  dominant, le rapport signal à bruit est constant, ne dépendant plus du photocourant moyen détecté. La figure I.11(b), représentant l'évolution de  $P_{RF}$  et  $P_{bruit}$  en fonction de  $\langle I_{ph} \rangle$ , illustre clairement la limitation du rapport signal à bruit par le bruit de la source optique.

Considérons maintenant un bruit d'intensité relatif égal à -165 dB/Hz. La puissance de bruit de la source optique et la puissance de bruit total sont représentées par la figure I.12(a). Le bruit de la source optique est négligeable devant le bruit de grenaille tant que  $\langle I_{ph} \rangle \leq 10$  mA. Dans ce cas, le rapport signal à bruit croît linéairement avec le photocourant détecté :

$$RSB = \frac{m^2}{4qRBW} \langle I_{ph} \rangle. \quad (I.72)$$

18. Nous négligeons les termes du bruit thermique et du bruit de grenaille dans l'équation (I.70)

Dans le graphe de la figure I.12(b), nous comparons la puissance du signal électrique à la

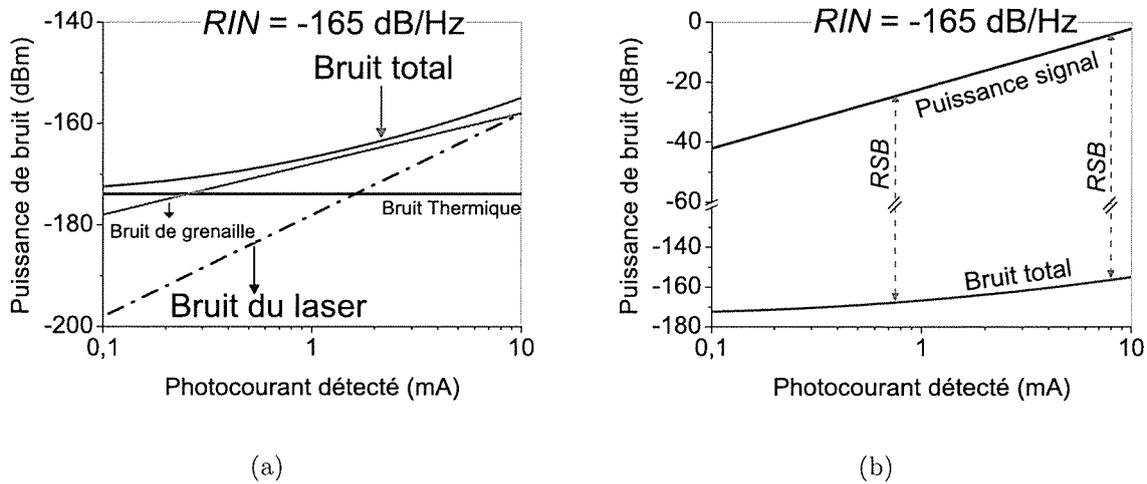


FIGURE I.12 – Évolution des puissances de bruits additifs et de la puissance de bruit total en fonction du photocourant mesuré.  $RBW = 1$  Hz,  $m = 0,5$ .

puissance de bruit totale pour un  $RIN = -165$  dB/Hz. Le rapport signal à bruit est d'autant plus important que le photocourant détecté est élevé.

Nous concluons de ce qui précède qu'en régime de  $RIN$  dominant, le rapport signal à bruit est dégradé, limité par le bruit de la source optique. Quand le  $RIN$  devient négligeable devant le bruit de grenaille relatif, le rapport signal à bruit est optimal, croissant linéairement avec  $\langle I_{ph} \rangle$ .

Rappelons que la bande de fréquence utile pour les applications RADAR s'étend de 100 MHz à 18 GHz. Supposons que nous utilisons une modulation d'amplitude par voie externe permettant d'obtenir un taux de modulation constant en fonction de la fréquence. Compte tenu de la distribution spectrale du bruit d'intensité relatif, le rapport signal à bruit n'est pas uniforme sur la bande utile et présente un minimum à la fréquence des oscillations de relaxation. Nous illustrons une telle situation avec la figure I.13 page suivante où nous avons représenté la distribution spectrale du rapport signal à bruit d'une liaison optique à modulation externe utilisant le laser Alcatel (LMI1905).

Une réduction du  $RIN$  de la source optique sur toute la bande utile est donc nécessaire pour avoir un rapport signal à bruit optimal large bande comme l'illustre la figure I.13. Ce besoin est important pour les systèmes d'écoute par exemple.

### I.6.c. Report du bruit d'intensité aux basses fréquences autour du signal hyperfréquence

Au paragraphe I.6.b., nous nous sommes limités au bruit d'intensité à la fréquence du signal hyperfréquence. Or, l'information utile dans un signal RADAR se situe dans une bande de fréquences étroite autour de la fréquence de l'oscillateur local. Cette information correspond à l'écho Doppler dont l'amplitude et la fréquence sont une signature de la scène observée. Notons  $f_e$  la fréquence du décalage Doppler. La quantité de bruit à la fréquence  $f_e$  est donc déterminante pour la sensibilité du RADAR. Or, en modulation directe comme en modulation externe, le bruit d'intensité aux basses fréquences se reporte au pied du signal hyperfréquence. En particulier, le

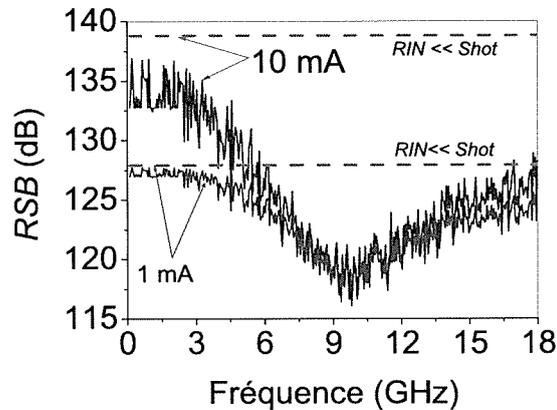


FIGURE I.13 – Distribution spectrale du rapport signal à bruit d'une liaison simple utilisant le laser Alcatel (LMI 1905) présenté au paragraphe I.5.d. (taux de pompage  $r = 6$ ). Les lignes discontinues correspondent à la liaison optimale où le bruit de la source optique est en dessous du bruit de grenaille. Les valeurs numériques considérées sont :  $RBW = 1$  Hz,  $m = 0,5$ ,  $\langle I_{ph} \rangle = 1$  mA puis  $\langle I_{ph} \rangle = 10$  mA.

bruit d'intensité d'une diode laser à la fréquence basse  $f_e$  présente une distribution en  $1/f$  et atteint typiquement  $-100$  dB/Hz à quelques Hz. Ce niveau est nettement supérieur au maximum de bruit atteint à la fréquence des oscillations de relaxation. Par conséquent, le bruit transposé autour de la porteuse hyperfréquence est au-dessus du plancher de bruit donné par le  $RIN$  à la fréquence  $f$ . Nous schématisons le report du bruit en  $1/f$  dans la figure I.14.

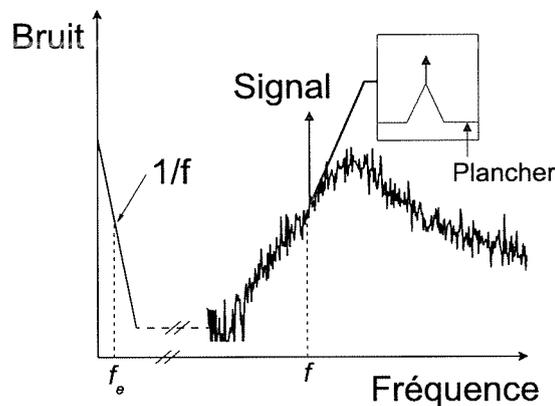


FIGURE I.14 – Illustration du report du bruit d'intensité aux basses fréquences ( $f_e$ ) autour de la porteuse hyperfréquence ( $f$ ) dans le cas particulier de l'utilisation d'une diode laser de type DFB. Le bruit aux basses fréquences présente une distribution en  $1/f$ . Le plancher est donné par le  $RIN$  à  $f$ .

Ainsi, le rapport signal à bruit à la fréquence  $f + f_e$  devient limité par la contribution du

bruit reporté :

$$RSB(f + f_e) = \frac{\frac{1}{2} R_{ph} m^2 \langle I_{ph} \rangle^2}{P_{Bruit}(f) + [R_{ph} T_{BF}(f) RIN(f_e) \langle I_{ph} \rangle^2] RBW}, \quad (I.73)$$

où  $P_{Bruit}$  est la puissance de bruit à la fréquence  $f$  issue de l'équation (I.63).  $RIN(f_e)$  est le bruit d'intensité relatif à la fréquence basse  $f_e$ .  $T_{BF}(f)$  est en général le facteur de report à la fréquence  $f$  du bruit d'intensité aux basses fréquences. Le facteur de report dépend du schéma de modulation d'intensité utilisé. Nous décrivons dans la suite le mécanisme de conversion du bruit d'intensité aux basses fréquences dans le cas d'une modulation d'intensité par voie externe puis dans le cas d'une modulation d'intensité par voie directe.

### Cas d'une modulation d'intensité par voie externe

Dans le cas d'une modulation d'intensité par voie externe, les composantes du bruit d'intensité aux basses fréquences viennent se mélanger avec le signal hyperfréquence induisant un report de ce bruit au pied de la porteuse hyperfréquence. Afin de décrire simplement ce report, nous pouvons considérer une composante de bruit d'intensité à une fréquence basse  $f_e$ . Cette composante de bruit module l'amplitude de l'onde optique :

$$E_{opt}(t) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(2\pi\nu_{opt}t) \left( 1 + \frac{m_e}{2} \cos(2\pi f_e t) \right), \quad (I.74)$$

où  $E_0$  est l'amplitude du champ optique et  $m_e$  est le taux de modulation en intensité de la porteuse de bruit à la fréquence  $f_e$ . Quand nous modulons la porteuse optique à la fréquence RADAR  $f$ , les signaux aux fréquences  $f$  et  $f_e$  vont interférer entre eux par un procédé d'intermodulation produisant des termes de bruit aux fréquences  $(f + f_e)$  et  $(f - f_e)$ . En détectant la puissance optique, la composante alternative du photocourant contient donc deux termes en plus de la composante à la fréquence  $f$  : un terme de bruit d'intensité aux basses fréquences et un terme de report du bruit d'intensité aux basses fréquences au pied de la modulation à la fréquence  $f$ . En effet, la composante alternative du photocourant  $I_{RF}(t)$  est donnée par l'équation suivante<sup>19</sup> :

$$I_{RF}(t) = \langle I_{ph} \rangle [m \cos(2\pi ft + \phi_{RF}(t)) + m_e \cos(2\pi f_e t)] \\ + \langle I_{ph} \rangle \frac{m_e m}{2} [\cos(2\pi(f_e + f)t + \phi_{RF}(t)) + \cos(2\pi(f - f_e)t + \phi_{RF}(t))] \quad (I.75)$$

Nous rappelons que  $\phi_{RF}(t)$  est le déphasage électrique introduit par la liaison optique. Les deux derniers termes de l'équation précédente représentent les composantes du bruit reporté. Notons que l'amplitude du bruit reporté est proportionnelle à la profondeur de modulation  $m$ . En utilisant l'équation (I.75), le facteur de report du  $RIN$  aux basses fréquences vaut  $m^2/4$ . Or, la profondeur de modulation peut être constante en fonction de  $f$  quand on utilise une modulation par voie externe. Ainsi, le facteur de report  $T_{BF}$  est indépendant de la fréquence de modulation  $f$ . Dans ce cas, le rapport signal à bruit à la fréquence  $f + f_e$  est fixé par le  $RIN$  aux basses fréquences quelle que soit la profondeur de modulation de la porteuse optique.

---

19. Dans cette expression, nous ne tenons compte que de la composante de bruit à la fréquence  $f_e$  et de son report au pied du signal de modulation à la fréquence  $f$ . On ne tient pas compte du plancher de bruit pour le moment.

### Cas d'une modulation d'intensité par voie directe

Dans le cas d'une modulation d'intensité par voie directe, la profondeur de modulation  $m$  s'écrit ainsi :

$$m(f) = \frac{r}{r-1} \frac{H(f)}{H(0)} m_I,$$

où  $m_I$  est la profondeur de modulation du courant de polarisation de la diode laser.  $r$  est le taux de pompage et  $H$  est la fonction de transfert de la diode laser. Or, le taux de pompage  $r$  et la fonction de transfert  $H$  dépendent de la puissance optique moyenne  $\langle P_{opt} \rangle$ . Par conséquent, les fluctuations de puissance optique autour de  $\langle P_{opt} \rangle$  vont engendrer les fluctuations de la profondeur de modulation  $m$ . En particulier, le bruit d'intensité de la porteuse optique à une fréquence basse  $f_e$  va se traduire par un bruit d'intensité du signal hyperfréquence à la fréquence  $f + f_e$ . Nous représentons par la figure I.15 la profondeur de modulation quand nous faisons varier légèrement  $P_{opt}$  autour d'une valeur nominale. A une fréquence donnée différente de la fréquence

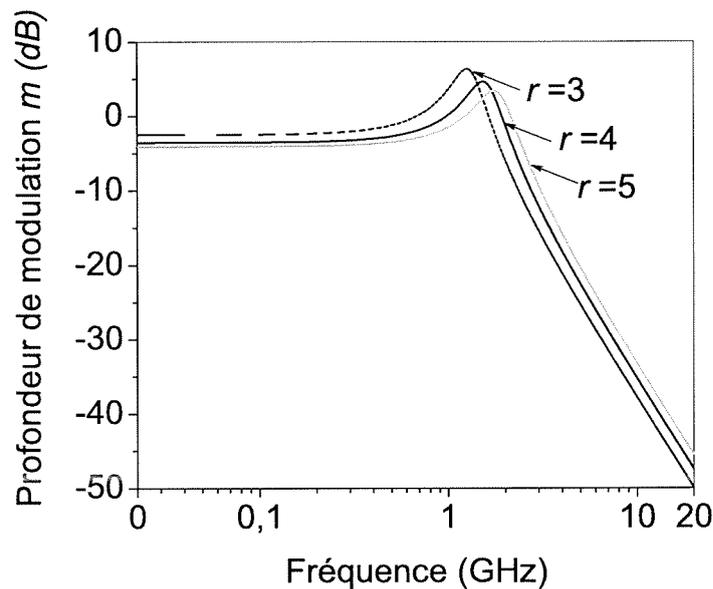


FIGURE I.15 – Variation de la profondeur de modulation en fonction de la fréquence  $f$  dans le cas d'une modulation directe (voir l'équation (I.6.c.)). Paramètres considérés :  $\tau_p = 30$  ps,  $\tau_e = 1$  ns et  $m_I = 0,5$ .

des oscillations de relaxation, la profondeur de modulation varie légèrement. A la fréquence des oscillations de relaxation, l'amplitude des fluctuations de  $m$  devient plus importante qu'aux autres fréquences. Par conséquent, le facteur de report du bruit d'intensité aux basses fréquences n'est pas constant en fonction de la fréquence de modulation  $f$ . Il présente un maximum à la fréquence des oscillations de relaxation de la diode laser [57].

Pour résumer, le bruit d'intensité aux basses fréquences se reporte au pied de la modulation hyperfréquence. Sachant que  $RIN_{BF}$  est supérieur au maximum de  $RIN$  dans une diode laser, le rapport signal à bruit près de la fréquence  $f$  est dégradé par le bruit d'intensité aux basses fréquences. Le facteur de report dépend du schéma de modulation d'intensité utilisé :

- il est indépendant de la fréquence de modulation  $f$  quand on utilise une modulation d'intensité par voie externe.
- il est maximal à la fréquence des oscillations de relaxation de la diode laser quand on utilise une modulation d'intensité par voie directe.

### I.6.d. Dégradation du bruit de phase électrique en modulation directe

En plus des exigences sur le bruit d'intensité au pied de la porteuse hyperfréquence, certaines applications telles que le déport d'oscillateurs locaux ou la synchronisation de signaux électriques par voie optique nécessitent un bruit de phase électrique conforme aux besoins du système. L'unité de mesure communément utilisée pour quantifier le bruit de phase électrique du signal hyperfréquence est la pureté spectrale notée  $L$  et exprimée en dBc/Hz<sup>20</sup>. Elle est définie par le rapport entre la densité spectrale de puissance de bruit de phase électrique à la fréquence  $f_e$  et la puissance du signal à la fréquence  $f$ . Rappelons que la fréquence  $f_e$  correspond au décalage Doppler de la scène observée. Nous proposons dans ce paragraphe d'exprimer la pureté spectrale d'un signal hyperfréquence transmis par voie optique. Nous nous intéressons en particulier aux sources de bruit dégradant le bruit de phase électrique quand nous utilisons un schéma de modulation directe.

#### Définition de la pureté spectrale

Le signal hyperfréquence transmis par voie optique est restitué par détection directe de la puissance optique modulée. La composante alternative du photocourant détecté a l'expression suivante :

$$I_{RF}(t) = m \langle I_{ph} \rangle \cos(2\pi ft + \phi_{RF}(t)) + i(t),$$

où  $\phi_{RF}(t)$  est le déphasage électrique introduit par la liaison optique. Il inclut un terme de déphasage moyen et un terme de bruit de phase électrique rajouté par la liaison optique<sup>21</sup>.

$$\phi_{RF}(t) = \langle \phi_{RF} \rangle + \varphi_{RF}(t) \quad (I.76)$$

Pour détecter les fluctuations de la phase électrique, nous utilisons un dispositif particulier (banc de mesure de bruit de phase additif) convertissant les fluctuations de phase électrique en fluctuations de tension (Voir le chapitre V). Ce dernier mesure la pureté spectrale,  $L$ , du signal RADAR, à une fréquence  $f_e$  de sa fréquence  $f$ .  $L$  est le rapport entre la densité spectrale de puissance de bruit de phase à  $f_e$  et la puissance électrique du signal RADAR. Notons par  $K_{det}$  le facteur de conversion exprimé en V/rad. Si nous désignons par  $S_{\varphi_{RF}}(f_e)$  la densité spectrale de puissance de bruit de phase électrique à la fréquence  $f_e$ , la pureté spectrale du signal RADAR à la fréquence  $f$  est :

$$L(f_e) = \frac{K_{det}^2 S_{\varphi_{RF}}(f_e)}{R_{ph} P_{RF}}, \quad (I.77)$$

où  $S_{\varphi_{RF}}(f_e)$  s'exprime en rad<sup>2</sup>/Hz.

Quand on mesure les fluctuations du photocourant à l'analyseur de spectre électrique, on détecte à la fois les fluctuations de l'amplitude et de la phase du photocourant. Dans

20. L'indice c indique "carrier" ou porteuse.

21. Ce terme est appelé bruit de phase électrique additif.

ce cas, la contribution du bruit de grenaille à la puissance de bruit électrique mesuré vaut  $2qR_{ph} \langle I_{ph} \rangle RBW$ . Maintenant, si on mesure séparément la puissance électrique du bruit d'amplitude puis la puissance électrique du bruit de phase, le bruit de grenaille donne la même puissance de bruit aux deux mesures [58]. Cette puissance de bruit est égale à la moitié de la puissance électrique de bruit de grenaille, soit  $qR_{ph} \langle I_{ph} \rangle RBW$ . De même, le bruit thermique donne la même puissance de bruit aux deux mesures, égale à la moitié de la puissance électrique de bruit thermique total.

Quant au bruit d'intensité relatif à la fréquence  $f$ , il constitue un bruit blanc quand il est mesuré sur une fenêtre de quelques MHz de large. Par analogie avec le bruit thermique et le bruit de grenaille, le  $RIN$  à la fréquence  $f$  donne la même puissance de bruit quand on effectue une mesure de puissance électrique de bruit d'amplitude et de bruit de phase. Notons  $L_p$  la pureté spectrale du signal hyperfréquence quand seuls le bruit thermique, le bruit de grenaille et le  $RIN$  à la fréquence  $f$  dégradent le bruit de phase électrique :

$$L_p(f_e) = \frac{\frac{1}{2} \left( k_B T + 2qR_{ph} \langle I_{ph} \rangle + R_{ph} RIN(f) \langle I_{ph} \rangle^2 \right)}{P_{RF}}. \quad (I.78)$$

Généralement, la pureté spectrale est donnée par  $L_p$  à des fréquences supérieures à 10 kHz. Dans ce cas, la pureté spectrale est représentée par un plancher blanc limité par le  $RIN$  de la source optique à la fréquence  $f$ . L'amplitude du plancher de bruit de phase devient maximale quand la fréquence de modulation  $f$  coïncide avec la fréquence des oscillations de relaxation de la diode laser. A des fréquences  $f_e$  inférieures à 10 kHz, le bruit de phase électrique est dégradé par des bruits colorés dont l'amplitude est supérieure au plancher. En particulier, le bruit d'intensité aux basses fréquences d'une source optique modulée directement se convertit en bruit de phase électrique au pied du signal hyperfréquence. Nous décrirons dans le paragraphe suivant le bruit de phase électrique provenant des fluctuations d'intensité de la source optique aux basses fréquences.

### **Cas particulier d'une modulation directe : conversion en phase du RIN aux basses fréquences**

Considérons une liaison optique utilisant une diode laser de type DFB modulée directement. Nous supposons que la transmission d'un signal électrique à la fréquence  $f$  est linéaire et que seule la conversion électrique/optique introduit un déphasage électrique. Par conséquent, la phase de la fonction de transfert de la source optique fixe l'amplitude du déphasage moyen à la fréquence  $f$ . La fonction de transfert complexe d'une diode laser du type DFB est donnée par l'équation (I.14). Dans ce cas, L'amplitude du déphasage moyen à la fréquence  $f$ , notée  $\tilde{\phi}_{RF}(f)$  est exprimée ainsi :

$$\tilde{\phi}_{RF}(f) = - \arctan \left( \frac{f/\gamma_a}{1 - (f/f_r)^2} \right). \quad (I.79)$$

Rappelons que la fonction de transfert d'une diode laser du type DFB est un filtre du second ordre (voir le paragraphe I.2.a.). Sa phase évolue de 0 à  $\pi$  en passant par  $\pi/2$  à la fréquence des oscillations de relaxation. Une représentation du déphasage moyen en fonction de la fréquence de modulation est donnée par la figure I.16. La fonction de transfert d'une diode laser en modulation directe dépend de la puissance optique moyenne  $\langle P_{opt} \rangle$ . Par conséquent, les fluctuations de puissance optique autour de  $\langle P_{opt} \rangle$  vont engendrer les fluctuations du déphasage électrique autour du déphasage moyen. En particulier, le bruit d'intensité à une fréquence basse  $f_e$  va se traduire

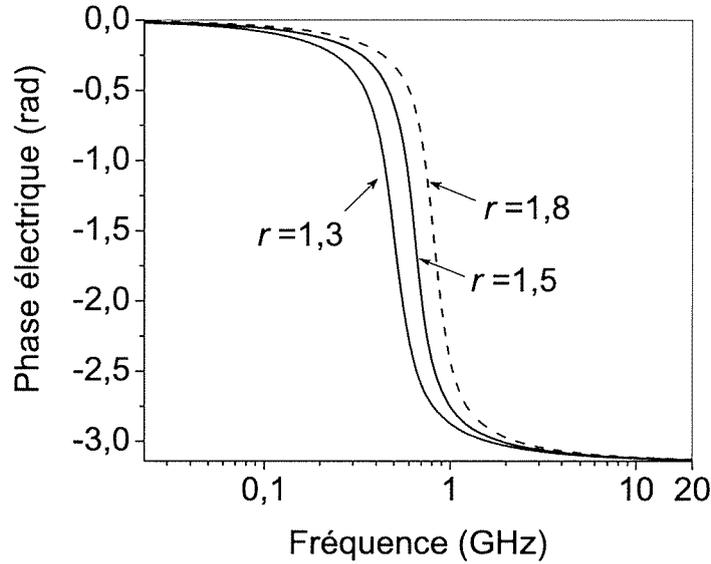


FIGURE I.16 – Amplitude du déphasage électrique moyen,  $\tilde{\phi}_{RF}(f)$ , en fonction de la fréquence de modulation  $f$ . Paramètres considérés :  $\tau_p = 30$  ps,  $\tau_e = 1$  ns.

par un bruit de phase électrique à la même fréquence. Afin d'exprimer ces fluctuations de phase électrique, nous différencions la phase électrique moyenne autour de  $\delta\tilde{P}(f_e)$  [59] :

$$\tilde{\varphi}_{RF}(f_e) = \tilde{\phi}_{RF}(f, \langle P_{opt} \rangle + \delta\tilde{P}(f_e)) - \tilde{\phi}_{RF}(f, \langle P_{opt} \rangle) \quad (I.80)$$

$$= \frac{\partial \tilde{\phi}_{RF}(f, \langle P_{opt} \rangle)}{\partial P_{opt}} \delta\tilde{P}(f_e), \quad (I.81)$$

où  $\tilde{\varphi}_{RF}(f_e)$  est l'amplitude de la composante de bruit de phase électrique à la fréquence  $f_e$  et  $\delta\tilde{P}(f_e)$  est l'amplitude de la composante de bruit d'intensité à la fréquence  $f_e$ . Nous déduisons ensuite la densité spectrale de puissance de bruit de phase électrique à la fréquence  $f_e$  :

$$S_{\varphi_{RF}}(f_e) = \left| \frac{\partial \tilde{\phi}_{RF}(f, \langle P_{opt} \rangle)}{\partial P_{opt}} \right|^2 S_{\delta P}(f_e), \quad (I.82)$$

où  $S_{\delta P}(f_e)$  est la densité spectrale de puissance de bruit d'intensité à la fréquence  $f_e$ .

La densité spectrale de puissance de bruit de phase électrique, exprimée par l'équation I.82, est proportionnelle à la densité spectrale de puissance de bruit d'intensité. En faisant apparaître  $\langle P_{opt} \rangle^2$  dans le terme de droite de l'équation précédente, nous déduisons le facteur de conversion en phase du RIN aux basses fréquences, noté  $T_{\phi_{RF}}$  :

$$T_{\phi_{RF}}(f) = \left| \frac{\partial \tilde{\phi}_{RF}(f, \langle P_{opt} \rangle)}{\partial P_{opt}} \right|^2 \langle P_{opt} \rangle^2, \quad (I.83)$$

tel que :

$$S_{\varphi_{RF}}(f_e) = T_{\phi_{RF}}(f) \times RIN_{BF}(f_e). \quad (I.84)$$

En utilisant l'équation (I.79), l'expression littérale de  $T_{\phi_{RF}}$  en fonction de la fréquence  $f$  est :

$$T_{\phi_{RF}}(f) = \frac{[2\pi f \gamma_e (r-1) (\gamma_{cav} \gamma_e + 4\pi^2 f^2)]^2}{[(4\pi^2 f_r^2 - 4\pi^2 f^2)^2 + 4\pi^2 f^2 r^2 \gamma_e^2]^2} \quad (I.85)$$

Nous représentons par la figure I.17 l'évolution de  $T_{\phi_{RF}}$  en fonction de la fréquence de modulation  $f$  en considérant  $\tau_p=30$  ps,  $\tau_e=1$  ns et  $r=1,5$ .

Le facteur de conversion  $T_{\phi_{RF}}$  présente une résonance à la fréquence des oscillations de relaxa-

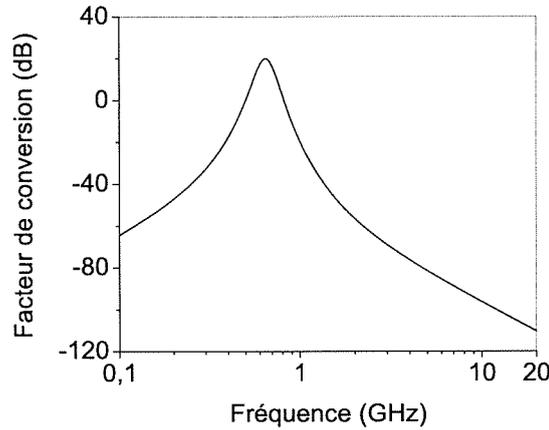


FIGURE I.17 — Représentation du facteur de conversion en phase du  $RIN$  aux basses fréquences en fonction de la fréquence de modulation  $f$ . Paramètres considérés :  $\tau_p = 30$  ps,  $\tau_e = 1$  ns,  $r = 1,5$ .

tion. Par conséquent, la conversion en phase de  $RIN_{BF}$  est maximale quand la fréquence de modulation coïncide avec la fréquence de résonance de la diode laser. Il est possible de donner une explication physique de la distribution du facteur de conversion en fonction de la fréquence  $f$ . Pour cela, nous représentons dans la figure I.16 le déphasage moyen quand nous faisons varier légèrement  $P_{opt}$  autour d'une valeur nominale. A une fréquence donnée différente de la fréquence des oscillations de relaxation, le déphasage moyen varie légèrement autour du déphasage initial. A la fréquence de résonance du laser, l'amplitude des fluctuations de phase devient plus importante qu'aux autres fréquences. Par conséquent, le facteur de conversion en phase de  $RIN_{BF}$  est maximal à la fréquence des oscillations de relaxation. Finalement, la pureté spectrale du signal électrique transmis est donnée par l'équation suivante :

$$L(f_e) = L_p(f_e) + \frac{T_{\phi_{RF}}(f) RIN_{BF}(f_e)}{1/2 m^2 \langle I_{ph} \rangle^2}. \quad (I.86)$$

Nous avons séparé dans l'équation précédente la contribution du plancher du bruit de phase,  $L_p$ , de celle du bruit de phase provenant des fluctuations d'intensité aux basses fréquences. Au final, la pureté spectrale d'un signal hyperfréquence est à la fois dégradée par le  $RIN$  de la source optique à la fréquence  $f$  et par le report en phase de  $RIN_{BF}$  à la fréquence  $f_e$ . La dégradation devient importante à la fréquence des oscillations de relaxation, fréquence à laquelle le  $RIN$  à la fréquence  $f$  et  $T_{\phi_{RF}}(f)$  sont résonants.

La figure I.18 illustre un exemple de mesure de la pureté spectrale d'un signal hyperfréquence à 9 GHz transmis avec une liaison optique à modulation directe. Le plancher du bruit de phase, mesuré à  $-139$  dBc/Hz, est limité par le  $RIN$  à 9 GHz du laser SC. Quant à la remontée en  $1/f$  observée jusqu'à 10 kHz, elle est totalement attribuée au  $RIN_{BF}$  du laser.

A priori, la conversion en bruit de phase électrique du bruit d'intensité aux basses fréquences, telle que nous l'avons décrite plus haut, n'existe pas dans une modulation d'intensité par voie externe.

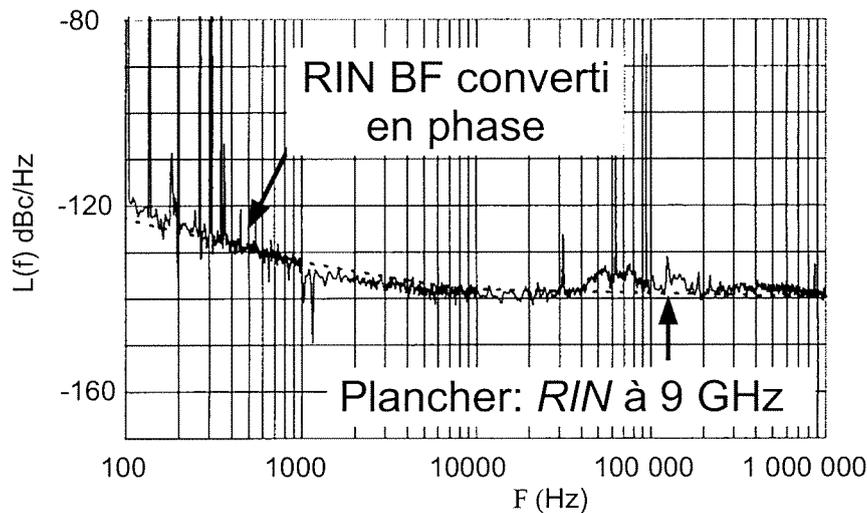


FIGURE I.18 – Graphe extrait de [60]. Mesure de la pureté spectrale d'un signal hyperfréquence à 9 GHz transmis avec une liaison optique à modulation directe. Les paramètres de la mesure sont :  $m = 0,35$  et  $\langle I_{ph} \rangle = 5$  mA.

Pour résumer, la pureté spectrale d'un signal à la fréquence  $f$  est dégradée après transmission par voie optique :

- Par le  $RIN$  à la fréquence  $f$ . Ce dernier limite le plancher du bruit de phase.
- Par le  $RIN_{BF}$  à des fréquences inférieures à 10 kHz. Ce dernier se reporte au pied du signal hyperfréquence et s'ajoute aux composantes de bruit de phase électrique. Le facteur de conversion en phase est maximal à la fréquence des oscillations de relaxation.

Ainsi, plus le  $RIN$  du laser à la fréquence de modulation  $f$  et aux très basses fréquences est faible, plus la pureté spectrale du signal transmis devient grande.

Nous avons montré que le  $RIN$  du laser SC constitue une limitation aux performances d'une liaison optique/hyperfréquence. Cette limitation provient essentiellement de la nature résonante de la réponse d'un laser SC. Par conséquent, la réduction du bruit d'intensité relatif sur une large bande passante est nécessaire pour répondre aux exigences des différents systèmes intégrant des liaisons optique/hyperfréquence.

## 1.7 Etat de l'art sur la réduction du $RIN$ des lasers semiconducteurs

Nous regroupons les techniques de réduction de  $RIN$  en deux sous-familles :

- une première sous-famille regroupant des techniques de suppression du  $RIN$  utilisant des filtres tout-optiques ou des filtres optoélectroniques ;
- une deuxième sous-famille regroupant des techniques de réduction du  $RIN$  par modification des paramètres internes de la cavité laser.

### 1.7.a. Filtrage tout-optique ou optoélectronique du $RIN$

La première technique que nous présentons consiste à changer la phase relative de deux composantes de bruit symétriques par rapport à la porteuse optique en utilisant des éléments

dispersifs tels qu'une fibre optique ou un filtre de Bragg. Quand le déphasage induit par la dispersion vaut  $\pi$ , ces deux composantes de bruit interfèrent destructivement aboutissant ainsi à une extinction du bruit. Cependant, cette technique s'accompagne en général de son effet inverse qui convertit les fluctuations de phase en fluctuations d'intensité et engendre ainsi une considérable augmentation du niveau de *RIN*. Yariv et ses collaborateurs ont mis en oeuvre cette technique dans deux types de milieux dispersifs :

- Un réseau de Bragg dont la dispersion est importante sur les pentes de la transmission de ce dernier. Dans cette configuration, Mc Adams et al. ont obtenu une réduction du *RIN* de l'ordre de 2 dB de 3 GHz à 15 GHz contre une augmentation de 30 dB aux très basses fréquences [61].
- De la fibre optique monomode dont la longueur est suffisamment importante pour que l'effet de la dispersion soit situé dans la bande de fréquences où le *RIN* est important. Par exemple, une réduction de 12 dB à 4 GHz a pu être obtenue avec 4 km de fibre monomode dont la dispersion est  $D = -17$  ps/nm.km [19].

Dans le cas d'une fibre monomode, la réduction du *RIN* se fait à des fréquences particulières dépendant de la dispersion et de la longueur de la fibre optique. Un certain nombre de fonctions, comme le déport d'oscillateurs locaux, peuvent particulièrement bénéficier d'une telle technique puisqu'elle permet de supprimer le *RIN* localement autour de la fréquence de l'oscillateur local. Le spectre de *RIN* d'un laser SC suivi d'une fibre monomode de longueur égale à 51 km est reproduit dans la figure I.19 où nous observons une diminution de 5 dB du *RIN* localement autour de 13 GHz [62].

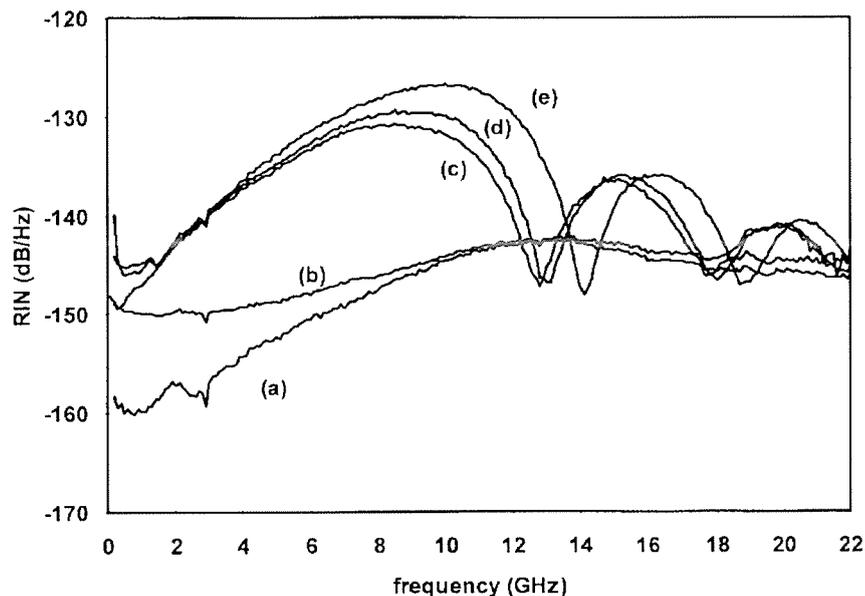


FIGURE I.19 – Graphe extrait de [62]. Spectre de *RIN* d'un laser SC suivi d'une fibre optique monomode de longueur égale à 50 km. Les courbes (a), (b), (c), (d) et (e) correspondent respectivement au spectre de *RIN* en sortie du laser SC, après amplification optique, en sortie de la fibre optique pour les puissances optiques suivantes : 6 dBm, 12 dBm et 18 dBm.

Cependant, l'utilisation d'une fibre optique aussi longue devient rapidement une limitation. D'une part, l'atténuation optique de la fibre dans cet exemple aussi longue est de l'ordre de

15 dB<sup>22</sup>. D'autre part, la propagation du signal optique peut devenir non-linéaire, provoquant une augmentation du *RIN* aux basses fréquences ainsi qu'un décalage des fréquences d'éva-nouissement de *RIN* [62]. L'utilisation de fibres optiques plus courtes mais présentant de plus fortes valeurs de dispersion qu'une fibre standard peut permettre de remédier à cette limitation.

La deuxième technique que nous présentons consiste à exploiter la dynamique d'un amplifi-cateur optique à semiconducteur (AOSC) en régime de saturation du gain optique. D'un point de vue électrique, un amplificateur optique dont le gain est saturé se comporte comme un filtre électrique passe-haut avec une fréquence de coupure définie par la durée de vie de l'inversion de population [63]. Dans le cas d'un AOSC, la fréquence de coupure est de l'ordre de 2 GHz typiquement. Par conséquent, les composantes du bruit d'intensité à des fréquences plus basses que 2 GHz sont atténuées par l'amplificateur optique [64]. Dans l'exemple de la figure I.20, le bruit à la fréquence des oscillations de relaxation d'un laser à fibre dopée Er-Yb ( $\approx 1$  MHz), est réduit de 30 dB en utilisant un AOSC dont le gain optique est saturé. La réduction du *RIN* est d'autant plus importante que l'amplificateur optique est saturé. Cependant, cette technique n'est pas avantageuse pour un laser SC de type DFB car son maximum de *RIN* est atteint à des fréquences supérieures à 2 GHz. Par ailleurs, l'émission spontanée amplifiée dans l'AOSC dégrade le bruit d'intensité relatif à des fréquences supérieures 2 GHz, ce qui est incompatible avec les besoins des applications RADAR fonctionnant jusqu'à 18 GHz.

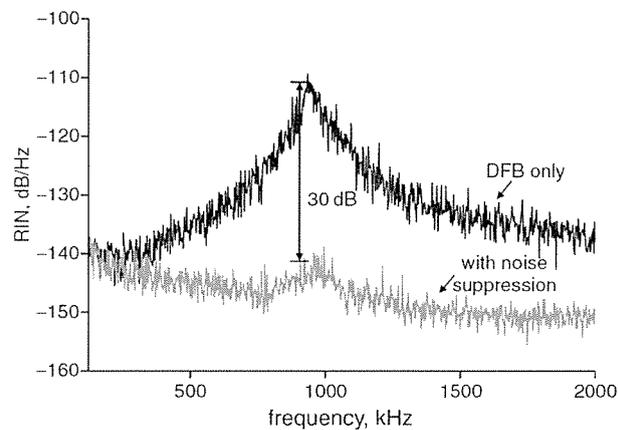


FIGURE I.20 – Graphe extrait de [64]. Réduction de 30 dB du *RIN* à la fréquence des oscillations de relaxation d'un laser à fibre dopé Er : Yb amplifié avec un AOSC en régime de saturation de gain optique.

Une autre voie de réduction du *RIN* consiste à supprimer le bruit d'intensité relatif à la détec-tion en utilisant des détecteurs équilibrés [65]. La détection équilibrée repose sur le principe de soustraction cohérente du bruit du laser. Le signal optique modulé est distribué sur deux voies déphasées électriquement de  $\pi$  en utilisant un modulateur d'intensité avec un coupleur intégré par exemple. Les composantes du bruit dans les deux voies sont en phase alors que celles du signal hyperfréquence sont en opposition de phase. A la détection, deux photodétecteurs identiques sont montés de façon à soustraire les deux signaux reçus. Les composantes en phase, c'est à dire le bruit, vont s'annuler alors que celles en opposition de phase, c'est-à-dire le signal, vont s'ajouter. L'opération de soustraction est réalisée en positionnant les deux photodiodes en configuration " push-pull " ou en utilisant un amplificateur différentiel. Comparée à une ligne

22. Ceci est équivalent à 30 dB de pertes électriques.

de transmission classique utilisant un modulateur à une seule sortie et une détection directe, la détection équilibrée permet aussi de gagner 6 dB sur la puissance électrique du signal hyperfréquence détecté [65].

Le taux d'extinction du *RIN* est optimal quand plusieurs conditions sont réunies en même temps :

1. une parfaite symétrie des deux photodétecteurs en termes de réponses statique et dynamique.
2. une distribution égale de l'intensité optique vers les deux photodétecteurs.
3. une grande précision sur le chemin optique et électrique des deux signaux afin de garder un déphasage très proche de  $\pi$ .

En combinant cette technique avec la technologie des photodétecteurs distribués à ondes progressives<sup>23</sup>, la détection équilibrée peut fonctionner à de fortes puissances optiques et sur de larges bandes passantes. Par conséquent, la limite de réduction du *RIN* peut s'approcher du bruit de grenaille sur une large bande passante. A titre d'exemple, nous citons la référence [66] où la réduction de *RIN* d'un laser SC ramène le plancher de bruit au bruit de grenaille sur une bande passante égale à 8 GHz. Cet exemple est illustré par la figure I.21(a).

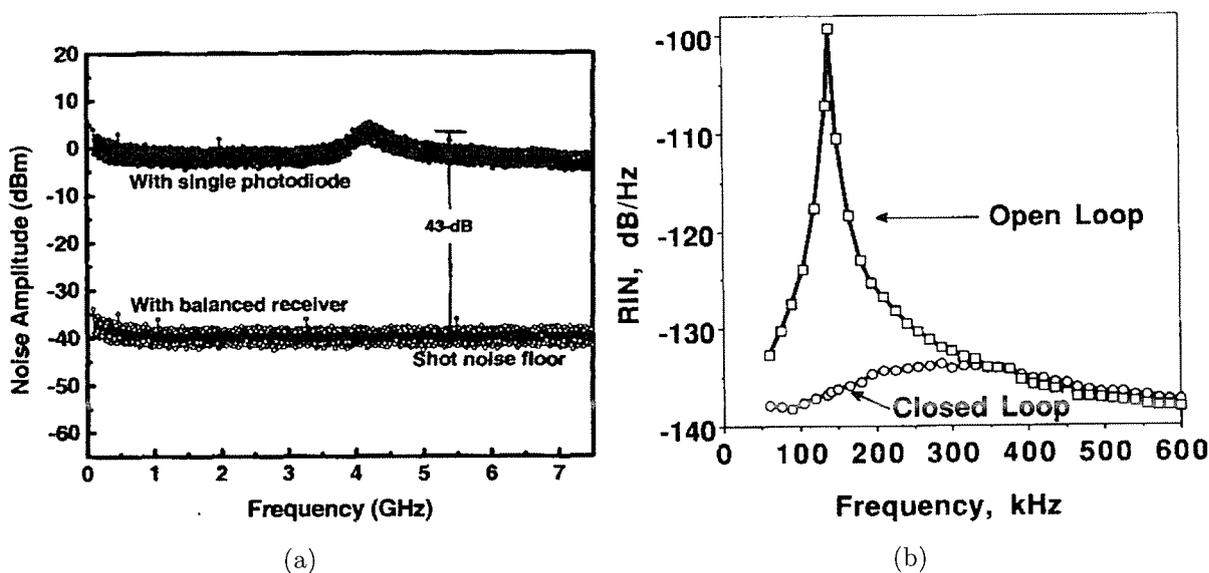


FIGURE I.21 – (a) Graphe extrait de [66]. Exemple de réduction de *RIN* utilisant une détection équilibrée. Le *RIN* résultant est limité au bruit de grenaille sur 8 GHz.

(b) :Graphe extrait de [47]. Exemple de réduction de *RIN* d'un laser Nd :YAG par rétroaction optoélectronique sur le courant de pompe.

Cette méthode s'avère bien appropriée aux applications RADAR puisqu'elle est efficace sur de larges bandes passantes. Cependant, sa sensibilité aux fluctuations des chemins optiques et électriques des voies de transmission peut dégrader la pureté spectrale du signal hyperfréquence.

Finalement, nous citons les techniques de réduction de *RIN* par rétroaction optoélectronique. Dans son schéma le plus simple, la rétroaction optoélectronique consiste à détecter une fraction du signal optique, amplifier le signal d'erreur résultant puis l'additionner avec la bonne phase

23. Velocity matched distributed photodetectors.

électrique au courant d'injection du laser ou du laser de pompe. Par exemple, *Yamada et al.* ont supprimé le bruit de partition d'un laser SC en asservissant son courant d'injection [15]. La réduction de  $RIN$  résultante est égale à 10 dB mais sur une bande passante étroite (1 MHz). Par ailleurs, *Kane* a proposé un schéma équivalent pour réduire l'excès de bruit à la fréquence des oscillations de relaxation d'un laser Nd :YAG [47]. La difficulté d'un tel asservissement réside dans la forme résonante de l'excès de bruit de ce type de lasers. La réduction de  $RIN$  rapportée par Kane atteint 37 dB à 141 kHz. Ce résultat est illustré par la figure I.21(b). La rétroaction optoélectronique s'adresse particulièrement aux lasers à état solide ou SC présentant un excès de bruit aux basses fréquences. Elle nécessiterait de l'électronique très rapide pour pouvoir être transposée aux lasers SC dont l'excès de bruit est principalement dans la bande 5-20 GHz.

Nous avons présenté jusqu'ici des techniques permettant de réduire le bruit d'intensité relatif avec des filtres tout-optiques ou optoélectroniques agissant en sortie de la cavité laser. Toutefois, plusieurs auteurs ont proposé des architectures de lasers SC dont le  $RIN$  peut être faible localement. Nous entendons par "architectures de lasers SC" la structuration du matériau semi-conducteur ainsi que la configuration de la cavité laser. Nous en présentons quelques unes dans la partie suivante.

### 1.7.b. Architecture de lasers SC à faible $RIN$

Nous rappelons que l'excès de  $RIN$  à la fréquence de résonance  $f_r$  décroît quand nous augmentons le facteur d'amortissement  $\Gamma_r$ . Nous avons établi dans la partie I.5.d. une expression de  $\Gamma_r$  où nous avons négligé la saturation non-linéaire du gain optique. Dans une approche plus complète, il est possible de montrer que le facteur d'amortissement croît linéairement avec le facteur de compression non-linéaire du gain [10]. Forts de cette constatation, les auteurs de la référence [67] montrent expérimentalement que les lasers à boîtes quantiques présentent une réponse dynamique fortement amortie et par conséquent un  $RIN$  localement faible par rapport aux lasers à puits quantiques. Ils obtiennent un  $RIN$  de -158 dB/Hz de 2 GHz à 10 GHz, obtenu pour un taux de pompage élevé ( $r=20$ ). Cependant, le laser fonctionne sur plusieurs modes longitudinaux, engendrant un bruit de partition supérieur à -130 dB/Hz aux basses fréquences. Par ailleurs, il apparaît du bruit de battement entre les modes longitudinaux à des fréquences supérieures à 10 GHz. Par conséquent, l'utilisation de ce type de lasers n'est pas immédiatement envisageable dans les systèmes RADAR nécessitant un faible  $RIN$  sur une large bande de fréquences.

La rétroaction optique (ou réinjection optique) a été aussi étudiée dans le but de réduire localement le bruit d'intensité d'un laser SC [17, 18, 29]. Cette technique consiste à réinjecter le signal optique dans la cavité laser via un miroir ou un réseau externe supplémentaire placé à quelques cm du laser lui-même. L'architecture du laser est donc modifiée puisqu'il contient deux sous-cavités qui forment ensemble une troisième cavité. Dans cette cavité composite, la fréquence des oscillations de relaxation est basse. Par conséquent, l'excès de bruit dû aux oscillations de relaxation se situe aux basses fréquences. Cependant, le battement entre le mode laser et l'émission spontanée amplifiée contenue dans les modes latéraux engendrent un  $RIN$  élevé aux hautes fréquences (voir la figure I.22).

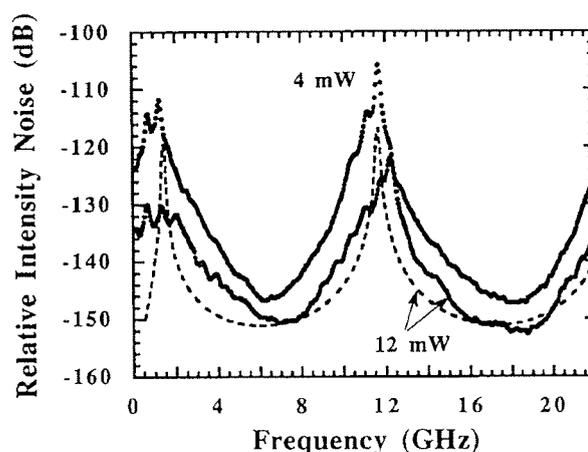


FIGURE I.22 – Graphe extrait de [29]. Spectre de *RIN* d'un laser SC avec une réinjection optique correspondant à une cavité composite de longueur 13 mm. Le *RIN* est localement faible autour de 6 et 18 GHz. Partout ailleurs, le *RIN* est élevé.

## I.8 Conclusion

Ce chapitre a été en partie dédié à la description des briques élémentaires d'une liaison optique/hyperfréquence simple et au rappel des principaux efforts ayant permis d'augmenter l'efficacité et la bande passante des composants optoélectroniques. En seconde partie, nous avons décrit les différentes sources de bruit additives dégradant le spectre d'un signal hyperfréquence transmis par voie optique : le bruit thermique, le bruit de grenaille et le bruit d'intensité de la source optique. Contrairement au bruit thermique et au bruit de grenaille qui sont des bruits blancs, nous avons vu que le *RIN* du laser SC est un bruit dont la distribution spectrale est résonante à la fréquence des oscillations de relaxation du laser. Autour de cette fréquence, le *RIN* du laser SC est très supérieur à la limite quantique standard, donnée par le bruit de grenaille<sup>24</sup>. Quand un bilan de liaison est dressé, le *RIN* à la fréquence de modulation  $f$  limite le plancher du bruit d'intensité et du bruit de phase du signal hyperfréquence. Par ailleurs, quand le laser SC est modulé directement, les composantes du bruit d'intensité aux basses fréquences du laser SC se reportent au pied du signal hyperfréquence, dégradant ainsi sa pureté spectrale. Le report en phase du bruit aux basses fréquences est maximal à la fréquence des oscillations de relaxation du laser SC.

Nous avons ensuite rappelé quelques techniques étudiées pour la réduction du *RIN*. Elles se résument en partie au filtrage tout-optique ou optoélectronique du bruit en sortie de la cavité laser. D'autres techniques s'appuient sur la maîtrise des propriétés du milieu à gain SC ou des conditions de résonance de la cavité. Dans l'ensemble, ces techniques permettent de réduire le *RIN* sur une plage de fréquences réduite moyennant une augmentation du *RIN* aux autres fréquences.

Nous avons retenu que l'utilisation de la dispersion dans les fibres optiques peut être une technique avantageuse pour certaines fonctions d'un système RADAR telles que le déport d'un oscillateur local. Cette technique est d'autant plus avantageuse que la dispersion de la fibre est importante et que sa longueur est courte. Nous proposons donc d'étudier dans le chapitre 2 la

24. A moins d'atténuer fortement l'intensité, ce qui rend la liaison inutilisable.

réduction du *RIN* des lasers SC avec des fibres "très" dispersives.

Par ailleurs, nous avons vu que les oscillations de relaxation produisaient l'excès du bruit d'intensité dans un laser SC. Nous avons également vu que le report en phase du bruit d'intensité aux basses fréquences est résonant à la fréquence des oscillations de relaxation. On peut donc se demander s'il est possible de supprimer de manière efficace les oscillations de relaxation dans un laser SC, et par conséquent l'excès de bruit d'intensité et de phase qui leur est lié. A cette fin, nous proposons dans les chapitres 3 et 4 deux architectures de cavité différentes qui nous permettront de jouer sur la dynamique d'un laser SC et d'explorer les mécanismes possibles de réduction du bruit. Une fois les mécanismes de réduction de bruit compris, nous nous intéresserons dans le chapitre 5 au bruit de phase hyperfréquence d'une liaison optique comprenant le laser avec l'architecture de cavité que nous aurons retenue.



# Chapitre II

## Filtrage du bruit d'intensité des lasers semiconducteurs dans des fibres hautement dispersives

### Sommaire

---

II.1	Introduction . . . . .	63
II.2	Transmission dispersive du <i>RIN</i> : Théorie . . . . .	64
II.2.a.	Équations de propagation dans un milieu dispersif . . . . .	64
II.2.b.	Propagation dispersive d'une onde optique modulée . . . . .	65
II.2.c.	Propagation du bruit d'intensité d'un laser SC dans une fibre dispersive . . . . .	66
	Bruit de l'onde optique incidente . . . . .	66
	Bruit d'intensité de l'onde optique transmise . . . . .	67
II.3	Transmission dispersive du <i>RIN</i> : Étude expérimentale . . . . .	69
II.3.a.	Choix de la fibre dispersive . . . . .	69
II.3.b.	Caractérisation de la fibre dispersive . . . . .	70
II.3.c.	Montage expérimental et démarche suivie . . . . .	71
II.3.d.	Réduction du <i>RIN</i> à faible taux de pompage . . . . .	72
	Observations expérimentales . . . . .	72
	Ajustement théorique des spectres expérimentaux . . . . .	75
	Discussion . . . . .	76
II.3.e.	Évolution du <i>RIN</i> à fort taux de pompage . . . . .	76
	Cas d'une transmission non-linéaire . . . . .	77
	Cas d'une transmission linéaire . . . . .	78
	Ajustement théorique des spectres expérimentaux . . . . .	79
	Discussion . . . . .	80
II.3.f.	Synthèse . . . . .	83
II.3.g.	Déduction du bruit de fréquence optique sur une large bande passante . . . . .	83

---

II.4 Conclusion . . . . .	85
---------------------------	----

---

## II.1 Introduction

Parmi les techniques de suppression du bruit d'intensité citées au chapitre I, nous avons retenu que l'utilisation de fibres dispersives réduit localement le bruit d'intensité relatif d'un laser SC. En effet, la dispersion chromatique joue le rôle d'un discriminateur de fréquences qui modifie la corrélation existante entre les fluctuations d'intensité des fluctuations de la phase optique d'un laser SC. Pour une dispersion totale donnée, cette corrélation se traduit par minimum local des fluctuations d'intensité transmises [19]. En d'autres termes, la transmission dans une fibre dispersive du bruit d'intensité engendre un "évanouissement" du *RIN* à une fréquence micro-onde particulière [62]. Cette technique peut être avantageuse pour les applications analogiques fonctionnant à fréquence fixe. Par exemple, la distribution par voie optique d'oscillateurs locaux de grande pureté spectrale peut bénéficier d'une telle technique de réduction du bruit.

Or, la fréquence à laquelle le *RIN* "se creuse" décroît quand la dispersion totale (en ps/nm) augmente [68]. A titre d'exemple, les auteurs de la référence [62] utilisent 51 km de fibres optiques standard pour réduire le *RIN* d'un laser SC à 12,5 GHz. Il est donc nécessaire de disposer de plusieurs dizaines de kilomètres de fibre standard pour réduire localement le *RIN* dans la bande [100 MHz – 18 GHz]. Dans ces conditions, cette technique de réduction est confrontée à deux principales limitations. D'une part, les pertes optiques dans la fibre deviennent très importantes. D'autre part, l'utilisation de grandes longueurs de propagation est propice à l'apparition d'effets non-linéaires dans la fibre optique. Par exemple, la propagation du signal optique en présence de diffusion Brillouin peut engendrer un décalage des fréquences d'évanouissement du *RIN* ainsi qu'une forte augmentation du bruit d'intensité aux basses fréquences [62, 69]. Par conséquent, il est plus avantageux d'utiliser une fibre optique à forte dispersion afin de limiter les longueurs mises en jeu. Bien évidemment, seules les fibres dispersives ayant une figure de mérite<sup>1</sup> et une aire effective égales ou supérieures à celles d'une fibre conventionnelle peuvent présenter un intérêt potentiel pour la réduction du bruit d'intensité. Nous envisageons alors dans ce chapitre de tester expérimentalement la réduction du bruit d'intensité d'un laser SC dans une fibre optique fortement dispersive.

Dans une première partie, nous rappellerons les équations de base décrivant la propagation linéaire d'une onde optique dans un milieu dispersif. Afin de comprendre simplement les effets de la dispersion, nous décrirons d'abord la propagation d'une onde optique modulée en intensité puis en phase. Ensuite, nous nous intéresserons à la transmission du bruit d'intensité relatif d'un laser SC de type DFB par une ligne dispersive.

Dans une deuxième partie, nous testerons la réduction du bruit d'intensité d'un laser SC dans une fibre optique très dispersive du commerce. Nous comparerons les spectres expérimentaux obtenus aux prévisions théoriques. A l'issue de cette comparaison, nous préciserons les conditions nécessaires à la réduction du bruit d'intensité dans une fibre dispersive.

Finalement, nous verrons comment la propagation linéaire et dispersive peut être mise à profit pour mesurer le bruit de phase optique d'un laser SC sur une large bande passante.

---

1. Dans notre contexte, la figure de mérite d'une fibre optique est le rapport entre sa valeur de dispersion et ses pertes linéiques.

## II.2 Transmission dispersive du *RIN* : Théorie

Dans cette partie, nous rappelons le formalisme mathématique permettant de décrire la propagation linéaire d'une onde optique dans une fibre dispersive [33, 70]. Ensuite, nous appliquons ce formalisme au bruit d'un laser SC de type DFB.

### II.2.a. Équations de propagation dans un milieu dispersif

Considérons une onde optique dont l'amplitude normalisée,  $\mathcal{A}(z, t)$ , est décrite par :

$$\mathcal{A}(z, t) = \sqrt{P(z, t)} e^{i\phi(z, t)}, \quad (\text{II.1})$$

où  $P(z, t)$  est la puissance du champ optique et  $\phi(z, t)$  est la phase optique instantanée. La coordonnée longitudinale dans la fibre optique est notée par  $z$ . On peut développer la constante de propagation,  $\beta$ , au troisième ordre en fréquence :

$$\beta(\nu_{opt} + f) = \beta(\nu_{opt}) + f \frac{d\beta}{d\nu}(\nu_{opt}) + \frac{f^2}{2} \frac{d^2\beta}{d\nu^2}(\nu_{opt}) + \frac{f^3}{6} \frac{d^3\beta}{d\nu^3}(\nu_{opt}), \quad (\text{II.2})$$

où  $\nu_{opt}$  est la fréquence de l'onde optique et  $f$  est une fréquence micro-onde. On définit habituellement la vitesse de groupe et la dispersion de vitesse de groupe de la façon suivante :

$$v_g(\nu_{opt}) = \frac{1}{2\pi} \left[ \frac{d\beta}{d\nu}(\nu_{opt}) \right]^{-1}, \quad (\text{II.3})$$

$$D(\nu_{opt}) = \frac{d}{d\lambda} \left( \frac{1}{v_g} \right) = -\frac{c}{2\pi\lambda^2} \frac{d^2\beta}{d\nu^2}, \quad (\text{II.4})$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde optique dans le vide. En utilisant les équations II.3 et II.4, la dispersion de vitesse de groupe au second ordre s'écrit :

$$\frac{d^3\beta}{d\nu^3}(\nu_{opt}) = \frac{2\pi\lambda^2}{c} \left( \lambda^2 \frac{dD}{d\lambda} + 2\lambda D \right). \quad (\text{II.5})$$

Pour simplifier les notations, nous utilisons par la suite :

$$\beta_2 = \frac{1}{4\pi^2} \frac{d^2\beta}{d\nu^2}, \quad (\text{II.6})$$

$$\beta_3 = \frac{1}{8\pi^3} \frac{d^3\beta}{d\nu^3}. \quad (\text{II.7})$$

La propagation linéaire de l'amplitude  $\mathcal{A}$  dans la fibre dispersive est alors décrite par l'équation d'Helmholtz aux dérivées partielles suivante [33] :

$$\frac{\partial \mathcal{A}}{\partial z} = i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \mathcal{A}}{\partial t^2} + \frac{\beta_3}{2} \frac{\partial^3 \mathcal{A}}{\partial t^3}. \quad (\text{II.8})$$

Intéressons-nous à la transmission des fluctuations de la puissance et de la phase optique. Nous décrivons alors les quantités  $P$  et  $\phi$  ainsi :

$$P(z, t) = \langle P \rangle + p(z, t), \quad (\text{II.9})$$

$$\phi(z, t) = \langle \phi \rangle + \varphi(z, t), \quad (\text{II.10})$$

où  $p(z, t)$  et  $\varphi(z, t)$  décrivent des variations "petit signal" induites par une modulation de l'onde optique ou par une source de bruit quelconque. En injectant les équations (II.9) et (II.10) dans l'équation de propagation (II.8) et en négligeant les termes croisés, nous obtenons les deux équations couplées suivantes :

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\beta_2 \langle P \rangle \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 p}{\partial t^3}, \quad (\text{II.11})$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = \frac{\beta_2}{4 \langle P \rangle} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 \varphi}{\partial t^3}. \quad (\text{II.12})$$

Remarquons que les quantités  $p$  et  $\varphi$  sont couplées par propagation dans la fibre dispersive.

### II.2.b. Propagation dispersive d'une onde optique modulée

Dans ce paragraphe, les quantités  $p$  et  $\varphi$  décrivent les amplitudes respectives d'une modulation d'intensité et d'une modulation de phase à la fréquence micro-onde  $f$ . En prenant les transformées de Fourier des équations (II.11) et (II.12), nous obtenons :

$$\frac{\partial \tilde{p}(z, f)}{\partial z} = \beta_2 \langle P \rangle (2\pi f)^2 \tilde{\varphi}(z, f) - i \frac{\beta_3}{6} (2\pi f)^3 \tilde{p}(z, f), \quad (\text{II.13})$$

$$\frac{\partial \tilde{\varphi}(z, f)}{\partial z} = -\frac{\beta_2}{4 \langle P \rangle} (2\pi f)^2 \tilde{p}(z, f) - i \frac{\beta_3}{6} (2\pi f)^3 \tilde{\varphi}(z, f), \quad (\text{II.14})$$

où  $\tilde{p}$  et  $\tilde{\varphi}$  sont les transformées de Fourier respectives de  $p$  et  $\varphi$ . Les équations couplées (II.13) et (II.14) se résolvent en utilisant, par exemple, la technique de la transformée de Laplace en  $z$  [68]. Les modulations d'intensité et de phase transmises dans une fibre dispersive de longueur  $L$  s'écrivent ainsi :

$$\tilde{p}(L, f) = e^{-i \frac{\beta_3}{6} (2\pi f)^3 L} \left[ \cos \left( \frac{F}{2} (2\pi f)^2 \right) \tilde{p}(0, f) + 2 \langle P \rangle \sin \left( \frac{F}{2} (2\pi f)^2 \right) \tilde{\varphi}(0, f) \right], \quad (\text{II.15})$$

$$\tilde{\varphi}(L, f) = e^{-i \frac{\beta_3}{6} (2\pi f)^3 L} \left[ \frac{-1}{2 \langle P \rangle} \sin \left( \frac{F}{2} (2\pi f)^2 \right) \tilde{p}(0, f) + \cos \left( \frac{F}{2} (2\pi f)^2 \right) \tilde{\varphi}(0, f) \right], \quad (\text{II.16})$$

où  $\tilde{p}(0, f)$  et  $\tilde{\varphi}(0, f)$  sont respectivement les modulations d'intensité et de phase optique en entrée de la fibre dispersive.  $F$  est le produit  $\beta_2 \times L$ . Seule la dispersion de vitesse de groupe au premier ordre, c'est-à-dire  $D$ , a un effet sur l'amplitude des quantités  $\tilde{p}$  et  $\tilde{\varphi}$ . Nous notons que les deux types de modulation se convertissent mutuellement l'une vers l'autre lors de la propagation dans la fibre dispersive. Afin de comprendre simplement l'effet de la dispersion sur chaque type de modulation, nous allons d'abord considérer une onde optique dont on module uniquement l'intensité. La transmission optique de la modulation d'intensité, notée  $T_{IM}$ , est décrite par l'équation suivante :

$$T_{IM}(f) = \left| \frac{\tilde{p}(L, f)}{\tilde{p}(0, f)} \right| = \left| \cos \left( \frac{F}{2} (2\pi f)^2 \right) \right|. \quad (\text{II.17})$$

La fibre dispersive se comporte donc comme un discriminateur de fréquences vis-à-vis de la modulation d'intensité incidente. Cette dernière s'estompe aux fréquences électriques données par :

$$f_{IM}^2 = (2j + 1) \times \frac{c}{|2\lambda^2 D \times L|}, \text{ où } j \in \mathbb{N} \quad (\text{II.18})$$

Notons que  $f_{IM}$  décroît quand le produit  $|D \times L|$  augmente.

Voyons maintenant comment est transmise une modulation de phase. D'après l'équation (II.15),

la dispersion de vitesse de groupe convertit la modulation de phase optique en modulation d'intensité. La transmission optique de la modulation de phase est décrite par l'expression suivante :

$$T_{FM}(f) = \left| \frac{\tilde{p}(L, f)}{2 \langle P \rangle \tilde{\varphi}(0, f)} \right| = \left| \sin \left( \frac{F}{2} (2\pi f)^2 \right) \right|. \quad (\text{II.19})$$

De même, la fibre dispersive se comporte comme un discriminateur de fréquence vis-à-vis de la modulation de phase optique. En effet, la conversion de la modulation de phase en modulation d'amplitude s'annule aux fréquences électriques données par :

$$f_{FM}^2 = 2j \times \frac{c}{2 |\lambda^2 D \times L|}, \text{ où } j \in \mathbb{N} \quad (\text{II.20})$$

Il est important de noter que les deux termes  $T_{IM}$  et  $T_{FM}$  sont en quadrature.

REMARQUE :

- Les termes  $T_{IM}$  et  $T_{FM}$  doivent être pris au carré si nous considérons des transmissions dans le domaine électrique.

En résumé, la dispersion de vitesse de groupe agit d'une part comme un filtre spectral vis-à-vis de la modulation d'intensité. D'autre part, elle convertit sélectivement la modulation de phase optique en modulation d'intensité. Intuitivement, nous nous attendons à obtenir le même comportement pour une onde optique bruitée se propageant dans une fibre dispersive.

### II.2.c. Propagation du bruit d'intensité d'un laser SC dans une fibre dispersive

Dans un premier temps, rappelons les caractéristiques de bruit d'une onde optique en sortie d'un laser SC de type DFB.

#### Bruit de l'onde optique incidente

Dans ce paragraphe, les quantités  $p$  et  $\varphi$  représentent respectivement des composantes de bruit d'intensité et de phase de l'onde optique.

**Bruit de phase optique** Deux mécanismes contribuent aux fluctuations de la phase optique dans un laser SC. D'une part, l'émission spontanée induit des changements aléatoires de la phase optique, ce qui définit la largeur de raie Schawlow-Townes, notée  $\Delta\nu_{st}$ . D'autre part, les fluctuations du nombre de porteurs affectent à la fois le gain optique et l'indice de réfraction. Par conséquent, une fluctuation du nombre de porteurs induit une variation de la phase optique dans la cavité. Cet effet se traduit en pratique par un élargissement supplémentaire de la raie laser. En désignant par  $\alpha_H$  le rapport entre la variation du gain optique et l'indice de réfraction, la largeur de raie d'un laser SC est donnée par [10] :

$$\Delta\nu_0 = \Delta\nu_{st} \left( 1 + \alpha_H^2 \right) = \frac{R'_{sp}}{4\pi \langle N_{ph} \rangle} \left( 1 + \alpha_H^2 \right), \quad (\text{II.21})$$

où  $R'_{sp}$  est le taux d'émission spontanée et  $\langle N_{ph} \rangle$  est le nombre moyen de photons dans la cavité laser. Le paramètre  $\alpha_H$ , appelé paramètre de chirp ou facteur de Henry<sup>2</sup>, traduit le couplage

2. Cette appellation fait référence à C. Henry, le premier à avoir expliqué l'élargissement de la raie laser dans un laser SC [71].

entre la phase et l'amplitude du champ optique dans la cavité laser. Il vaut quelques unités dans un laser SC standard.

Le spectre du bruit de fréquence de l'onde optique est décrit par la densité spectrale de puissance des fluctuations de la fréquence optique :

$$S_{\dot{\varphi}}(0, f) = 2 \left\langle |2\pi f \times \tilde{\varphi}(0, f)|^2 \right\rangle, \quad (\text{II.22})$$

où  $\dot{\varphi}$  est la pulsation optique instantanée.  $S_{\dot{\varphi}}(0, f)$  est une densité spectrale de puissance s'étalant sur les fréquences positives du spectre. Une expression simplifiée du spectre de bruit de fréquence est donnée par l'équation suivante [10] :

$$S_{\dot{\varphi}}(0, f) = 4\pi\Delta\nu_{st} \left( 1 + \frac{\alpha_H^2 (2\pi f_r)^4}{((2\pi f_r)^2 - (2\pi f)^2)^2 + (4\pi f\Gamma_r)^2} \right), \quad (\text{II.23})$$

où  $f_r$  et  $\Gamma_r$  désignent respectivement la fréquence et le taux d'amortissement des oscillations de relaxation du laser SC. Leurs expressions respectives sont données par les équations (I.15) et (I.50) du chapitre I. Il est important de noter qu'à l'image du bruit d'intensité, le bruit de fréquence en sortie d'un laser SC est résonant à la fréquence des oscillations de relaxation.

**Bruit d'intensité** Rappelons que si  $\tilde{p}(0, f)$  désigne une composante spectrale de bruit d'intensité, le bruit d'intensité relatif d'un laser SC est défini par :

$$RIN(0, f) = \frac{2 \left\langle |\tilde{p}(0, f)|^2 \right\rangle}{\langle P \rangle^2}. \quad (\text{II.24})$$

En se référant au paragraphe I.5.d. du chapitre I et en utilisant l'équation (II.21), le bruit d'intensité relatif en entrée de la fibre dispersive s'écrit :

$$RIN(f) = 16\pi\Delta\nu_{st} \frac{(2\pi f)^2 + \gamma_e^2 + \frac{(2\pi f_r)^2 \gamma_e}{R_{sp}}}{\left( (2\pi f_r + 2\pi f)^2 + \Gamma_r^2 \right) \left( (2\pi f_r - 2\pi f)^2 + \Gamma_r^2 \right)}. \quad (\text{II.25})$$

### Bruit d'intensité de l'onde optique transmise

Nous obtenons le bruit d'intensité relatif en sortie de la fibre dispersive en considérant le module au carré de l'équation (II.15) puis en divisant l'ensemble par  $\langle P \rangle^2$ . Le bruit d'intensité relatif sortant,  $RIN(L, f)$ , est donné par l'équation suivante :

$$\begin{aligned} RIN(L, f) = & RIN(0, f) \cos^2 \left( \frac{F}{2} (2\pi f)^2 \right) + 4 \sin^2 \left( \frac{F}{2} (2\pi f)^2 \right) \frac{S_{\dot{\varphi}}(0, f)}{(2\pi f)^2} \\ & + \frac{4}{\langle P \rangle} \sin \left( F (2\pi f)^2 \right) \text{Re} [\tilde{p}(0, f) \tilde{\varphi}^*(0, f)], \end{aligned} \quad (\text{II.26})$$

où  $\text{Re}$  désigne la partie réelle et  $*$  désigne le complexe conjugué.

L'expression de l'équation (II.26) est la somme de trois termes qui décrivent chacun une contribution particulière :

1. Le premier terme correspond à la transmission "directe" du  $RIN$ , soit sans tenir compte du bruit de phase optique. Cette contribution devient minimale aux fréquences  $f_{IM}$  données par l'équation (II.18). En ses minima, le bruit d'intensité est converti en bruit de phase optique.

2. Le second terme correspond à la conversion du bruit de phase optique en bruit d'intensité. Ce terme est nul aux fréquences  $f_{FM}$  données par l'équation (II.20).
3. Finalement, le troisième et dernier terme rend compte de la corrélation entre les fluctuations d'intensité et les fluctuations de phase optique dans la fibre dispersive. Il est important de souligner que ce terme est particulier aux lasers SC car ils présentent un important couplage entre la phase et l'amplitude du champ optique. Ce terme s'annule aux fréquences  $f_{IM-FM}$  données par :

$$f_{IM-FM}^2 = j \times \frac{c}{|2\lambda^2 D \times L|}, \text{ où } j \in \mathbb{N} \quad (\text{II.27})$$

Notons que la fréquence où le terme de corrélation devient minimal correspond aux fréquences des minima de la conversion de la modulation d'intensité en modulation de phase et vice versa. Dans la suite du chapitre, nous appellerons  $f_{IM}$ ,  $f_{FM}$  et  $f_{IM-FM}$  les fréquences caractéristiques de la propagation dispersive d'un signal optique. Intéressons-nous au terme de corrélation entre le bruit d'intensité et le bruit de phase optique, c'est-à-dire le troisième terme de l'équation (II.26). On montre sans grande difficulté que :

$$\frac{4}{\langle P \rangle} \text{Re} [\tilde{p}(o, f) \tilde{\varphi}^*(0, f)] = 16\pi \Delta\nu_{st} \alpha_H \frac{\gamma_e^2 + \frac{(2\pi f_r)^2 \gamma_e}{R_{sp}} + (2\pi f_r)^2 + \Gamma_r^2 - 2\gamma_e \Gamma_r}{\left( (2\pi f_r + 2\pi f)^2 + \Gamma_r^2 \right) \left( (2\pi f_r - 2\pi f)^2 + \Gamma_r^2 \right)}. \quad (\text{II.28})$$

Les détails du calcul sont donnés dans l'annexe A. Le couplage phase/amplitude dans le laser SC est représenté par le facteur de Henry  $\alpha_H$ . En pratique, il se traduit par une composante supplémentaire, proportionnelle à  $\alpha_H$ , dans le spectre de bruit de phase optique. Ainsi, la corrélation entre le bruit de phase et le bruit d'amplitude est également proportionnelle à  $\alpha_H$  tel que l'indique l'équation II.28.

Au final, le bruit d'intensité relatif en sortie de la fibre dispersive est donné par :

$$\begin{aligned} RIN(L, f) = & RIN(0, f) \cos^2 \left( \frac{F}{2} (2\pi f)^2 \right) + 4 \sin^2 \left( \frac{F}{2} (2\pi f)^2 \right) \frac{S_{\tilde{\varphi}}(0, f)}{(2\pi f)^2} \\ & + 16\pi \Delta\nu_{st} \times \alpha_H \sin \left( F (2\pi f)^2 \right) \frac{\gamma_e^2 + \frac{(2\pi f_r)^2 \gamma_e}{R_{sp}} + (2\pi f_r)^2 + \Gamma_r^2 - 2\gamma_e \Gamma_r}{\left( (2\pi f_r + 2\pi f)^2 + \Gamma_r^2 \right) \left( (2\pi f_r - 2\pi f)^2 + \Gamma_r^2 \right)}. \end{aligned} \quad (\text{II.29})$$

Remarquons que l'équation (II.29) décrit le *RIN* transmis en fonction d'un ensemble de paramètres facilement accessibles par la mesure. Ces paramètres sont  $D$ ,  $L$ ,  $f_r$ ,  $\Gamma_r$ ,  $\gamma_e$ ,  $\alpha_H$  et  $\Delta\nu_{st}$ . Pour déduire la fréquence à laquelle le bruit d'intensité relatif sera réduit, il faut différencier la quantité  $RIN(L, f)/RIN(0, f)$  par rapport à  $f$ . La fréquence à laquelle le *RIN* est réduit dépend à la fois du produit  $D \times L$  et des caractéristiques de bruit de l'onde optique incidente. Par exemple, la fréquence d'évanouissement du *RIN* est égale à la fréquence  $f_{IM}$  dans le cas idéal d'une onde optique sans bruit de phase.

A ce stade, nous disposons des équations de base décrivant la transmission dispersive du bruit d'intensité relatif d'un laser SC. Voyons maintenant ce que nous obtenons expérimentalement avec un laser SC et une fibre très dispersive.

## II.3 Transmission dispersive du *RIN* : Étude expérimentale

Rappelons que notre objectif est de tester la réduction du bruit d'intensité relatif d'un laser SC dans une fibre très dispersive. Pour cela, nous justifierons d'abord le choix de la fibre dispersive. Puis nous caractériserons sa dispersion totale. Finalement, nous présenterons les résultats obtenus avec un laser SC du commerce.

### II.3.a. Choix de la fibre dispersive

Nous entendons par fibre "très dispersive" une fibre optique dont la dispersion chromatique est largement supérieure à celle d'une fibre SMF<sup>3</sup> conventionnelle. Rappelons que la dispersion d'une fibre standard vaut 17 ps/(nm.km) à 1,55  $\mu\text{m}$ . Dans un premier temps, nous avons testé une fibre fortement dispersive développée par l'institut de recherche XLIM à Limoges [72]. Il s'agit d'une fibre à compensation de dispersion dont le paramètre  $D$  atteint -3200 ps/(nm.km) à 1,55  $\mu\text{m}$ . Nous représentons sa dispersion en fonction de la longueur d'onde optique dans la figure II.1.

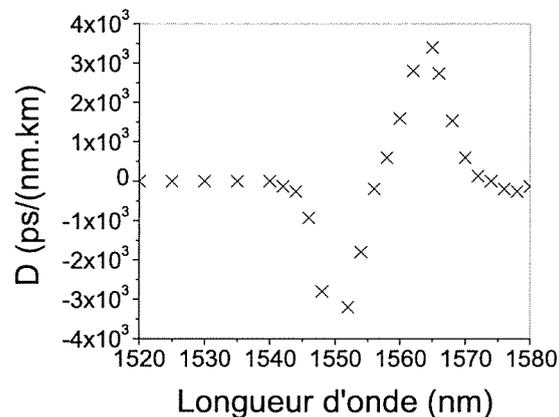


FIGURE II.1 – Paramètre de dispersion de la fibre hautement dispersive en fonction de la longueur d'onde optique. Mesure effectuée par Jean-Louis Auguste et ses collaborateurs à XLIM.

Seulement, cette fibre présentait une figure de mérite (FOM) inférieure à celle d'une fibre optique standard. En effet, la FOM de la fibre hautement dispersive testée vaut -30 ps/(nm.dB). Celle d'une fibre conventionnelle est égale à 57 ps/(nm.dB). Nous tenons à préciser que les pertes optiques, de l'échantillon testé (16 dB pour un échantillon de 150 m de long), sont dues principalement au couplage du mode de la fibre dispersive au mode d'une fibre SMF standard. Au final, l'utilisation de cette fibre pour la réduction du *RIN* n'est pas avantageuse par rapport à une fibre conventionnelle.

Nous avons choisi alors d'utiliser une fibre dispersive du commerce ayant une grande valeur de

3. SMF est l'acronyme de Single Mode Fiber.

FOM. Il s'agit d'une fibre optique à compensation de dispersion (DCF<sup>4</sup>) développée par DRAKA COMTEQ. A la longueur d'onde  $1,55 \mu\text{m}$ , sa dispersion et son FOM valent respectivement  $-151,4 \text{ ps}/(\text{nm.km})$  et  $-261 \text{ ps}/(\text{nm.dB})$ . Le choix de la longueur de la fibre optique déterminera la plage spectrale dans laquelle nous pouvons obtenir une réduction du bruit d'intensité. Rappelons que le bruit d'intensité peut être réduit aux fréquences  $f_{IM}$  dans le cas d'une onde optique à très faible bruit de phase. Par ailleurs, l'excès de bruit d'intensité dans un laser SC est centré autour de la fréquence des oscillations de relaxation, typiquement à quelques GHz. Nous choisissons alors, arbitrairement, d'avoir  $f_{IM}$ , à l'ordre 1, égale à 5 GHz. Par conséquent, il est nécessaire d'utiliser environ 16,8 km de fibres DCF. Il est important de mentionner qu'il aurait fallu utiliser à peu près 145 km de fibres SMF pour obtenir  $f_{IM}$  égale à 5 GHz.

### II.3.b. Caractérisation de la fibre dispersive

Avant toute chose, nous proposons de mesurer expérimentalement le paramètre  $D \times L$  de la fibre choisie. En effet, il est important de connaître ce paramètre à la longueur d'onde de la source optique que nous utilisons. Pour cela, nous caractérisons expérimentalement la transmission d'une modulation d'intensité puis d'une modulation de phase par la fibre dispersive. Nous utilisons le schéma expérimental de la figure II.2.

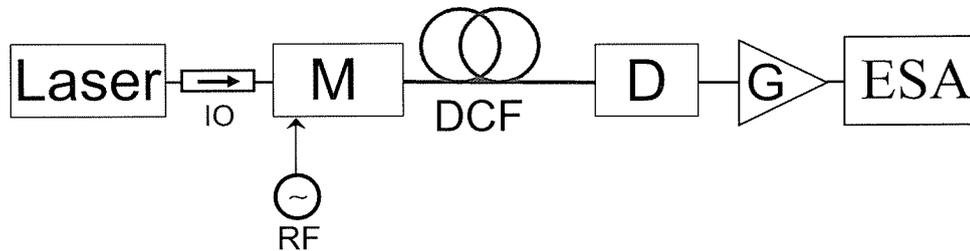


FIGURE II.2 – Schéma expérimental pour la caractérisation de la transmission d'une modulation d'intensité ou de phase par la fibre dispersive. Laser : diode SC de type DFB. IO : Isolateur optique. M : Modulateur d'intensité de type MZM ou modulateur de phase. DCF : fibre à compensation de dispersion. D : photodiode rapide (20 GHz). G : amplificateur électrique (47 dB). ESA : analyseur de spectre électrique.

La source optique est un laser SC de type DFB (ALCATEL LMI1905) émettant 50 mW pour un taux de pompage  $r = 14$ . En ce point de fonctionnement, sa longueur d'onde centrale vaut 1551 nm. Dans un premier temps, nous utilisons derrière la source optique un modulateur d'intensité de type MZM polarisé à  $V_{\pi/2}$ . Nous lui appliquons une modulation électrique de 100 MHz à 12 GHz. L'onde optique modulée est transmise à travers la fibre DCF. Ensuite, elle est détectée avec une photodiode rapide. La modulation électrique restituée est amplifiée puis analysée. Afin de nous affranchir de la réponse du modulateur MZM et de la chaîne de détection, nous réitérons les mêmes opérations sans la fibre DCF puis nous comparons les deux résultats. Nous obtenons ainsi la transmission en intensité de la fibre dispersive, soit  $T_{IM}^2$ . Les points expérimentaux, obtenus de 100 MHz à 12 GHz, sont reproduits dans la figure II.3(a).

Comme attendu, la modulation d'intensité transmise par la fibre DCF s'estompe périodiquement. La première fréquence d'évanouissement de la modulation d'intensité vaut 4,93 GHz.

4. DCF est l'acronyme de Dispersion Compensation Fiber.

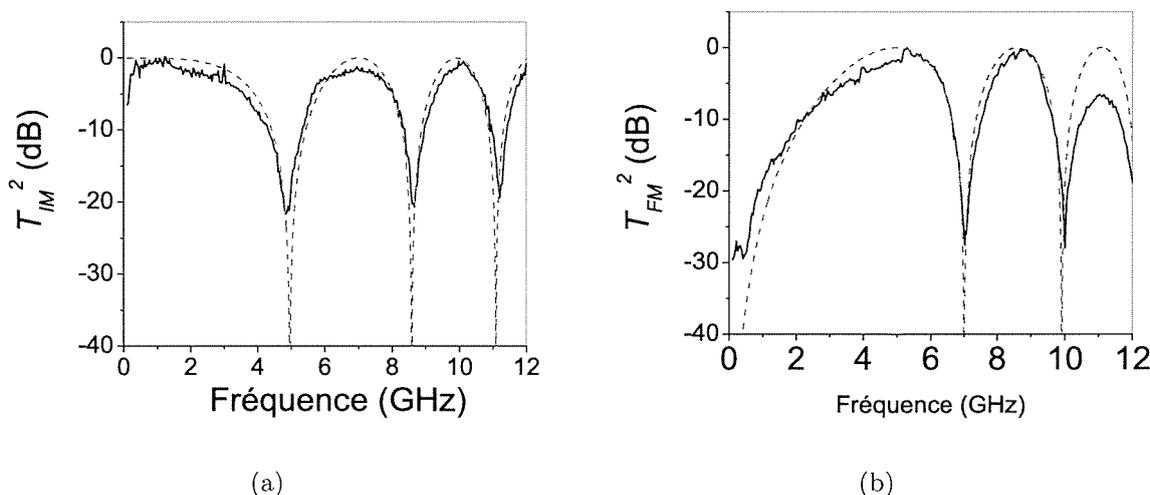


FIGURE II.3 – (a) Transmission électrique d'une modulation d'intensité avec la fibre DCF. Points expérimentaux (continu) et Ajustement avec l'expression de  $T_{IM}^2$  (discontinu). (b) Transmission électrique d'une modulation de phase avec la fibre DCF. Points expérimentaux (continu) et ajustement avec l'expression de  $T_{FM}^2$  (discontinu).

Nous ajustons la courbe théorique de  $T_{IM}^2$  issue de l'équation (II.17) aux points expérimentaux obtenus. Nous obtenons un optimum au sens des moindres carrés pour  $D \times L \approx -2541$  ps/nm. Sachant que le paramètre de dispersion  $D$  vaut  $-151,4$  ps/(nm.km) à 1551 nm, nous déduisons que la longueur de la fibre dispersive est égale à 16,78 km.

Afin de valider autrement la valeur  $D \times L$  obtenue, nous remplaçons le modulateur d'intensité par un modulateur de phase. Puis, nous mesurons la puissance électrique transmise dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment. La transmission de la modulation de phase par la fibre DCF, ainsi mesurée, est représentée dans la figure II.3(b). Nous observons donc une conversion périodique de la modulation de phase en modulation d'intensité. La conversion est minimale à 7 GHz, la fréquence  $f_{FM}$  à l'ordre 1. Remarquons que la transmission de la modulation de phase et la transmission de la modulation d'intensité sont en quadrature : l'une est maximale au minimum de l'autre. Nous représentons dans la même figure la courbe théorique de  $T_{FM}^2$  pour  $D \times L = -2541$  ps/nm. Nous obtenons un bon accord entre les points expérimentaux et la courbe théorique. Nous confirmons donc que le produit  $D \times L$  est de l'ordre de  $-2541$  ps/nm à la longueur d'onde 1551 nm.

Maintenant que nous avons caractérisé la fibre DCF, étudions la transmission dispersive du bruit d'intensité relatif du laser SC dans cette fibre.

### II.3.c. Montage expérimental et démarche suivie

Dans toute la suite, nous étudierons la transmission dispersive du  $RIN$  suivant le schéma expérimental de la figure II.4.

Dans ce schéma, la source optique est le laser ALACTEL LMI1905. La propagation de l'onde optique dans la fibre dispersive peut devenir non linéaire pour des puissances incidentes élevées. Nous insérons alors un atténuateur optique variable pour contrôler la puissance envoyée dans

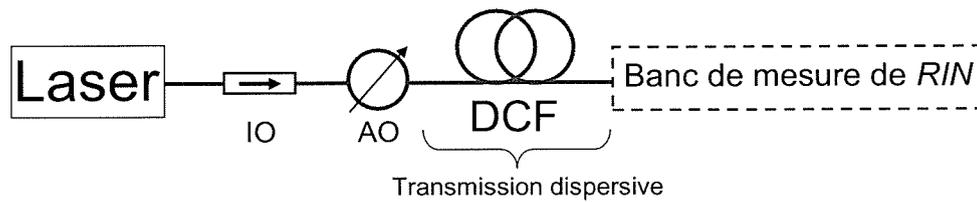


FIGURE II.4 – Montage expérimental pour l'étude de la transmission dispersive du *RIN* d'un laser SC. IO : Isolateur optique. AO : atténuateur optique variable

la fibre dispersive sans changer les caractéristiques spectrales du laser. Afin de caractériser les effets de la dispersion sur le bruit d'intensité, nous comparons les spectres de *RIN* mesurés en entrée puis en sortie de la fibre dispersive. Le banc de mesure de *RIN* que nous utilisons est décrit en Annexe B.

Dans ce qui suit, nous adopterons la démarche suivante pour analyser les spectres de *RIN* expérimentaux obtenus. Premièrement, nous relevons les fréquences du spectre où le *RIN* présente un minimum local. Ensuite, nous comparons ces dernières aux fréquences caractéristiques de la fibre dispersive, soit  $f_{IM}$ ,  $f_{FM}$  et  $f_{IM-FM}$ . On pourra ainsi identifier la contribution dominante au bruit d'intensité relatif en sortie de la fibre dispersive. Puis, nous ajustons les spectres expérimentaux obtenus avec les expressions théoriques de la partie II.2. Finalement, nous déterminons l'apport de chacun des termes de l'équation (II.29) au bruit d'intensité transmis par la fibre dispersive.

Nous avons dissocié notre étude en deux sous-parties. Dans une première sous-partie, nous nous intéressons aux effets de la dispersion quand les contributions du bruit d'intensité et du bruit de phase optique sont comparables dans la fibre dispersive. Ce cas correspond à un laser SC standard utilisé à faible taux de pompage. La deuxième sous-partie décrit la situation où la contribution du bruit d'intensité est négligeable devant celle du bruit de phase optique. Ce cas de figure est obtenu quand nous utilisons le laser SC à fort taux de pompage.

### II.3.d. Réduction du *RIN* à faible taux de pompage

Dans un premier temps, nous fixons le taux de pompage à  $r = 2,5$ . En ce point de fonctionnement, la longueur d'onde centrale du laser vaut 1550 nm et le paramètre  $D \times L$  vaut -2534 ps/nm. La puissance optique en entrée de la fibre dispersive vaut 8,2 mW.

#### Observations expérimentales

Les spectres de *RIN* mesurés en entrée puis en sortie de la fibre dispersive sont reproduits dans la figure II.5.

D'une part, nous observons une dégradation du bruit d'intensité relatif aux fréquences inférieures à la fréquence des oscillations de relaxation (4,8 GHz). D'autre part, nous remarquons que le bruit d'intensité transmis est plus faible que le bruit d'intensité incident à des fréquences particulières du spectre. Notons  $f_m$  et  $\Delta RIN_m$  respectivement la fréquence et l'amplitude<sup>5</sup> du minimum local d'ordre  $m$ . Nous regroupons dans le tableau II.1 les valeurs de  $f_m$  et  $\Delta RIN_m$  extraites du spectre de la figure II.5. Notons que la réduction du *RIN* diminue au fur et à mesure

5. L'amplitude du minimum local désigne la réduction de *RIN* obtenue.

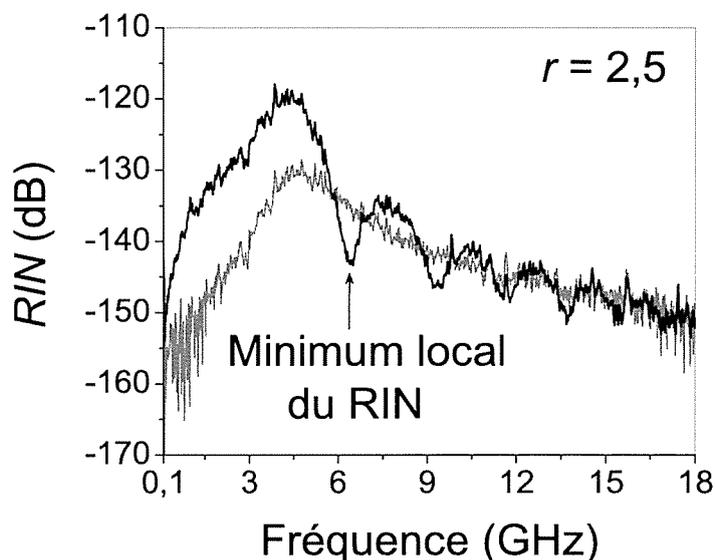


FIGURE II.5 – Spectres de  $RIN$  en entrée (en gris) et en sortie (en noir) de la fibre dispersive obtenus pour un taux de pompage  $r = 2,5$ .  $RBW = 300$  kHz.

$m$	$f_m$ (GHz)	$\Delta RIN_m$ (dB)
1	6,4	8
2	9,3	4,2
3	11,2	2,6

TABLE II.1 – Fréquences ( $f_m$ ) et amplitudes ( $\Delta RIN_m$ ) des trois premiers minima locaux du  $RIN$  de la figure II.5.

qu'on s'éloigne de la fréquence des oscillations de relaxation. La réduction maximale obtenue vaut 8 dB à 6,4 GHz. Cette fréquence pourrait, par exemple, correspondre à la fréquence d'un oscillateur local transmis par voie optique. Dans ce cas, la liaison optique nécessiterait un bruit faible sur une bande passante instantanée de l'ordre du MHz.

Or, la largeur à mi-hauteur du minimum local d'ordre 1, déduite du spectre de la figure II.6<sup>6</sup>, vaut environ 1,5 MHz. Ainsi, l'utilisation de cette fibre DCF, comme filtre sélectif du  $RIN$ , peut convenir au déport d'un oscillateur local à grande pureté spectrale.

Comparons maintenant la fréquence  $f_m$  aux fréquences particulières  $f_{IM}$ ,  $f_{FM}$  et  $f_{IM-FM}$ . Nous rappelons que :

- $f_{IM}$  correspond au minimum de la transmission "directe" du  $RIN$ .
- $f_{FM}$  est la fréquence du minimum de conversion du bruit de phase optique en bruit d'intensité dans la fibre dispersive.
- $f_{IM-FM}$  est la fréquence à laquelle le terme de corrélation entre le bruit d'intensité et le bruit de phase optique devient minimal.

6. Le spectre de la figure II.6 est différent de celui de la figure II.5. Il est obtenu pour un taux de pompage de 4. La fréquence du minimum local d'ordre 1 vaut 6,5 GHz et la réduction obtenue est égale à 10 dB.

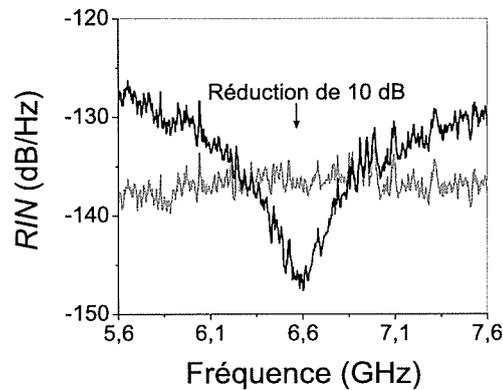


FIGURE II.6 – Spectre de *RIN* en entrée (gris) et en sortie (noir) de la fibre dispersive autour du minimum local d'ordre 1. RBW = 100 kHz.

Pour cela, nous représentons en II.7 l'évolution de  $f_m^2$  en fonction de l'ordre du minimum local. Nous remarquons que  $f_m$  ne correspond exactement à aucune des fréquences caractéristiques

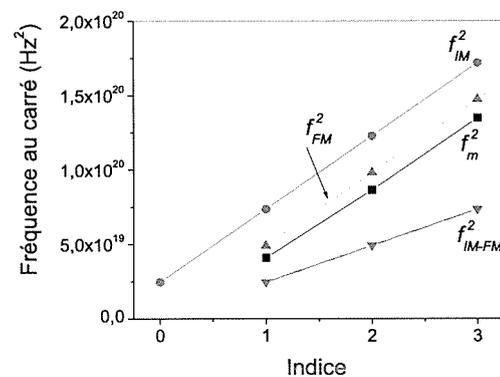


FIGURE II.7 – Evolution des fréquences  $f_m$ ,  $f_{IM}$ ,  $f_{FM}$  et  $f_{IM-FM}$  au carré en fonction de l'ordre du minimum local.

ci-dessus. En particulier,  $f_m$  est différente de  $f_{IM}$ , fréquence à laquelle la transmission “directe” du *RIN* est minimale. Par ailleurs,  $f_m$  est assez proche de la fréquence  $f_{FM}$ . Par conséquent, nous présumons que la contribution du bruit de phase optique au bruit d'intensité transmis est non négligeable.

A l'issue de l'ensemble de ces observations expérimentales, nous retenons que :

- Le bruit d'intensité relatif est dégradé aux fréquences inférieures à la fréquence des oscillations de relaxation.
- Par contre, il est réduit à des fréquences particulières du spectre, ne correspondant pas aux fréquences du minimum de la transmission directe du *RIN*.

A ce stade, on pourrait se demander si la description analytique donnée dans la partie II.2 permet de rendre compte des résultats expérimentaux obtenus. Afin de répondre à cette question, nous allons ajuster les spectres du bruit d'intensité en utilisant les expressions analytiques de la partie II.2.

### Ajustement théorique des spectres expérimentaux

Dans un premier temps, nous ajustons la courbe théorique issue de l'expression de l'équation (II.25) aux mesures du spectre de  $RIN$  en entrée de la fibre dispersive. Nous fixons la valeur du produit  $D \times L$  à  $-2534$  ps/nm et nous utilisons  $\Delta\nu_{st}$ ,  $f_r$ ,  $\Gamma_r$ ,  $\gamma_e$  et  $R'_{sp}$  comme paramètres d'ajustement. Le résultat de l'ajustement est reproduit dans la figure II.8(a). Les valeurs de paramètres  $\Delta\nu_{st}$ ,  $f_r$ ,  $\Gamma_r$ ,  $\gamma_e$  et  $R'_{sp}$  sont regroupées dans le tableau II.2.

Paramètre	Valeur	Unité
$\Delta\nu_{st}$	240	kHz
$f_r$	4,68	GHz
$\Gamma_r$	$5,68 \times 10^9$	$s^{-1}$
$\gamma_e$	$3,48 \times 10^9$	$s^{-1}$
$R'_{sp}$	$1,12 \times 10^{20}$	$s^{-1}$

TABLE II.2 – Paramètres d'ajustement du bruit d'intensité relatif en entrée de la fibre dispersive.

Ensuite, nous ajustons le spectre de  $RIN$  mesuré en sortie de la fibre dispersive en utilisant l'expression théorique issue de l'équation (II.29). Cette fois-ci, nous jouons uniquement sur le paramètre  $\alpha_H$ . Le résultat de l'ajustement est représenté dans la figure II.8(b). Nous en dédui-

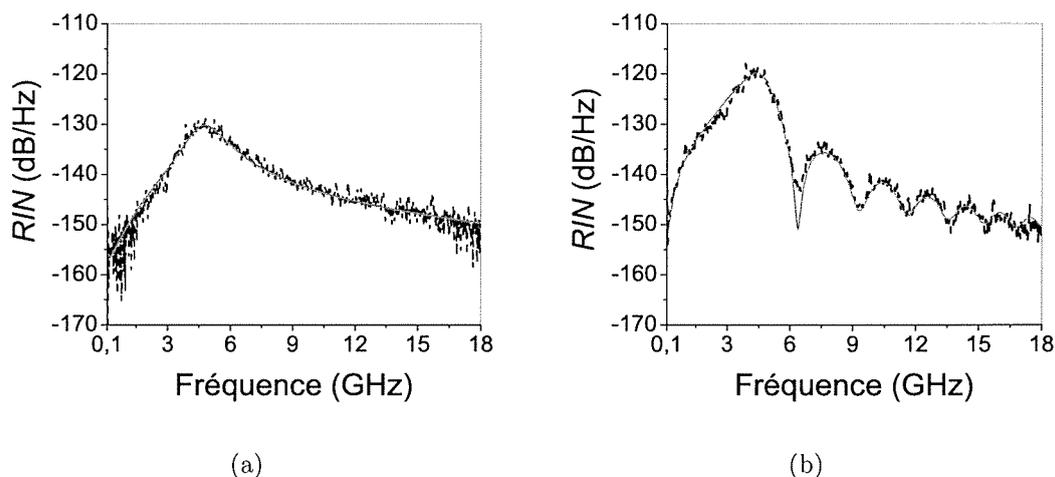


FIGURE II.8 – (a) Spectre de  $RIN$  en entrée de la fibre DCF. Ligne discontinue : points expérimentaux. Ligne continue : ajustement avec l'expression de l'équation (II.25). (b) Spectre de  $RIN$  en sortie de la fibre DCF. Ligne discontinue : points expérimentaux. Ligne continue : ajustement avec l'expression de l'équation (II.29).

sons la valeurs de  $\alpha_H$  donnée dans le tableau II.3.

Les spectres de la figure II.8 illustrent un bon accord entre les points expérimentaux et les ajustements théoriques. En particulier, la courbe théorique de la figure II.8(b) reproduit correctement les fréquences ainsi que les amplitudes des minima locaux du  $RIN$ . Par ailleurs, les valeurs numériques du facteur de chirp ( $\alpha_H = 2,97$ ), du taux de décroissance du nombre de

Paramètre	Valeur	Unité
$\alpha_H$	2,97	

TABLE II.3 – Paramètre d’ajustement du bruit d’intensité relatif en sortie de la fibre DCF.

porteurs ( $\gamma_e = 3,48 \times 10^9 \text{s}^{-1}$ ) et du taux d’émission spontanée ( $R'_{sp} = 1,12 \times 10^{20} \text{s}^{-1}$ ) sont comparables aux valeurs citées dans la littérature [10].

Au final, la description analytique donnée au paragraphe II.2 permet de rendre compte des résultats expérimentaux obtenus. Nous pouvons donc discuter de la contribution de chacun des termes de l’équation (II.29) au bruit d’intensité transmis par la fibre dispersive.

## Discussion

Premièrement, nous représentons les contributions de la transmission “directe” du *RIN* et de la conversion FM/IM respectivement dans les figures II.9(a) et II.9(b). Nous comparons ces deux contributions au bruit d’intensité incident.

Nous remarquons que la conversion FM/IM dégrade le bruit d’intensité aux fréquences inférieures à la fréquence des oscillations de relaxation. Ainsi, la dégradation observée dans la figure II.5 est attribuée à la conversion FM/IM dans la fibre dispersive. Aux autres fréquences, la transmission “directe” du *RIN* et la conversion FM/IM sont en quadrature. En d’autres termes, la conversion FM/IM augmente le *RIN* aux fréquences où la transmission “directe” le diminue. Par conséquent, en considérant uniquement ces deux contributions, nous n’obtenons pas de réduction significative du *RIN* comme l’illustre la figure II.9(c). Cependant, en tenant compte du terme de corrélation entre le bruit de phase optique et le bruit d’amplitude, ce dernier devient négatif, ce qui engendre une réduction significative du *RIN* en sortie de la fibre dispersive (voir la figure II.8(b)).

Au final, la conversion FM/IM dans la fibre dispersive est responsable de la dégradation du *RIN* observée aux fréquences inférieures à la fréquence des oscillations de relaxation. En contrepartie, la corrélation entre le bruit d’intensité et le bruit de phase optique dans la fibre dispersive se traduit par une réduction locale du bruit d’intensité transmis.

Nous venons donc de voir que si les contributions du bruit d’intensité et du bruit de phase optique dans la fibre dispersive sont comparables, c’est la corrélation entre ces deux sources de bruit qui engendre une réduction locale du *RIN*. Penchons-nous maintenant sur le cas où le bruit d’intensité et le bruit de phase optique ont des contributions inégales dans la fibre dispersive.

### II.3.e. Évolution du *RIN* à fort taux de pompage

Ici, nous fixons le taux de pompage à  $r = 14$ . La longueur d’onde optique centrale vaut 1551 nm et le paramètre  $D \times L$  est égal à -2541 ps/nm. La puissance optique extraite du laser ALCATEL vaut 50 mW. Si nous envoyons toute la puissance optique dans les 16,8 km de fibres dispersives, la propagation de l’onde optique devient non-linéaire. Rappelons que dans le cadre de notre étude, seule la transmission linéaire et dispersive est souhaitée. Cependant, il est intéressant d’illustrer expérimentalement les effets liés à la transmission non-linéaire du *RIN*.

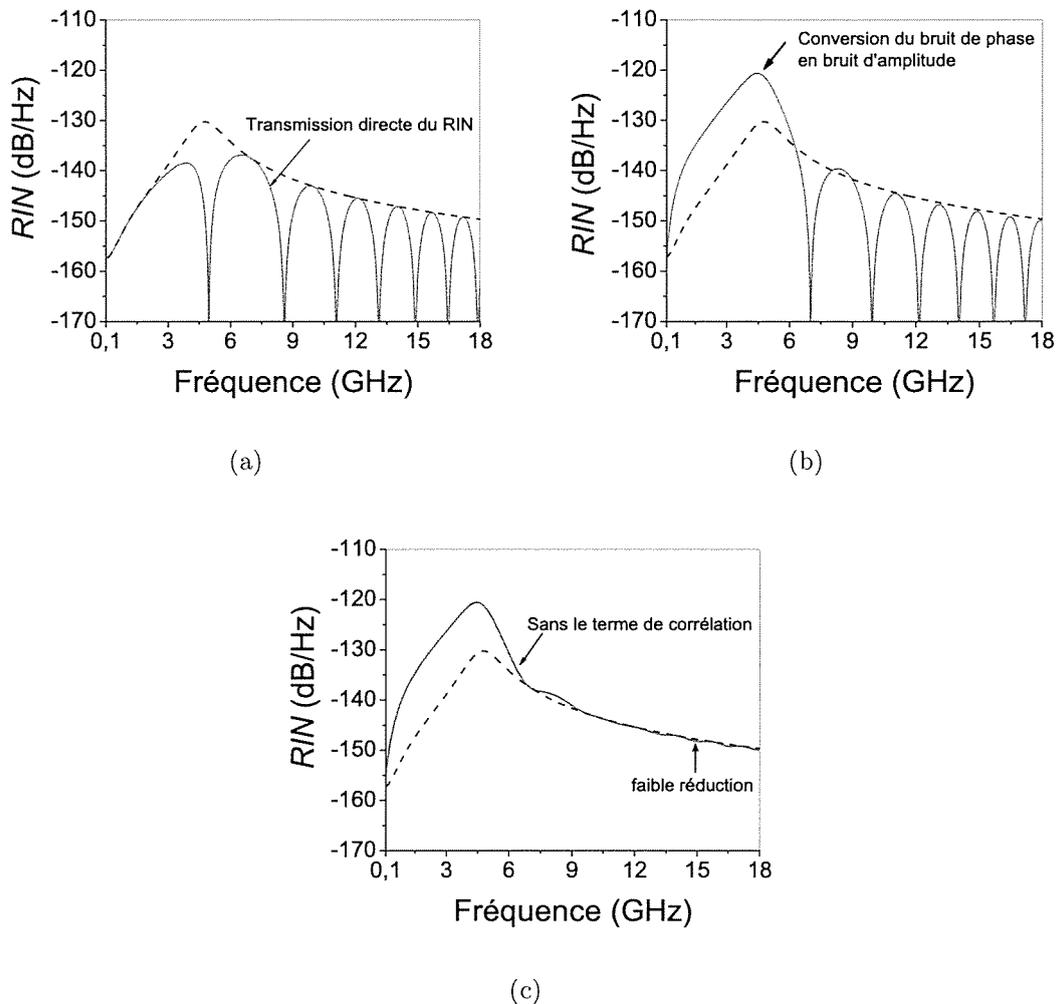


FIGURE II.9 – Simulations théoriques utilisant les valeurs de paramètres dans les tableaux II.2 et II.3. (a)  $RIN$  en entrée de la fibre DCF (noir) et contribution du premier terme de l'équation (II.29) (gris). (b)  $RIN$  en entrée de la fibre DCF (noir) et contribution du deuxième terme de l'équation (II.29) (gris). (c) :  $RIN$  en entrée de la fibre DCF (noir) et la somme des deux premiers termes de l'équation (II.29) (gris).

### Cas d'une transmission non-linéaire

Les spectres de  $RIN$  obtenus pour 20 mW puis 38,5 mW injectés dans la fibre DCF sont représentés dans la figure II.10.

Les deux spectres de la figure II.10 témoignent d'une transmission non-linéaire de l'onde optique dans la fibre DCF. En particulier, nous observons des effets liés à la diffusion Brillouin stimulée dans la fibre dispersive. D'une part, nous notons une importante composante de bruit aux basses fréquences [69]. D'autre part, nous distinguons un pic de bruit à 10 GHz. Ce pic correspond au battement de la raie laser avec une réflexion parasite de l'onde Stokes<sup>7</sup>. La

7. En effet, l'onde optique issue du laser et l'onde Stokes sont contra-propagatives. L'onde Stokes, qui bat avec la raie laser, provient d'une réflexion parasite sur une interface optique du montage expérimental.

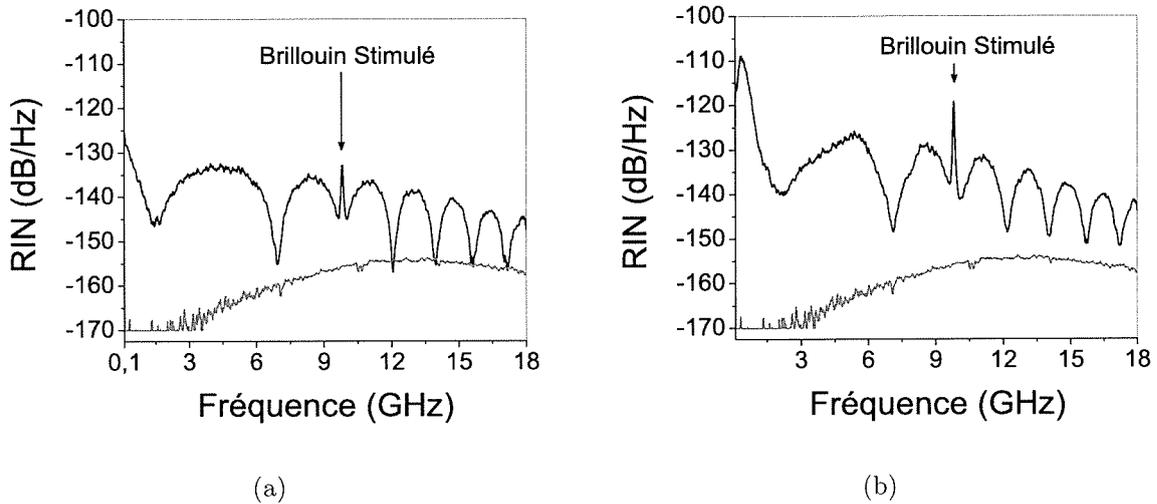


FIGURE II.10 – (a) Spectre de *RIN* en entrée (en gris) et en sortie de la fibre DCF (en noir) pour une puissance injectée égale à 20 mW. (b) Spectre de *RIN* en entrée (en gris) et en sortie de la fibre DCF (en noir) pour une puissance injectée égale à 38,5 mW.

dégradation due à la diffusion Brillouin est d'autant plus importante que la puissance optique injectée dans la fibre est élevée.

Dans le cadre de notre étude, l'utilisation de fibres optiques à plus forte dispersion pourrait permettre de supprimer l'effet observé. Cependant, comme nous l'avons expliqué au paragraphe II.3.a., notre choix s'est orienté vers la fibre DCF actuelle car elle présente de faibles pertes optiques. Afin de nous affranchir des effets de la diffusion Brillouin, nous choisissons ici de limiter à 4 mW la puissance optique en entrée de la fibre.

### Cas d'une transmission linéaire

Dans ces conditions, c'est-à-dire en inhibant la diffusion Brillouin Stimulée, nous obtenons les spectres de *RIN* reproduits dans la figure II.11.

Nous observons une nette amélioration du bruit d'intensité relatif comparé au cas d'une transmission non linéaire. En particulier, l'amplitude du pic de bruit à 10 GHz a diminué. Le résiduel de bruit à 10 GHz est dû à la diffusion Brillouin spontanée dans la fibre DCF.

En dépit du caractère linéaire de la transmission, le bruit d'intensité relatif est dégradé sur la quasi-totalité du spectre électrique. Nous mesurons, par exemple, une dégradation égale à 35 dB à 3 GHz. Cependant, la dégradation observée est minimale à des fréquences particulières du spectre, notées  $f_n$ . En représentant  $f_n^2$  et  $f_{FM}^2$  dans la figure II.12, nous remarquons que les fréquences  $f_n$  sont égales aux fréquences  $f_{FM}$  du minimum de conversion FM/IM.

Ainsi, la dégradation observée peut être totalement attribuée à la conversion du bruit de phase optique en bruit d'intensité. C'est ce que nous tentons de vérifier dans les deux paragraphes qui suivent.

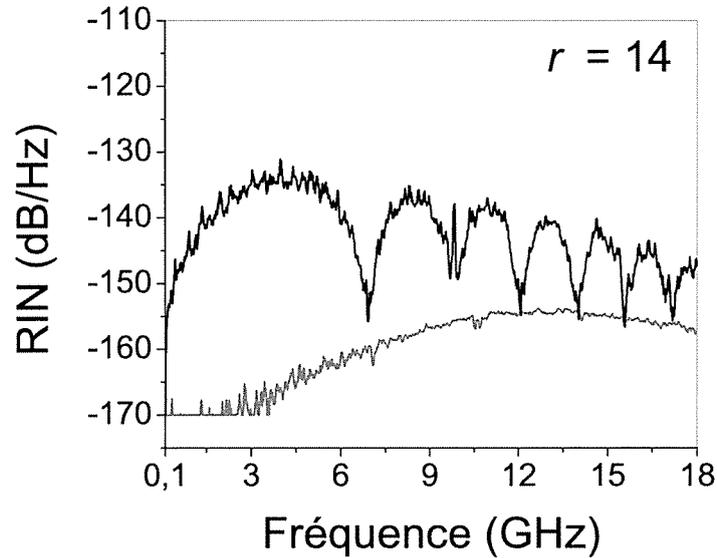


FIGURE II.11 – (gris) : Spectre de  $RIN$  en entrée de la fibre dispersive pour  $r=14$ . Le photocourant de la mesure vaut 2,5 mA. Le plancher aux basses fréquences correspond à la limite de sensibilité de notre mesure ( $RBW=300$  kHz). (noir) : Spectre de  $RIN$  en sortie de la fibre dispersive pour une puissance injectée de 4 mW. Le photocourant de la mesure vaut 300  $\mu$ A.  $RBW=300$  kHz.

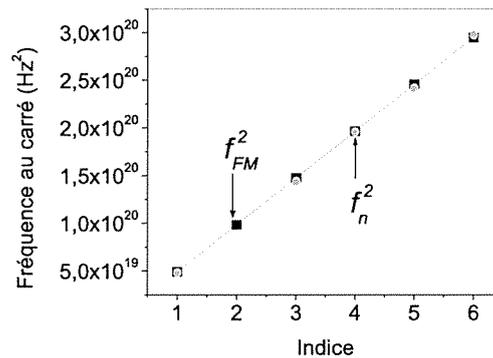


FIGURE II.12 – Evolution  $f_{FM}^2$  ( carré) et  $f_n^2$  (rond) en fonction de l'ordre du minimum local de dégradation du  $RIN$ .

### Ajustement théorique des spectres expérimentaux

Dans un premier temps, nous ajustons les expressions théoriques du paragraphe II.2.c. aux spectres expérimentaux<sup>8</sup>. Les ajustements obtenus<sup>9</sup> sont reproduits dans la figure II.13. Les valeurs de paramètres correspondantes sont regroupées dans le tableau II.4. Notons que l'évolution des paramètres d'ajustement en fonction du taux de pompage est compatible avec ce que nous

8. Nous procédons comme au paragraphe II.3.d..

9. L'ajustement du spectre de  $RIN$  en entrée de la fibre dispersive est effectué de 3 GHz jusqu'à 18 GHz.

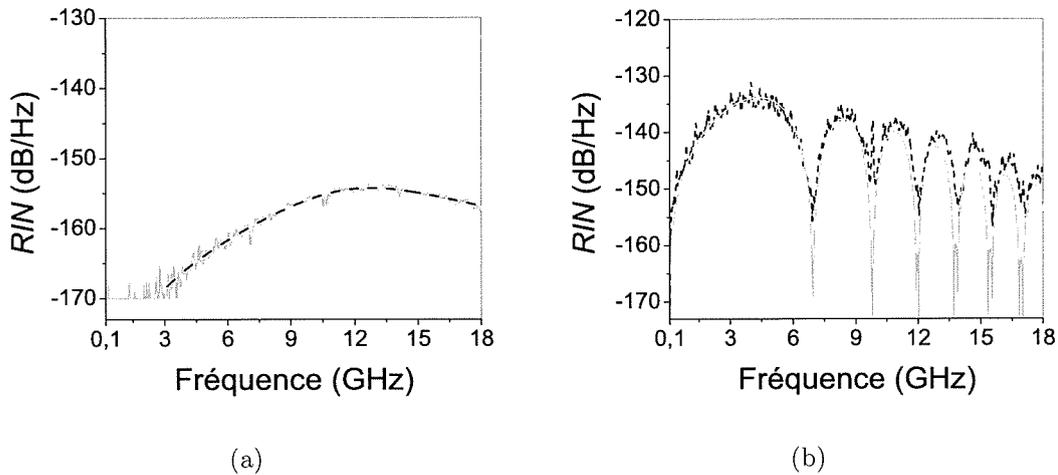


FIGURE II.13 – (a) Spectres de *RIN* en entrée de la fibre DCF : Points expérimentaux (en pointillé) et ajustement avec l'expression de l'équation (II.25) (en continu). (b) Spectres de *RIN* en sortie de la fibre DCF : Points expérimentaux (en pointillé) et ajustement avec l'expression de l'équation (II.29) (en continu).

Paramètre	Valeur	Unité
$\Delta\nu_{st}$	28,9	kHz
$f_r$	11,77	GHz
$\Gamma_r$	$3,12 \times 10^{10}$	$s^{-1}$
$\gamma_e$	$4,1 \times 10^9$	$s^{-1}$
$R'_{sp}$	$1,2 \times 10^{20}$	$s^{-1}$
$\alpha_H$	4,4	

TABLE II.4 – Paramètres d'ajustement des spectres de *RIN* pour un taux de pompage de 14.

attendons. D'une part,  $\alpha_H$ ,  $f_r$  et  $\Gamma_r$  augmentent quand  $r$  devient plus élevé [73,74]. D'autre part, la largeur de raie  $\Delta\nu_{st}$  et la durée de vie des porteurs diminuent à mesure que  $r$  augmente [10].

Dans ce qui suit, nous allons utiliser les ajustements obtenus pour interpréter le spectre de *RIN* mesuré en sortie de la fibre dispersive (voir la figure II.11)

## Discussion

Nous remarquons que, contrairement à notre spectre expérimental, le spectre ajusté représenté dans la figure II.13(b) montre une réduction locale et périodique du *RIN* en sortie de la fibre dispersive. Aux fréquences de ces minima, les niveaux de *RIN* attendus sont très faibles, de l'ordre de -170 dB/Hz. Or, nous utilisons seulement 300  $\mu\text{A}$  pour la mesure du spectre de *RIN* en sortie de la fibre dispersive. Avec ce faible photocourant, nous ne pouvons pas mesurer un *RIN* aussi faible que -170 dB/Hz (Le plancher de la mesure, donnée par le bruit de grenaille relatif, est égal à -150 dB/Hz pour un photocourant égal à 300  $\mu\text{A}$ ). Il est donc nécessaire de tenir compte de la limitation due à la détection dans la représentation du spectre ajusté de la figure II.13(b). Pour cela, nous exprimons le *RIN* en sortie de la fibre dispersive comme la

somme de deux contributions :

- une première contribution due au  $RIN$  exprimé par l'équation (II.29).
- une deuxième contribution due à la sensibilité de notre banc de mesure. Nous supposons qu'elle est égale au bruit de grenaille relatif, c'est-à-dire  $2e/\langle I_{ph} \rangle$ .

Dans ce cas, nous obtenons le spectre de la figure II.14. Cette dernière illustre un bon accord

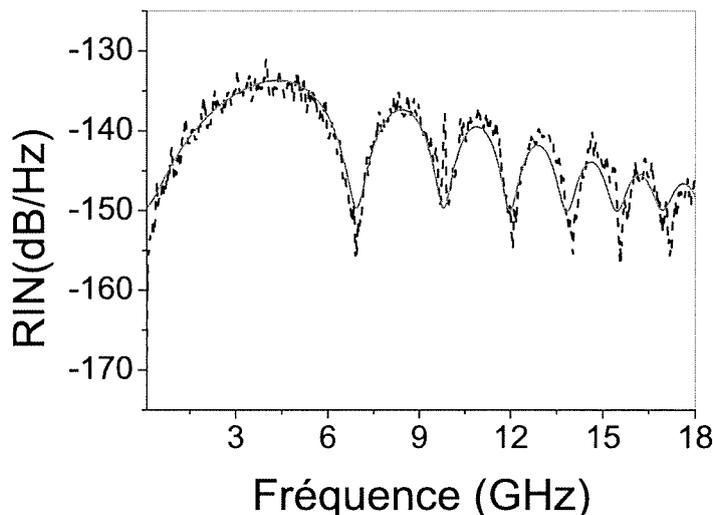


FIGURE II.14 – noir : Spectre de  $RIN$  expérimental en sortie de la fibre dispersive.  $r=14$  et  $I_{ph}=300 \mu A$ . gris : Ajustement théorique obtenu en II.13 auquel nous avons ajouté la contribution du bruit de grenaille relatif ( $2e/\langle I_{ph} \rangle$ ). Les paramètres d'ajustement sont résumés en II.4.

entre le spectre expérimental et le spectre ajusté. Nous en déduisons donc que nous n'avons pas pu observer la réduction du  $RIN$  attendue à cause du faible photocourant que nous mesurons en sortie de la fibre dispersive. Rappelons que ce dernier vaut  $300 \mu A$ . En effet, nous envoyons dans la fibre DCF seulement  $4 \text{ mW}$  afin d'inhiber la diffusion Brillouin stimulée responsable d'une forte dégradation du  $RIN$ . Ainsi, les conditions expérimentales utilisées ne sont pas favorables à la diminution du bruit d'intensité relatif en sortie de la fibre dispersive.

Idéalement, il aurait fallu utiliser la totalité de la puissance optique extraite du laser SC, soit  $50 \text{ mW}$ . Si on supposait que la diffusion Brillouin stimulée n'existait pas dans la fibre DCF, nous pourrions espérer mesurer un photocourant égal à  $4,3 \text{ mA}$  ( $9,7 \text{ dB}$  de pertes optiques dans la fibre et  $0,8 \text{ A/W}$  pour la réponse de la photodétection). Dans ce cas, la limite du bruit de grenaille relatif serait à  $-161 \text{ dB/Hz}$ . Ceci nous permettrait d'obtenir une réduction du  $RIN$  en sortie de la fibre dispersive.

Au final, en dépit du choix d'une fibre hautement dispersive (DCF) comparée à une fibre SMF, sa longueur reste une limitation pour la réduction du  $RIN$  car elle est favorable à la diffusion Brillouin stimulée pour de forts signaux incidents. A l'avenir, il serait plus avantageux d'utiliser une fibre optique encore plus dispersive mais plus courte. Dans ces conditions, la dynamique de la réduction du  $RIN$  serait plus importante.

A l'exception des minima locaux du spectre de la figure II.11, nous avons obtenu une forte dégradation du  $RIN$  en sortie de la fibre dispersive. Nous pensons que cette dégradation est

principalement due à la contribution de la conversion FM/IM. Pour s'en assurer, nous représentons dans la figure II.15 le *RIN* en entrée et en sortie de la fibre ainsi que le bruit d'intensité dû à la conversion FM/IM. Deux points attirent notre attention :

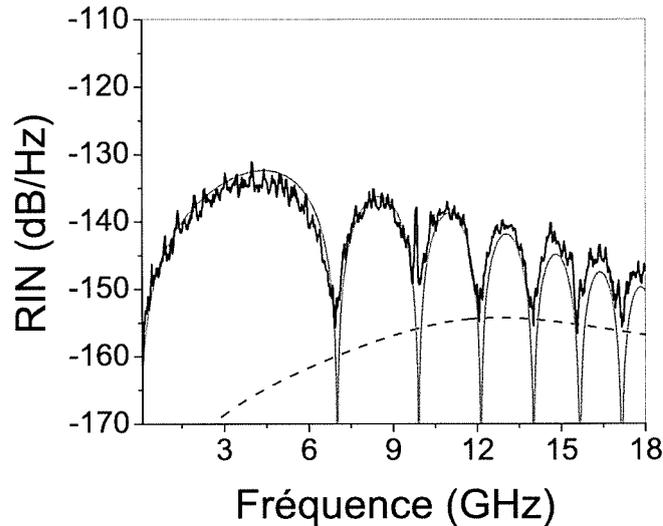


FIGURE II.15 – En trait pointillé : Spectre de *RIN* théorique en entrée de la fibre dispersive. En trait plein noir : Spectre de *RIN* mesuré en sortie de la fibre dispersive pour  $r = 14$ . En trait plein gris : Spectre de la conversion FM/IM pour  $r = 14$ .

1. Nous remarquons que l'amplitude du *RIN* induit par la conversion FM/IM, est au même niveau que l'amplitude du *RIN* en sortie de la fibre dispersive. De plus, les fréquences de minima de conversion FM/IM coïncident avec les fréquences de minima de dégradation du *RIN*.
2. Nous notons que la contribution du bruit d'intensité incident est faible en comparaison à celle du bruit de phase optique (voir la figure II.13(a)). En effet, le bruit d'intensité relatif décroît en  $1/r^3$  quand on augmente le taux de pompage  $r$  (voir le paragraphe I.5.d.). En revanche, le bruit de phase optique décroît de façon inversement proportionnelle à  $r$  quand le taux de pompage augmente [10].

Nous retenons donc que la contribution du bruit de phase optique l'emporte sur celle du bruit d'intensité incident. Par conséquent, nous pouvons déduire que la dégradation du *RIN* provient essentiellement de la conversion du bruit de phase optique en bruit d'intensité. Rappelons que le bruit de phase optique dans un laser SC contient une composante proportionnelle à son facteur de Henry  $\alpha_H$ . Ainsi, la réduction du *RIN* dans une fibre dispersive peut devenir prometteuse avec une source optique à faible facteur de Henry. Dans ce contexte, on pourrait bénéficier des lasers SC à boîtes quantiques présentant un faible paramètre  $\alpha_H$  [75].

Par ailleurs, en comparaison au cas du laser à faible taux de pompage, nous notons que la conversion FM/IM s'étend sur tout le spectre électrique considéré. Rappelons que la conversion FM/IM est proportionnelle au bruit de fréquence de l'onde optique. Or, ce dernier s'amortit moins vite à fort taux de pompage (20 dB/décade) qu'à faible taux de pompage (40 dB/décade).

C'est pourquoi la conversion FM/IM, observée à fort taux de pompage, reste assez importante sur la totalité du spectre considéré.

### II.3.f. Synthèse

Dans cette partie, nous avons testé la réduction du bruit d'intensité relatif d'un laser SC dans une fibre optique très dispersive. Nous retenons les enseignements suivants :

- A faible taux de pompage, nous obtenons une réduction locale du  $RIN$  quand la corrélation du bruit de phase optique et du bruit d'intensité devient négative dans la fibre dispersive. Cependant, la conversion du bruit de phase optique en bruit d'intensité engendre une dégradation du  $RIN$  aux fréquences inférieures à la fréquence des oscillations de relaxation.
- A fort taux de pompage, la transmission linéaire de l'onde optique se traduit par une dégradation du  $RIN$  sur la quasi-totalité de la bande passante considérée. Cette dégradation a deux origines. D'une part, la conversion du bruit de phase optique en bruit d'intensité est prédominante quand le taux de pompage est élevé. D'autre part, le photocourant mesuré en sortie de la fibre est faible, limitant la mesure du  $RIN$  au plancher du bruit de grenaille. Ainsi, seule l'association de fibres optiques courtes et hautement dispersives aux lasers à faible "chirp" peut rendre cette technique prometteuse pour la réduction du  $RIN$ .

Si la dispersion de vitesse de groupe constitue, parfois, un inconvénient car elle convertit le bruit de phase optique en bruit d'amplitude, elle peut être avantageuse pour la caractérisation du bruit de phase optique des laser SC sur une large bande passante. C'est ce que nous allons développer dans le paragraphe suivant.

### II.3.g. Déduction du bruit de fréquence optique sur une large bande passante

Avec l'émergence des communications numériques et analogiques par voie optique, la connaissance du bruit de fréquence optique sur une large bande passante est devenue une nécessité. En effet, ce dernier peut entraîner une augmentation du taux d'erreur binaire dans les liaisons numériques. Ou encore, il peut induire, sous certaines conditions, une augmentation considérable du plancher du bruit d'amplitude dans les liaisons analogiques.

Pour mesurer le bruit de fréquence optique sur une large bande passante, la technique la plus utilisée consiste à convertir les fluctuations de fréquence en fluctuations d'amplitude. Cette technique peut être exploitée, par exemple, dans un interféromètre du type Michelson [76, 77]. Ici, nous proposons de tirer avantage des résultats expérimentaux obtenus aux paragraphes précédents pour mesurer le bruit de fréquence sur une large bande passante. En effet, comme nous venons de le voir, la conversion du bruit de fréquence optique en bruit d'amplitude joue un rôle déterminant dans la description du bruit d'intensité relatif en sortie de la fibre dispersive. A faible taux de pompage, c'est le terme de corrélation entre le bruit de phase optique et le bruit d'intensité qui détermine le bruit d'intensité transmis. A fort taux de pompage, le bruit d'intensité en sortie de la fibre dispersive est essentiellement égal à la contribution de la conversion du bruit de phase optique en bruit d'amplitude. Ainsi, la propagation dans une fibre dispersive de l'onde optique issue d'un laser SC peut constituer un outil de caractérisation du bruit de fréquence optique sur une large bande passante.

En pratique, nous ajustons les spectres de *RIN* en entrée et en sortie de la fibre dispersive respectivement avec les expressions issues des équations (II.25) et (II.29) tel que nous l'avons décrit aux paragraphes précédents. Rappelons que les paramètres d'ajustements sont  $f_r$ ,  $\Gamma_r$ ,  $\gamma_e$ ,  $\Delta\nu_{st}$  et  $\alpha_H$ . Nous déduisons ensuite le bruit de fréquence optique sur une large bande passante à partir des paramètres d'ajustement obtenus. Pour cela, nous utilisons l'expression du bruit de fréquence issue de l'équation (II.23). A titre d'illustration, nous représentons dans la figure II.16 les spectres de bruit de fréquence déduits des paramètres d'ajustements obtenus en II.3.d. et II.3.e..

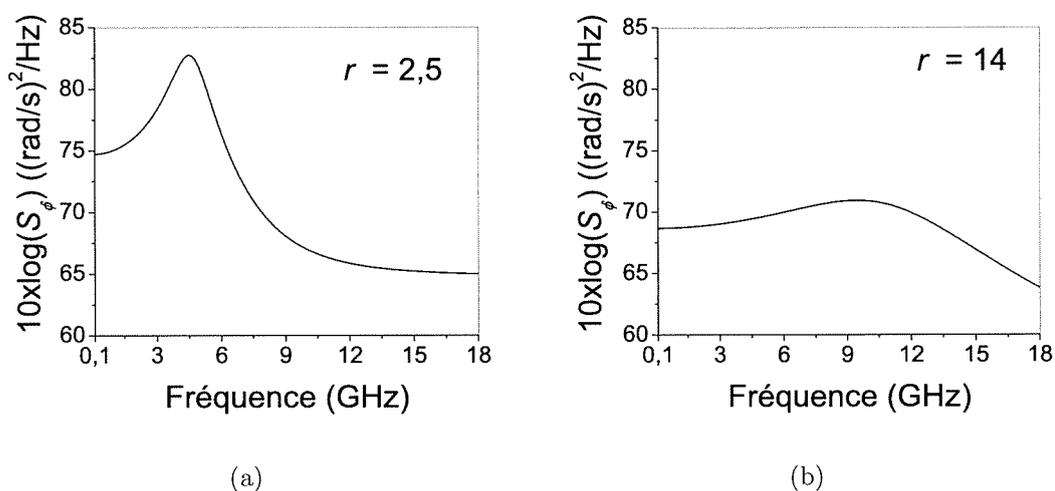


FIGURE II.16 – Spectres du bruit de fréquence optique du laser ALCATEL de 100 MHz jusqu'à 18 GHz. (a) Pour  $r = 2,5$  déduit des paramètres regroupés dans les tableaux II.2 et II.3. (b) Pour  $r = 14$  déduit des paramètres regroupés dans le tableau II.4.

Notons que les fluctuations de fréquence optique diminuent à mesure que le taux de pompage augmente. La fiabilité des ajustements obtenus repose sur la qualité de la propagation de l'onde optique dans la fibre optique. En effet, il est nécessaire que la propagation du signal optique dans la fibre dispersive soit linéaire afin de s'affranchir d'effets secondaires modifiant le bruit d'intensité transmis. Par ailleurs, il est important de mentionner que cette technique est d'autant plus précise que le nombre de "trous" dans le spectre de *RIN* transmis est élevé. Ceci implique l'utilisation de grandes valeurs de dispersion totale dans la fibre optique. Dans ces conditions, l'utilisation de fibres hautement dispersives et à très faibles pertes optique, telles que la fibre DCF employée ici, est un atout pour la caractérisation du bruit de fréquence sur une large bande passante.

Comparée à la technique de la référence [76] nécessitant un interféromètre de Michelson, l'utilisation de la fibre dispersive est compacte et simple à mettre en oeuvre. Par ailleurs, elle présente l'avantage d'être indépendante de la source optique contrairement à certaines méthodes où le paramètre  $\alpha_H$  est mesurée en modulant directement le laser SC [78].

## II.4 Conclusion

En conclusion, la réduction du bruit d'intensité relatif d'un laser SC dans des fibres dispersives est une technique avantageuse seulement sous certaines conditions. En effet, elle permet de "creuser" localement le *RIN* du laser SC quand ce dernier fonctionne à faible taux de pompage. Aux forts taux de pompage, cette technique pourrait devenir avantageuse si elle est utilisée avec un laser SC à très faible bruit de phase optique et dans des fibres optiques réunissant l'ensemble des critères suivants :

- avec une grande figure de mérite et une grande aire effective ;
- courtes, typiquement quelques centaines de mètres ;
- fortement dispersives, c'est-à-dire avec un paramètre  $|D| > -1000$  ps/(nm.km).

Dans une première partie, nous avons rappelé le formalisme mathématique décrivant la propagation linéaire d'une onde optique dans une fibre dispersive. Nous avons d'abord appliqué ce formalisme au cas d'une modulation d'intensité puis d'une modulation de phase optique. Nous avons retenu que la dispersion de vitesse de groupe agit d'une part comme un filtre spectral vis-à-vis de la modulation d'intensité. D'autre part, elle convertit sélectivement la modulation de phase optique en modulation d'intensité. Ensuite, nous avons considéré le cas d'une onde optique bruitée en amplitude et en phase. Le bruit d'intensité relatif transmis par la fibre dispersive est la somme de trois contributions : la transmission dispersive "directe" du *RIN*, la conversion du bruit de phase optique en bruit d'intensité et finalement le terme dû à la corrélation du bruit de phase et du bruit d'intensité dans la fibre dispersive.

Dans une deuxième partie, nous avons testé expérimentalement la réduction du bruit d'intensité d'un laser SC de type DFB dans une fibre optique très dispersive. Il s'agit d'une fibre à compensation de dispersion du commerce présentant une grande figure de mérite, égale à -261 ps/(nm.dB). Dans un premier temps, nous avons caractérisé les fonctions de transfert de la fibre dispersive afin d'en déduire sa dispersion totale. Ensuite, nous avons étudié la transmission dispersive du *RIN* du laser SC pour deux points de fonctionnements différents.

A faible taux de pompage, nous avons observé une réduction locale et périodique du *RIN*. A titre d'exemple, nous obtenons 8 dB de diminution à la fréquence micro-onde 6,4 GHz. Nous avons estimé la largeur à mi-hauteur de ce minimum à 1,5 MHz. Ainsi, l'utilisation de la fibre dispersive pourrait convenir aux applications analogiques à fréquence fixe et à bande passante étroite comme la distribution ou le déport d'oscillateurs locaux RF. Cependant, la réduction locale du *RIN* s'accompagne d'une dégradation de ce dernier aux fréquences inférieures à la fréquence des oscillations de relaxation. L'ajustement des spectres expérimentaux avec les expressions théoriques du *RIN* révèle que la dégradation observée est liée à la contribution majoritaire de la conversion du bruit de phase optique en bruit d'intensité. En outre, la réduction locale du *RIN* est obtenue grâce à la corrélation initiale du bruit de phase optique et du bruit d'intensité créée par le laser SC.

A fort taux de pompage, la transmission linéaire et dispersive engendre une dégradation du *RIN* sur la quasi-totalité du spectre électrique considéré, c'est-à-dire de 100 MHz à 18 GHz. Cette dégradation a deux origines :

- Le bruit mesuré sur le photocourant est forcément supérieur au bruit de grenaille de la détection. Or, celui-ci est relativement élevé car nous envoyons une faible puissance optique dans la fibre DCF afin d'inhiber la diffusion Brillouin stimulée.
- la conversion du bruit de phase optique en bruit d'intensité a une contribution majoritaire en sortie de la fibre dispersive. Cette contribution est beaucoup plus importante que le

bruit d'intensité relatif incident.

L'utilisation de lasers SC à faible facteur de Henry et de fibres optiques courtes à forte dispersion peut rendre cette technique de réduction utilisable à fort taux de pompage. Dans ce contexte, les fibres dispersives développées par XLIM ( $D = -3200$  ps/nm.km) peuvent être avantageuses pour nous à condition de réduire leurs pertes. Par ailleurs, les lasers SC à boîtes quantiques sont de bons candidats comme lasers à faible facteur de Henry.

Nous avons retenu, des deux situations étudiées, que le bruit de phase optique est un paramètre déterminant pour la réduction du *RIN* à l'aide de fibres dispersives. Par conséquent, le *RIN* transmis est porteur d'informations sur le bruit de phase optique, notamment le facteur de Henry du laser. Nous avons alors proposé d'employer la fibre dispersive comme outil de caractérisation du bruit de phase optique sur une large bande passante. Cette technique a le mérite d'être simple et sans modulation du laser SC.

En définitive, la réduction du *RIN* dans des fibres dispersives se fait au prix d'une forte augmentation du bruit d'intensité aux autres fréquences du spectre. Par conséquent, cette technique ne peut s'adresser qu'aux applications à bande très étroite. Nous verrons par la suite qu'une réduction sur une large bande de fréquences nécessite la mise en oeuvre de mécanismes de réduction du *RIN* plus radicaux.

# Chapitre III

## Architecture de laser semiconducteur de classe A basée sur une cavité longue

### Sommaire

---

III.1	Introduction . . . . .	89
III.2	Classification des lasers et dynamiques associées . . . . .	90
III.2.a.	Classification des lasers . . . . .	90
III.2.b.	Comparaison entre les dynamiques des lasers de classe A et de classe B . . . . .	90
III.3	Vers un laser SC de classe A basé sur une cavité longue . . . . .	92
III.3.a.	Longueur de cavité nécessaire . . . . .	92
III.3.b.	Choix du milieu amplificateur SC . . . . .	93
III.3.c.	Choix du filtrage spectral . . . . .	93
III.4	Mise en place expérimentale et réponse statique du laser . . . . .	95
III.4.a.	Architecture de la cavité laser . . . . .	95
III.4.b.	Stabilisation de l'intensité optique émise . . . . .	96
III.4.c.	Performances statiques du laser . . . . .	97
III.5	Comportement de classe A du laser : vérification expérimentale . . . . .	98
III.5.a.	Comparaison du temps de vie des photons au temps de vie des porteurs . . . . .	99
III.5.b.	Caractérisation de la réponse dynamique du laser et validation de la dynamique de classe A . . . . .	99
III.6	Bruit d'intensité du laser de classe A basé sur une cavité longue . . . . .	102
III.6.a.	Densité spectrale de puissance de bruit aux basses fréquences . . . . .	102
III.6.b.	Taux d'extinction des modes latéraux . . . . .	104
	Expression théorique . . . . .	104
	Mesures expérimentales . . . . .	106
III.6.c.	Spectre de <i>RIN</i> sur la bande de fréquences utile aux applications RADAR . . . . .	106
III.7	Conclusion et perspectives . . . . .	108

---



### III.1 Introduction

Nous avons vu au chapitre I que le bruit d'intensité d'une diode laser est généralement supérieur à la limite quantique standard du bruit. Ainsi, le rapport signal à bruit en sortie d'une liaison optique utilisant une diode laser devient fixé par le bruit de la source optique. Dans ce cas, le rapport signal à bruit présente un minimum à la fréquence des oscillations de relaxation de la diode laser.

De plus, comme nous l'avons vu au chapitre I, il se produit un report des composantes de bruit d'intensité aux basses fréquences autour de la porteuse hyperfréquence. Ainsi, le rapport signal à bruit près de la porteuse hyperfréquence est dégradé par le bruit d'intensité aux basses fréquences. Dans une modulation d'intensité par voie directe, ce report de bruit est d'autant plus important que la fréquence de modulation se rapproche de la fréquence des oscillations de relaxation.

En outre, le bruit d'intensité de la source optique dégrade le bruit de phase du signal hyperfréquence transmis par voie optique. D'une part, le bruit d'intensité du laser à la fréquence de modulation fixe le plancher du bruit de phase additif introduit par la liaison optique. D'autre part, la modulation d'amplitude par voie directe engendre un report des composantes du bruit d'intensité aux basses fréquences vers la phase électrique du signal transmis. Le report en phase du bruit aux basses fréquences est maximal à la fréquence des oscillations de relaxation de la diode laser.

Par conséquent, l'insertion d'une telle liaison dans un système RADAR ou un système d'écoute va provoquer une dégradation de la dynamique du système. Cette dégradation est d'autant plus importante que la fréquence du signal à transmettre est proche de la fréquence des oscillations de relaxation.

Les principales limitations citées ci-dessus sont dues aux oscillations de relaxation, caractéristique des lasers de classe B. Dans le cas particulier d'une diode laser, la fréquence des oscillations de relaxation se situe en plein milieu de la bande de fréquences utile qui s'étend de 100 MHz jusqu'à 18 GHz. Par conséquent, le contrôle des oscillations de relaxation permettrait de s'affranchir du bruit d'intensité en excès sur une large bande de fréquences. Pour cela, un laser de classe A, ne présentant pas d'oscillations de relaxation, peut être avantageux pour obtenir une source optique à très faible bruit d'intensité. Ce type de dynamique est obtenue quand la durée de vie des photons dans la cavité laser est largement supérieure à la durée de vie des porteurs dans le semiconducteur.

Dans ce chapitre, nous proposons de construire un laser SC présentant un comportement dynamique de classe A afin d'explorer expérimentalement son bruit d'intensité relatif sur la bande de fréquences utile aux applications RADAR (jusqu'à 18 GHz). En premier, nous rappellerons la classification des dynamiques des lasers et nous présenterons une brève comparaison entre les deux dynamiques de classe A et B. Ici, pour passer d'une dynamique de classe B à une dynamique de classe A, nous proposons d'augmenter la durée de vie des photons au-delà de celle des porteurs en allongeant considérablement la longueur de la cavité par rapport à celle d'un laser à SC standard. Nous serons amenés à mettre au point un filtrage spectral intracavité pour obtenir une oscillation monomode.

Ensuite, nous vérifierons que l'architecture de cavité que nous proposons permet effectivement d'éliminer adiabatiquement les porteurs de la dynamique du laser, donc de supprimer les oscillations de relaxation. Pour cela, nous étudierons la réponse dynamique du laser en modulant directement son gain optique.

Finalement, nous étudierons le bruit d'intensité du laser de 10 kHz jusqu'à 18 GHz afin d'explorer les mécanismes de réduction de bruit d'intensité dans une dynamique de classe A.

## III.2 Classification des lasers et dynamiques associées

Avant de présenter la démarche qui a été suivie pour construire un laser de classe A à faible bruit d'intensité, rappelons la classification des lasers et les dynamiques correspondantes.

### III.2.a. Classification des lasers

De manière générale, un laser monmode utilisant deux niveaux d'énergie est un système dynamique dont l'état est gouverné par trois variables, à savoir le champ électromagnétique  $E(t)$ , l'inversion de population  $N(t)$  et la polarisation  $P(t)$  du milieu, auxquelles correspondent trois temps de relaxation : la durée de vie des photons dans la cavité  $\tau_p = \gamma_{cav}^{-1}$ , la durée de vie de l'inversion de population  $\tau_e = \gamma_e^{-1}$ , et la durée de vie des cohérences optiques  $\tau_{coh} = \gamma_{coh}^{-1}$ . Ces trois temps caractéristiques ont une influence directe sur la dynamique du système. En effet, ils reflètent la façon dont les différents degrés de liberté du système vont réagir à un changement d'état et revenir à leur état d'équilibre. Trois cas principaux peuvent être distingués et une classe est associée à chaque cas.

- Classe A :  $\gamma_{cav} \ll \gamma_e \ll \gamma_{coh}$

Le milieu actif suit sans délai les variations du champ. Les variables associées au milieu actif sont éliminées adiabatiquement des équations du laser. La dynamique du laser est décrite par la variable associée au champ électromagnétique.  $\left[ E(t), \frac{dN}{dt} = 0, \frac{dP}{dt} = 0 \right]$ .

- Classe B :  $\gamma_e, \gamma_{cav} \ll \gamma_{coh}$  ;  $\gamma_{cav} \not\ll \gamma_e$

Dans ce cas, la polarisation suit les variations du champ et de l'inversion sans délai. Par conséquent, c'est la seule variable qu'on peut éliminer adiabatiquement. La dynamique du laser est décrite par deux équations couplées non linéaires : une pour le champ et une deuxième pour l'inversion de population,  $\left[ E(t), N(t), \frac{dP}{dt} = 0 \right]$ .

- Classe C :  $\gamma_e \approx \gamma_{cav} \approx \gamma_{coh}$

Ici, les trois variables s'amortissent avec des constantes de temps comparables. Aucune variable ne peut donc être éliminée adiabatiquement. La dynamique du laser est décrite par l'évolution temporelle des trois grandeurs  $[E(t), N(t), P(t)]$ .

La classe B comprend les lasers à état solide (Nd : YAG, Er-Yb : Verre, Ti : Saphir), les diodes lasers conventionnelles type DFB, DBR ou Fabry Perot, les lasers SC à émission par la surface (les VCSELs<sup>1</sup>). Quant à la classe A, elle comprend les lasers à colorant et une grande partie des lasers à gaz atomiques (He :Ne). La classe C comprend essentiellement des lasers dans l'infrarouge très lointain, par exemple les lasers à ammoniac [79].

### III.2.b. Comparaison entre les dynamiques des lasers de classe A et de classe B

La complexité d'un système dynamique est associée au nombre de degrés de liberté que possède ce système. Un laser de classe B est gouverné à la fois par la réponse de l'inversion

1. VCSEL est l'acronyme de Vertical Cavity Surface Emitting Laser.

de population et celle des photons. Sa réponse à une modulation du taux de pompage est décrite par un filtre du deuxième ordre présentant une résonance à la fréquence des oscillations de relaxation (voir le paragraphe I.2.a.). Il agit donc comme un amplificateur des fluctuations d'intensité provenant de l'émission spontanée ou de la pompe.

En revanche, l'élimination adiabatique des porteurs dans un laser de classe A conduit à un système gouverné par une seule variable, c'est-à-dire la variable associée au champ électromagnétique. En se plaçant à des fréquences inférieures à  $\frac{1}{2\pi\tau_e}$ , le module au carré de la fonction de transfert normalisée<sup>2</sup> d'un laser de classe A, quand on module son taux de pompage, est exprimée par l'équation suivante :

$$H_A^2(f) = \frac{\left(\frac{\gamma_{cav} r - 1}{2\pi r}\right)^2}{\left(\frac{\gamma_{cav} r - 1}{2\pi r}\right)^2 + f^2}. \quad (III.1)$$

Le détail des calculs est présenté dans l'annexe A. La réponse dynamique d'un laser de classe A est décrite par un filtre passe-bas du premier ordre dont la bande passante, notée  $\Delta f$ , est limitée par l'inverse de la durée de vie des photons dans la cavité. L'expression de  $\Delta f$  est :

$$\Delta f = \frac{\gamma_{cav} r - 1}{2\pi r}. \quad (III.2)$$

Nous représentons la fonction de transfert en modulation directe d'un laser SC de classe A (figure III.1(a)) puis pour comparaison la fonction de transfert d'un laser SC de classe B (figure III.1(b)). Seule la durée de vie des photons dans la cavité est différente entre les deux cas. Les deux fonctions de transfert sont normalisées par rapport à leurs valeurs respectives à  $f = 0$ .

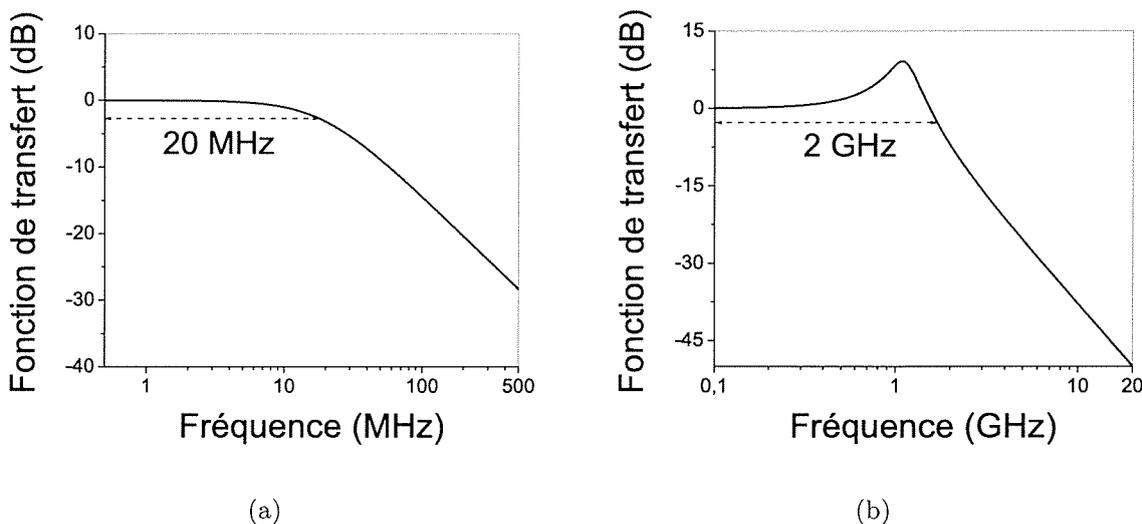


FIGURE III.1 – (a) Module de la fonction de transfert en modulation directe d'un laser de classe A.  $\tau_p = 10$  ns,  $\tau_e = 1$  ns et  $r = 2,5$ . (b) Module de la fonction de transfert en modulation directe d'un laser de classe B.  $\tau_p = 30$  ps,  $\tau_e = 1$  ns et  $r = 2,5$ .

La modulation d'intensité par modulation directe du taux de pompage est efficacement filtrée au sein d'un laser de classe A. Cette même modulation est transmise sur une plus large bande

2. Nous avons normalisé la fonction de transfert par rapport à sa valeur à  $f=0$ .

passante puis amplifiée à la fréquence des oscillations de relaxation quand le laser est de classe B. Par conséquent, les lasers de classe A sont les meilleurs candidats pour la réalisation de lasers à faible bruit d'intensité.

Nous proposons donc dans ce chapitre de construire un laser SC de classe A et de démontrer expérimentalement que l'élimination adiabatique des porteurs permet de réduire le *RIN* d'une source optique à SC. Dans ce but, nous choisissons une architecture de cavité laser dans laquelle la durée de vie des photons est supérieure à la durée de vie des porteurs dans le milieu amplificateur. Notre approche consiste à augmenter la durée de vie des photons en augmentant considérablement la longueur de la cavité laser par rapport à la longueur d'un laser SC standard. Nous verrons dans le chapitre IV que ce n'est pas la seule approche pour augmenter considérablement la durée de vie des photons.

### III.3 Vers un laser SC de classe A basé sur une cavité longue

Nous exposons dans cette partie la démarche suivie pour construire un laser SC de classe A. Tout d'abord, nous précisons la longueur optique de cavité laser qu'il est nécessaire d'avoir pour obtenir une durée de vie de photons suffisamment plus grande que celle des porteurs. Ensuite, nous justifions le choix du milieu à gain SC et du filtrage spectral dans la cavité laser.

#### III.3.a. Longueur de cavité nécessaire

Pour obtenir un laser à SC de classe A, il faut que la durée de vie des photons dans la cavité,  $\tau_p$ , soit bien plus longue que celle des porteurs. Or, la durée de vie des porteurs dans un gain optique à SC est dans la gamme 100 ps - 1 ns. Nous souhaitons donc avoir  $\tau_p$  de l'ordre de 10 ns. Rappelons que  $\tau_p$  dépend à la fois de la longueur optique totale de la cavité, notée  $L_{cav}$ <sup>3</sup>, et de ses pertes. En notant  $\alpha_i$  les pertes internes linéiques, l'expression de la durée de vie des photons est donnée par l'équation suivante :

$$\tau_p = \frac{L_{cav}}{c \left[ \ln\left(\frac{1}{R_{m_1} R_{m_2}}\right) + \alpha_i L_{cav} \right]}, \quad (\text{III.3})$$

où  $R_{m_1}$  et  $R_{m_2}$  sont les réflectivités des miroirs de la cavité.

Partons d'un laser à SC standard. Les miroirs de la cavité correspondent aux interfaces air/semiconducteur. Usuellement, une des deux interfaces est traitée pour avoir une réflectivité  $R_{m_1} = 1$  à la longueur d'onde laser. La deuxième interface, qui est non traitée, a une réflectivité d'à peu près 0,3. En supposant que les pertes internes sont très faibles pour pouvoir les négliger dans l'équation (III.3), la durée de vie des photons est égale à 5,5 ps dans une cavité linéaire de longueur optique égale à 1 mm. Passer de  $\tau_p = 5,5$  ps à 10 ns revient à passer de  $L_{cav} = 2$  mm à 3,6 m. Ceci ne peut pas être réalisé directement dans le guide semiconducteur. Nous nous tournons donc vers une cavité à fibre optique contenant un milieu à gain à base de SC. Ceci va bien sûr occasionner des pertes supplémentaires dues à l'ajout de nouveaux composants dans la cavité.

3. Dans le cas d'une cavité linéaire,  $L_{cav}$  est la longueur optique sur un aller-retour des photons dans la cavité laser.

### III.3.b. Choix du milieu amplificateur SC

Nous choisissons un milieu à gain SC équivalent à celui d'un laser DFB de classe B. Pour cela, la solution la plus immédiate serait de considérer un amplificateur optique à semiconducteur (AOSC) commercial. Les voies d'entrée et de sortie de l'AOSC sont couplées à une fibre optique monomode pour faciliter son intégration dans une cavité toute fibrée. Cette configuration nous permettra d'envisager aussi bien une architecture de cavité linéaire qu'en anneau.

A courant d'injection constant, le gain optique d'un AOSC dépend de la puissance optique incidente, de la longueur d'onde optique et de la température de fonctionnement du milieu amplificateur. Nous pouvons distinguer deux régimes d'amplification distincts :

- Un régime d'amplification linéaire correspondant à de faibles puissances optiques incidentes. Dans ce cas, le gain optique est maximal, appelé gain petit signal.
- Un régime d'amplification saturée correspondant à de fortes puissances optiques incidentes. Dans ce cas, le gain optique est inférieur au gain petit signal. La puissance optique émise sature à une valeur limite dépendant des caractéristiques de l'amplificateur.

Ici, nous utilisons un AOSC à double hétérostructure dont le gain optique est indépendant de la polarisation. Pour un courant d'injection  $I = 200$  mA, le gain optique petit signal vaut 23 dB et la puissance optique émise en régime d'amplification saturée est égale à 10 dBm. En ce même point de fonctionnement, le gain optique est centré autour de  $1,55 \mu\text{m}$  de largeur à mi-hauteur égale à 48 nm.

La durée de vie des porteurs dans le milieu amplificateur que nous utilisons a été mesurée au cours d'une étude menée à TRT sur l'intégration des AOSC dans les liaisons optique/hyperfréquence pour l'amplification et la conversion de fréquences [58]. La méthode utilisée consiste à mesurer le gain électrique de l'AOSC en fonction de la fréquence micro-onde. En effet, la réponse électrique de l'AOSC prend la forme d'un filtre passe-haut dont la fréquence de coupure est inversement proportionnelle à la durée de vie des porteurs dans le milieu SC [63]. A courant d'injection fixe, la durée de vie des porteurs varie peu selon la puissance optique moyenne injectée dans l'AOSC. Pour un courant d'injection égal à 100 mA, la durée de vie des porteurs dans l'AOSC que nous utilisons vaut 50 ps.

### III.3.c. Choix du filtrage spectral

Pour obtenir un fonctionnement monomode et ainsi s'affranchir des battements entre modes longitudinaux, il est nécessaire de filtrer spectralement. Or, nous construisons un laser SC de classe A dans une cavité fibrée de quelques mètres de long. Par conséquent, l'écart en fréquence entre deux modes longitudinaux consécutifs est de l'ordre de quelques dizaines de MHz. La difficulté est alors de sélectionner un seul mode longitudinal sur 100 000 modes disponibles (largeur du gain optique égale à 48 nm). Pour cela, nous mettons en oeuvre plusieurs techniques de filtrage.

Dans un premier temps, nous favorisons l'oscillation monomode en supprimant le "hole burning" spatial lié aux ondes stationnaires dans le milieu à gain. Pour cela, nous proposons d'utiliser l'AOSC dans une cavité fibrée unidirectionnelle. En pratique, nous allons utiliser un isolateur optique fibré permettant de fixer le sens de circulation de l'onde optique dans la cavité.

Ensuite, nous effectuons un filtrage spectral large avec un filtre de Bragg fibré. Pour cela, nous choisissons le filtre de Bragg dont la bande passante est la plus étroite possible. Au moment de nos expérimentations, le filtre de Bragg le plus fin disponible avait une bande passante égale

à 0,05 nm. Il permet donc de réduire le nombre de modes longitudinaux de 100 000 modes à une centaine de modes. La réflectivité de ce filtre est représentée dans la figure III.2.

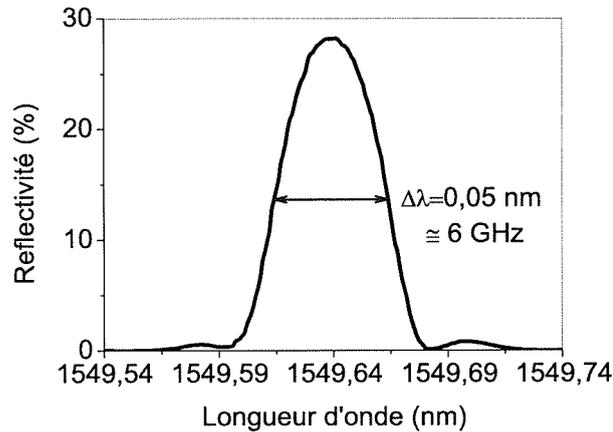


FIGURE III.2 – Réflectivité du filtre de Bragg fibré mesurée expérimentalement sur une fenêtre spectrale de largeur 0,2 nm. A la longueur d'onde de Bragg, la réflectivité maximale vaut 28%.

La réflectivité maximale vaut 28%. Elle est obtenue à  $\lambda_B = 1549,64$  nm.

Puis, nous effectuons un filtrage fin avec un filtre Fabry-Perot (FFP) fibré. Ce dernier doit être optimisé pour sélectionner un seul mode longitudinal dans la bande passante du filtre de Bragg. Pour cela, il doit satisfaire les deux conditions suivantes :

1. il doit avoir un ISL supérieur à 6 GHz (la largeur à mi-hauteur de la réflectivité du Bragg). Ainsi, un seul mode du filtre Fabry-Perot tombe dans la bande de réflexion du filtre de Bragg (voir la figure III.3).
2. il doit avoir une finesse suffisante pour que son pic d'Airy sélectionne un seul mode dans la cavité laser.

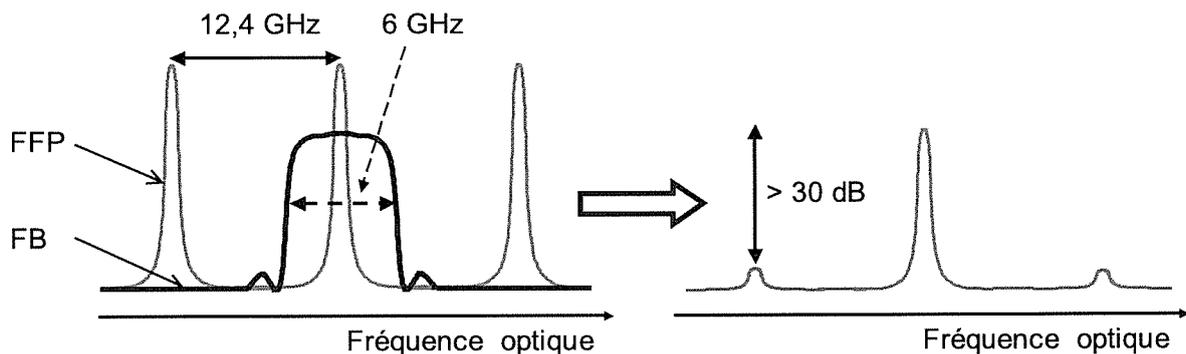


FIGURE III.3 – Représentation schématique du filtrage spectral de la bande passante du laser en utilisant un filtre de Bragg (FB) suivi d'un filtre Fabry-Perot (FFP).

Compte tenu de ces deux conditions, nous choisissons un filtre Fabry-Perot présentant un ISL égal à 12,4 GHz et une finesse égale à 200, ce qui correspond à une largeur du pic d'Airy égale

à 62 MHz. Quand ce filtre est associé au filtre de Bragg décrit ci-dessus, nous attendons une extinction de 30 dB des pics d'Airy à l'extérieur de la bande du filtre de Bragg (voir la figure III.3). Nous garantissons ainsi un filtrage efficace des modes longitudinaux de la cavité laser.

En pratique, un des miroirs du FFP est actionné avec une cale piézoélectrique (PZT) pour accorder le mode de transmission du FFP à la longueur d'onde de Bragg. Une tension égale à 12 V est nécessaire pour accorder la longueur d'onde transmise sur une plage spectrale égale à 12,4 GHz.

Pour récapituler ce qui précède, nous regroupons dans le tableau III.1 les principales caractéristiques du filtrage spectral choisi.

	Filtrage large avec un filtre de Bragg	Filtrage fin avec un filtre Fabry-Perot
$\lambda$	1549,64 nm	Accordable (12 V/12,4 GHz)
Réflexivité	0,28 à $\lambda_B$	
Transmission		Pertes d'insertion
Bande passante	6 GHz	62 MHz

TABLE III.1 – Récapitulatif des caractéristiques du filtrage spectral dans le laser de classe A : longueur d'onde, réflectivité et transmission et bande passante.

## III.4 Mise en place expérimentale et réponse statique du laser

Nous décrivons dans cette partie l'architecture de la cavité laser obtenue à partir du milieu à gain et du filtrage spectral décrits précédemment. Nous présentons ensuite la réponse statique du laser.

### III.4.a. Architecture de la cavité laser

L'architecture de la cavité laser ainsi qu'une photographie du montage expérimental sont représentées dans la figure III.4.

Tous les composants utilisés dans cette cavité ont des fibres amorces monomodes à 1,5  $\mu\text{m}$ . Nous insérons un isolateur optique (ISO) en sortie de l'AOSC pour obtenir une cavité unidirectionnelle. Ensuite, nous insérons un contrôleur de polarisation (CP) en entrée du filtre Fabry-Perot car ce dernier présente une biréfringence résiduelle. Il est donc nécessaire d'aligner la polarisation de l'onde optique avec un des états propres du filtre FFP. Par ailleurs, comme le filtre de Bragg fonctionne en réflexion et que nous souhaitons l'utiliser dans une cavité unidirectionnelle, un circulateur optique (OC) est placé en entrée de ce filtre. En plus de sa fonction de filtrage, le filtre de Bragg joue le rôle de coupleur de sortie. Ceci nous permet d'éviter d'utiliser un coupleur qui aurait ajouté des pertes supplémentaires dans la cavité laser. Nous avons choisi de placer le filtre de Bragg en aval du filtre Fabry-Perot. Ainsi, on réalise un préfiltrage de l'émission spontanée amplifiée issue du laser.

Les pertes d'insertion des différents composants de la cavité sont résumées dans le tableau III.2. En incluant les pertes de couplage dues au filtre de Bragg, nous estimons les pertes optiques

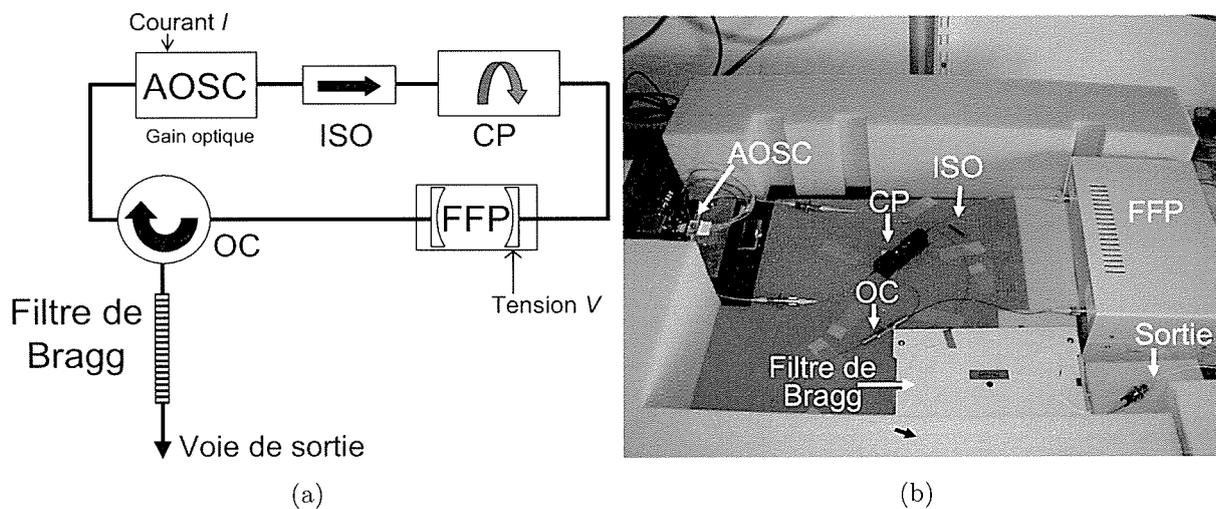


FIGURE III.4 – (a) : Architecture retenue de la cavité du laser de classe A basée sur une cavité longue. ISO : isolateur optique, CP : Contrôleur de polarisation, OC : circulateur optique. (b) : Photographie du montage expérimental.

Composant	Pertes (dB)
ISO et CP	1,6
FFP	4,8
Circulateur optique	1,8

TABLE III.2 – Récapitulatif des pertes d'insertion des différents composants dans la cavité laser. ISO : Isolateur Optique et CP : contrôleur de polarisation.

de la cavité à 13,7 dB. Celles-ci restent inférieures au gain optique maximal de l'AOSC.

La longueur totale de fibre optique constituant la cavité laser vaut 5 m, correspondant à un ISL de 40 MHz. La longueur d'onde d'oscillation est fixée dans un premier temps par le filtre de Bragg à 1549,62 nm. On vient ensuite sélectionner un seul mode longitudinal en accordant le filtre Fabry-Perot. Cependant, sans aucune précaution particulière, la fréquence optique de la cavité laser dérive, entraînant des fluctuations de la puissance optique émise. En effet, la cavité laser, principalement constituée de composants fibrés, est sensible aux perturbations d'origine acoustique, mécanique et plus particulièrement aux fluctuations thermiques environnantes. Par ailleurs, le filtre Fabry-Perot est aussi sujet aux fluctuations thermiques<sup>4</sup> qui se traduisent par une dérive lente du pic de résonance. Cette dérive lente est équivalente à une variation lente des pertes optiques dans la cavité laser. Nous proposons donc de supprimer les sauts de mode observés ainsi que les fluctuations de puissance optique à l'aide d'un asservissement.

### III.4.b. Stabilisation de l'intensité optique émise

Pour stabiliser l'intensité optique émise, nous asservissons le pic de résonance du filtre Fabry-Perot sur la fréquence du mode laser qui oscille. La boucle d'asservissement mise en place est

4. Voir le lien <http://www.micronoptics.com/pdfs/FFP-I.pdf>.

représentée dans la figure III.5.

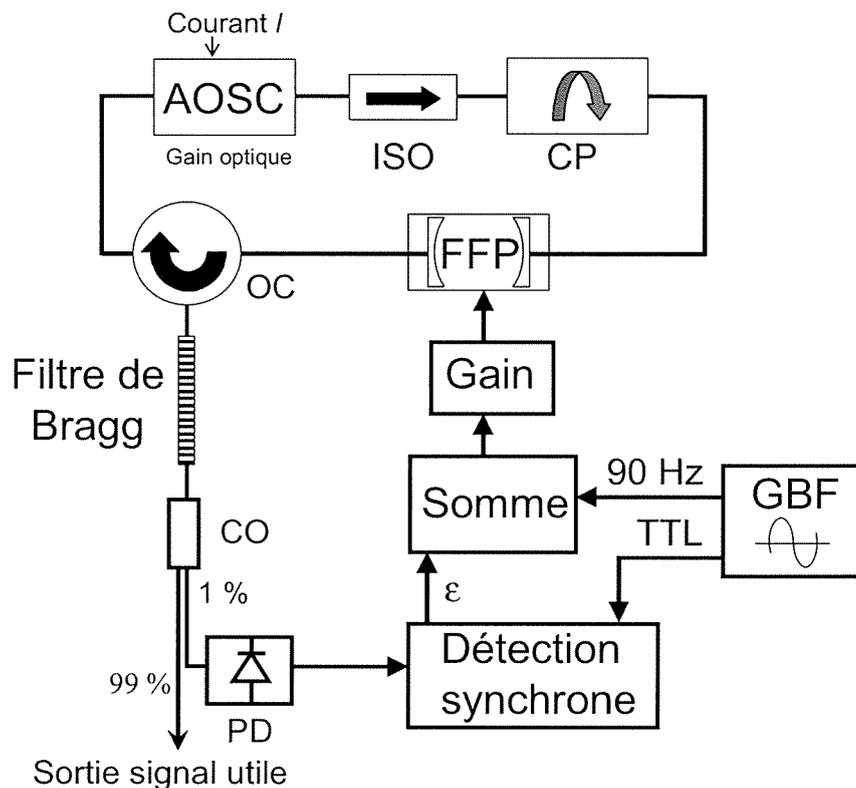


FIGURE III.5 – Schéma expérimental de la boucle d'asservissement de la transmission du Filtre Fabry-Perot. CO : Coupleur optique, PD : Photodiode, GBF : Générateur électrique aux basses fréquences,  $\epsilon$  : signal d'erreur donné par la détection synchrone.

Nous appliquons une modulation sinusoïdale de fréquence 90 Hz et d'amplitude 10 mV à la cale PZT du filtre Fabry-Perot. Ceci est équivalent à une modulation de la fréquence optique de résonance du FFP égale à 10 MHz. La phase électrique de la modulation d'intensité optique nous renseigne sur la position relative du pic d'Airy par rapport au mode longitudinal de la cavité. Avec un coupleur optique fibré, nous prélevons 1% de la puissance optique émise que nous détectons avec une photodiode. Le signal électrique fourni par la photodiode est amplifié puis injecté à l'entrée d'une détection synchrone (temps de réponse 10 ms) pour le démoduler à 90 Hz. Nous obtenons ainsi un signal d'erreur qui après amplification commande la cale PZT. En boucle ouverte, nous ajustons la tension continue appliquée à la cale PZT de manière à maximiser la puissance optique émise. Dans ce cas, le point de fonctionnement du filtre Fabry-Perot est proche de la longueur d'onde centrale du filtre de Bragg. En boucle fermée, nous optimisons le gain de la rétroaction électrique jusqu'à stabilisation de la puissance optique émise.

### III.4.c. Performances statiques du laser

En boucle fermée, la puissance optique émise est égale à 1,8 mW pour un courant de polarisation de l'AOSC égal à 200 mA. Ce point de fonctionnement correspond à un taux de pompage du laser égal à 2,5. Le spectre optique du laser, obtenu avec un analyseur de spectre optique de résolution égale à 0,01 nm, est représenté dans la figure III.6.

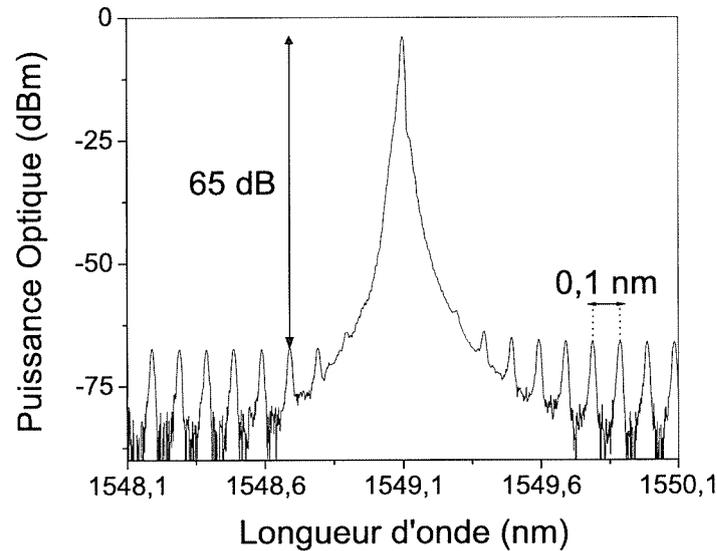


FIGURE III.6 – Mesure expérimentale du spectre optique du laser pour un taux de pompage égal à 2,5. La résolution de l'analyseur de spectre optique est de 0,01 nm.

Rappelons que l'écart entre deux modes longitudinaux de la cavité laser vaut 40 MHz, c'est-à-dire 0,32 pm à la longueur d'onde de Bragg. Les pertes additionnelles introduites par le filtre Fabry-Perot et perçues par les modes longitudinaux voisins au mode laser sont supérieures à 4 dB. Ces pertes sont suffisantes pour filtrer efficacement les modes latéraux de la cavité laser. Nous ne pouvons pas mesurer le taux d'extinction de ces modes à partir du spectre optique de la figure III.6, obtenu avec une résolution égale à 0,01 nm. Nous montrerons au paragraphe III.5 que cette mesure devient possible à partir du spectre électrique de la puissance laser émise.

L'émission spontanée amplifiée en sortie de la cavité laser est échantillonnée au pas de l'ISL du filtre Fabry-Perot, d'où les différents pics observés espacés de 0,1 nm, équivalent à 12,4 GHz à 1,5  $\mu\text{m}$ . Rappelons que le filtre de Bragg a une réflexion de 30% sur 6 GHz (soit environ 0,05 nm) et 0% ailleurs. Par conséquent, les pics observés correspondent à l'émission spontanée qui a traversé le Fabry-Perot et qui a été totalement transmise par le filtre de Bragg. Son taux d'extinction est de l'ordre de 65 dB dans le spectre de la figure III.6. Entre ces pics, l'émission spontanée amplifiée est complètement filtrée par le filtre Fabry-Perot.

### III.5 Comportement de classe A du laser : vérification expérimentale

Dans un premier temps, nous allons vérifier que l'architecture de cavité que nous avons proposée puis mise en place expérimentalement permet bien d'obtenir un laser de classe A. Pour cela, nous comparons d'abord la durée de vie des photons dans la cavité à la durée de vie des porteurs dans l'AOSC. Ensuite, nous caractérisons la réponse dynamique de la source laser stabilisée afin de confirmer l'élimination adiabatique des porteurs.

### III.5.a. Comparaison du temps de vie des photons au temps de vie des porteurs

Rappelons l'expression de la durée de vie des photons en fonction de la longueur optique de la cavité,  $L_{cav}$ , des pertes optiques linéiques  $\alpha_i$  et des réflectivités des miroirs de la cavité  $R_{m1}$  et  $R_{m2}$ .

$$\tau_p = \frac{L_{cav}}{c \left[ \ln\left(\frac{1}{R_{m1}R_{m2}}\right) + \alpha_i L_{cav} \right]}$$

Ici, la longueur de fibre optique constituant la cavité est égale à 5 m. Les pertes optiques internes sont évaluées à 8,2 dB (voir le tableau III.2). La réflectivité du coupleur de sortie, c'est-à-dire le filtre de Bragg, est égale à 28%. En considérant ces paramètres, nous estimons la durée de vie des photons dans la cavité à 8 ns, bien supérieure à la durée de vie des porteurs dans l'AOSC (50 ps à courant d'injection égal à 100 mA). Nous vérifions ainsi que l'architecture de cavité proposée permet d'augmenter considérablement la durée de vie des photons par rapport à celle des porteurs dans l'AOSC. Par conséquent, le laser doit être de classe A, ce que nous allons vérifier en caractérisant sa réponse dynamique à une modulation directe du courant d'injection de l'AOSC.

### III.5.b. Caractérisation de la réponse dynamique du laser et validation de la dynamique de classe A

Pour caractériser la réponse dynamique du laser, nous étudions sa fonction de transfert quand nous modulons directement son gain optique. Pour cela, nous modulons le courant d'injection de l'AOSC de 10 MHz à 250 MHz. Nous détectons ensuite la puissance optique modulée avec une photodiode rapide de bande passante égale à 2 GHz. La modulation électrique obtenue est amplifiée puis mesurée à l'analyseur de spectre électrique. Tout d'abord, nous faisons une mesure de référence. Pour cela, nous modulons le courant de polarisation de l'AOSC seul (c'est-à-dire sans la cavité laser) puis nous mesurons la modulation d'intensité de l'émission spontanée amplifiée. Cette mesure nous permet de caractériser la réponse du générateur hyperfréquence et de la chaîne de détection. Ensuite, nous mesurons la modulation d'intensité issue du laser. Dans cette partie, la longueur de fibre constituant la cavité laser est égale à 5,8 m. L'intervalle spectral libre de la cavité laser est donc égal à 34 MHz et la durée de vie des photons correspondant à cette longueur est de 9,3 ns. Pour un taux de pompage moyen égal à 2,5, la fonction de transfert obtenue est représentée dans la figure III.7. Elle présente deux maxima à 34 MHz et à 68 MHz, soit deux fréquences multiples de l'ISL de la cavité laser. Afin de vérifier que ces deux maxima ne sont pas dus à des oscillations de relaxation résiduelles, nous diminuons volontairement la durée de vie des photons dans la cavité de manière à repousser une éventuelle résonance vers les hautes fréquences.

REMARQUE :

- Rappelons que l'expression de la fréquence des oscillations de relaxation est donnée par l'équation (I.15). En supposant que le taux de pompage et la durée de vie des porteurs sont fixes, la fréquence des oscillations de relaxation augmente de  $\Delta f_r$  quand la durée de vie des photons diminue de  $\Delta \tau_p$  :

$$\Delta f_r = -\frac{1}{2} \frac{f_r}{\tau_p} \Delta \tau_p.$$

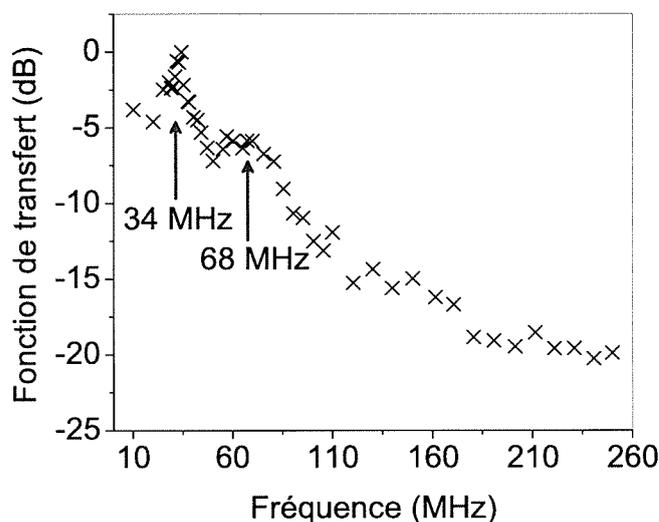


FIGURE III.7 – Mesure expérimentale de la fonction de transfert du laser par modulation directe du courant d'injection de l'AOSC de 10 MHz à 250 MHz. Le courant de polarisation moyen est égal à 200 mA correspondant à un taux de pompage égal à 2,5.

Pour cela, nous insérons 3,1 dB de pertes optiques supplémentaires sans changer la longueur de la cavité laser<sup>5</sup>. Nous diminuons ainsi la durée de vie des photons de 9,3 ns à 7,6 ns. Nous maintenons le taux de pompage du laser à 2,5. En mesurant la nouvelle fonction de transfert (voir la figure III.8), nous remarquons que les fréquences des deux maxima ne dépendent pas de la durée de vie des photons dans la cavité.

Nous déduisons donc que ces deux maxima ne sont pas dus à des oscillations de relaxation résiduelles mais à la réponse de la cavité froide. En effet, la fonction de transmission de la cavité froide présente un maximum aux harmoniques de son ISL, c'est-à-dire aux multiples de 34 MHz. Ainsi, la modulation d'intensité du mode laser devient maximale quand la fréquence de modulation coïncide avec une fréquence multiple de l'ISL de la cavité laser. Nous concluons de ce qui précède que la réponse dynamique du laser n'est pas influencée par la dynamique des porteurs dans l'AOSC.

Par ailleurs, la fonction de transfert expérimentale est en accord avec l'expression théorique issue de l'équation (III.1). La figure III.9 représente le résultat obtenu en ajustant la courbe théorique aux points expérimentaux. La bande passante du filtre passe-bas obtenu est égal à 11,5 MHz, correspondant, pour  $r = 2,5$ , à une durée de vie des photons dans la cavité de 5,2 ns. Cette valeur est proche des 9,3 ns estimés. L'écart entre ces deux valeurs peut être soit dû à une sous-estimation des pertes (on néglige complètement les pertes dans l'AOSC), soit à l'imprécision de l'ajustement de la figure III.9 dû à la présence de deux pics à 34 MHz et 68 MHz qui ne sont pas pris en compte. Nous confirmons ainsi que la réponse dynamique du laser est gouvernée par la fonction de filtrage de la cavité froide. Cette dernière agit comme un filtre passe-bas dont la bande passante est donnée par la durée de vie des photons dans la cavité.

5. En pratique, nous ajoutons dans la cavité laser des traversées optiques fibrées de longueur inférieure à 2 cm.

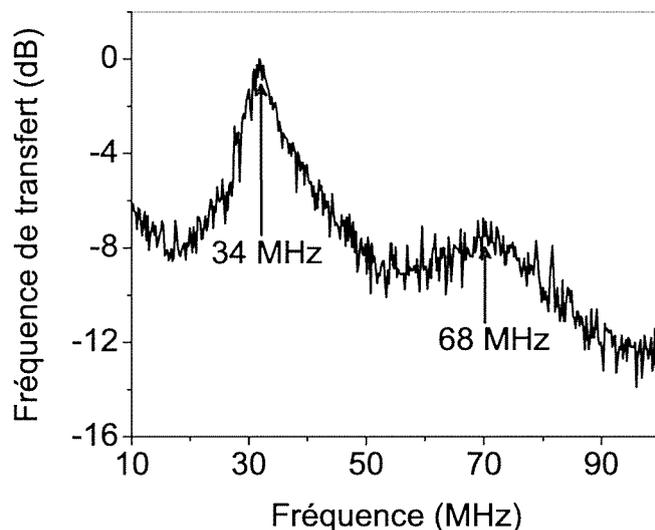


FIGURE III.8 – Mesure expérimentale de la fonction de transfert du laser de 10 MHz à 100 MHz après avoir augmenté de 3,1 dB les pertes optiques dans la cavité. Le point de fonctionnement du laser correspond à un taux de pompage égal à 2,5.

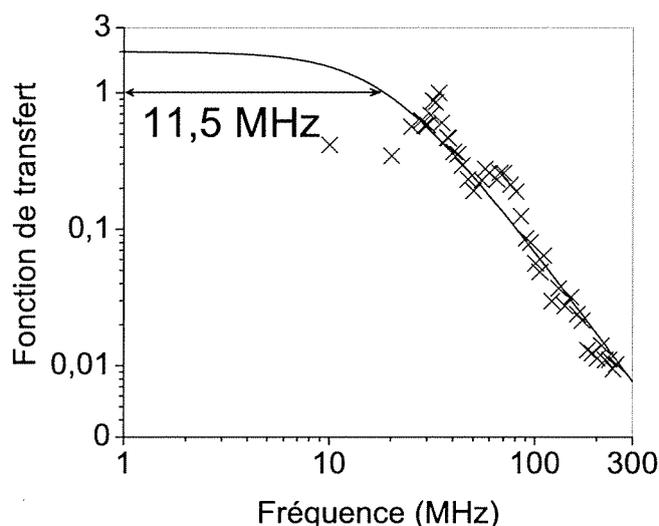


FIGURE III.9 – Ajustement de la fonction de transfert du laser par l'expression théorique de l'équation (III.1). Croix : les points expérimentaux de 10 MHz à 250 MHz. Courbe continue : résultat de l'approximation obtenu pour les paramètres suivants :  $\tau_p = 5,2 \text{ ns}$ ,  $r=2,5$  et un facteur multiplicatif égal à 2.

En conclusion, le laser à SC basé sur une cavité longue a bien permis d'augmenter suffisamment la durée de vie des photons pour obtenir une dynamique de classe A. La réponse dynamique du laser présente l'allure d'un filtre passe-bas dont la bande passante est donnée par la durée de

vie des photons dans la cavité. L'absence d'oscillations de relaxation et le filtrage par la réponse de la cavité froide sont deux aspects prometteurs pour obtenir une source optique à très faible bruit d'intensité relatif.

### III.6 Bruit d'intensité du laser de classe A basé sur une cavité longue

Compte tenu des résultats de la partie précédente, nous analysons en premier le bruit d'intensité du laser de 10 kHz à 200 MHz. En effet, nous avons vu jusqu'à présent que le laser agissait comme un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure est de l'ordre de 11,5 MHz. Par ailleurs, sa réponse dynamique présente des résonances aux harmoniques de l'ISL de la cavité. Son bruit d'intensité devrait donc refléter cette réponse dynamique, c'est-à-dire atteindre de faibles niveaux à des fréquences supérieures à 11,5 MHz et présenter des remontées de bruit aux harmoniques de l'ISL de la cavité.

D'autre part, nous explorons le bruit d'intensité du laser de classe A de 0,1 GHz à 18 GHz, la bande de fréquences utile aux applications RADAR. En effet, la suppression des oscillations de relaxation, situées typiquement à 10 GHz dans un laser de classe B, devrait permettre d'obtenir un faible niveau de  $RIN$  sur la toute la bande de fréquences utile aux applications RADAR.

Dans cette partie, la longueur de fibre optique constituant la cavité laser est égale à 5 m. La différence de fréquence entre deux modes longitudinaux est donc égale à 40 MHz. Nous fixons le taux de pompage du laser à 2,5 correspondant à un courant continu injecté dans l'AOSC égal de 200 mA.

#### III.6.a. Densité spectrale de puissance de bruit aux basses fréquences

Afin d'étudier le bruit d'intensité du laser de classe A obtenu, nous détectons la puissance optique émise avec une photodiode PIN de bande passante égale à 20 GHz. Le photocourant moyen mesuré vaut 1,3 mA. Nous amplifions les composantes de bruit du photocourant avec un amplificateur électrique dont le gain et le facteur de bruit valent respectivement 56 dB et 1,1 dB. Ensuite, nous analysons le signal électrique obtenu de 10 kHz à 200 MHz avec un analyseur de spectre électrique de résolution égale à 1 MHz. Nous nous affranchissons de la réponse spectrale de la chaîne de détection en remplaçant le laser par une source blanche centrée autour de 1,5  $\mu\text{m}$ . La puissance de bruit mesurée est la somme de trois contributions : le bruit thermique, le bruit de grenaille et le bruit d'intensité en excès du laser. La densité spectrale de puissance de bruit électrique amplifié,  $DSB$ , est donnée par l'équation suivante :

$$DSB(f) = k_B T (F - 1) G + \left( k_B T + 2eR_e I_{ph} + R_e RIN(f) I_{ph}^2 \right) G, \quad (\text{III.4})$$

où  $F$  et  $G$  sont respectivement le facteur de bruit et le gain de l'amplificateur électrique.  $R_e$  est la résistance d'entrée de l'analyseur de spectre électrique. Nous reproduisons en figure III.10 le spectre de la densité spectrale de puissance de bruit électrique amplifié obtenu.

Aux fréquences supérieures à 100 MHz, le bruit détecté est un bruit blanc, égal à -109,6 dBm/Hz. Cette valeur correspond à la densité spectrale de puissance de bruit électrique amplifié obtenu en sortie d'une source optique limitée au bruit de grenaille. Rappelons qu'une source optique est dite " limitée au bruit de grenaille " quand son  $RIN$  est négligeable devant le bruit de grenaille

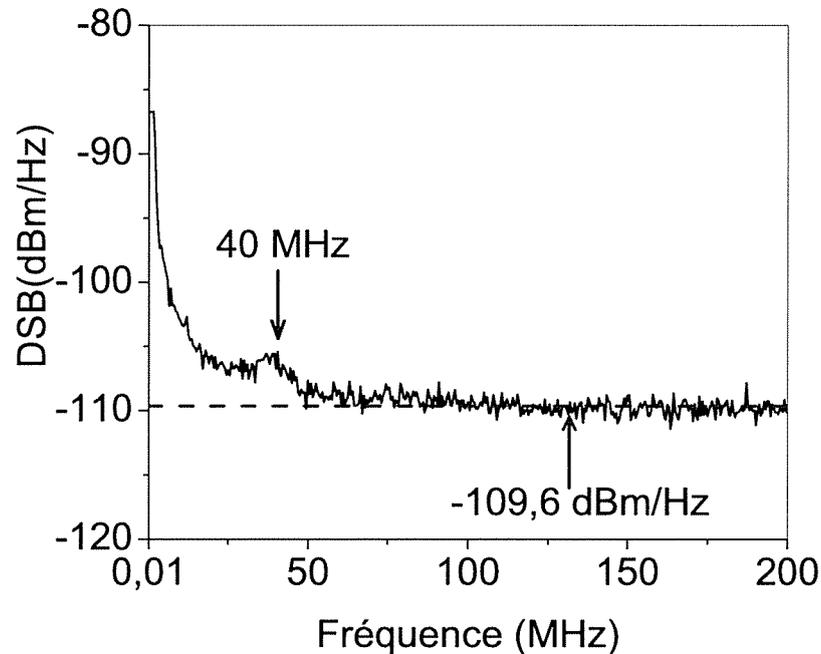


FIGURE III.10 – Spectre de la densité spectrale de puissance de bruit électrique amplifié de 10 kHz à 200 MHz obtenu avec un analyseur de spectre électrique (RBW= 1 MHz). Le photocourant moyen détecté est égal à 1,3 mA. Le gain et le facteur de bruit de l’amplificateur électrique valent respectivement 56 dB et 1,1 dB. La ligne discontinue représente le niveau de la densité spectrale de puissance de bruit électrique amplifié obtenu en sortie d’une source optique limitée au bruit de grenaille.

relatif, noté  $RSN$ . L’expression de la densité spectrale de puissance de bruit électrique amplifié obtenu en détectant une source optique limitée au bruit de grenaille,  $DSB_s$ , est donnée par l’équation suivante :

$$DSB_s = k_B T (F - 1) G + (2eR_e I_{ph} + k_B T) G. \quad (III.5)$$

$DSB_s$  est un bruit blanc que nous représentons par une ligne discontinue sur la figure III.10. Nous évaluons son amplitude en considérant les valeurs de paramètres résumées dans le tableau III.3. Nous déduisons de ce qui précède que la contribution du  $RIN$  à des fréquences supérieures à 100 MHz est négligeable devant la contribution du bruit de grenaille. En d’autres termes, le  $RIN$  du laser est inférieur au bruit de grenaille relatif, égal à -156 dB/Hz pour un photocourant de 1,3 mA.

En revanche, le bruit détecté aux fréquences inférieures à 100 MHz est supérieur au plancher donné par  $DSB_s$ . L’origine de ce bruit en excès peut être attribuée à l’émission spontanée amplifiée dans l’AOSC ou à des bruits techniques transférés au champ optique dans la cavité laser. Notons que l’excès de bruit présente la forme d’un filtre passe-bas. Ceci est compatible avec les résultats du paragraphe III.5 où nous avons vérifié que le laser agissait comme un filtre passe-bas. Par ailleurs, le bruit en excès présente une résonance de faible amplitude à 40 MHz.

Paramètre	Valeur	Unité
$R_e$	50	$\Omega$
$I_{ph}$	1,3	mA
G	56	dB
F	1,1	dB

TABLE III.3 – Valeurs numériques considérées pour évaluer la densité spectrale de puissance de bruit électrique amplifiée mesurée en sortie d'une source optique limitée au bruit de grenaille.

Cette remontée de bruit est le résultat du battement du mode laser avec l'émission spontanée amplifiée contenue dans les modes latéraux adjacents au mode central.

Pour résumer ce qui précède, le bruit d'intensité du laser est supérieur au bruit de grenaille aux fréquences inférieures à 100 MHz. En particulier, le bruit d'intensité présente une remontée de faible amplitude à 40 MHz, la fréquence de l'ISL de la cavité laser. Le laser, agissant comme un filtre passe-bas, permet de filtrer les fluctuations d'intensité aux fréquences supérieures à 100 MHz.

L'amplitude de la remontée de bruit à 40 MHz est égale à 4 dB, indiquant une forte extinction des modes longitudinaux voisins au mode central. D'une manière plus rigoureuse, il est possible d'évaluer le taux d'extinction du mode latéral en comparant l'amplitude du battement électrique à 40 MHz à la puissance du bruit de grenaille. Nous proposons de développer ce point dans le paragraphe suivant.

### III.6.b. Taux d'extinction des modes latéraux

Nous notons  $c/L_{cav}$  l'intervalle spectral libre de la cavité laser. Nous présentons en premier un calcul simple permettant d'exprimer le taux d'extinction du mode latéral d'ordre  $p$  en fonction des puissances électriques associées d'une part au battement à la fréquence  $pc/L_{cav}$ , et d'autre part au bruit de grenaille.

#### Expression théorique

Le taux d'extinction du mode longitudinal d'ordre  $p$  est défini par le rapport entre l'intensité optique contenue dans le mode latéral à la fréquence  $\nu_p$  et l'intensité optique contenue dans le mode central à la fréquence  $\nu_0$ . Nous désignons par  $I_0$  et  $I_p$  l'intensité optique respectivement aux fréquences optiques  $\nu_0$  et  $\nu_p$ . Le taux d'extinction du mode latéral d'ordre  $p$ , noté  $SMSR_p$ <sup>6</sup> s'écrit :

$$SMSR_p = \frac{I_p}{I_0}. \quad (\text{III.6})$$

La relation entre la fréquence optique du mode central et celle du mode latéral d'ordre  $p$  est :

$$\nu_p = \nu_0 + p \frac{c}{L_{cav}}. \quad (\text{III.7})$$

6. SMSR est l'acronyme anglophone de Side Mode Suppression Ratio.

Nous décomposons le champ optique suivant les modes longitudinaux de la cavité laser. Nous exprimons l'amplitude complexe du champ optique en un point fixé par :

$$E(t) = A_0 e^{2i\pi\nu_0 t} + \sum_{p \neq 0} A_p e^{2i\pi\nu_p t} + c.c., \quad (\text{III.8})$$

où  $A_0$  est l'amplitude de la composante du champ optique à la fréquence du mode laser et  $A_p$  à la fréquence du mode latéral d'ordre  $p$ . Le complexe conjugué est noté c.c. Les intensités optiques correspondantes sont :

$$I_0 = 2A_0^2, \quad (\text{III.9})$$

$$I_p = 2A_p^2. \quad (\text{III.10})$$

Dans un laser monomode longitudinal, l'intensité optique contenue dans le mode latéral est négligeable devant l'intensité optique du mode laser :

$$I_p \ll I_0 \quad \forall p \neq 0. \quad (\text{III.11})$$

Nous négligerons donc les termes de battement entre les modes latéraux. Selon cette hypothèse, l'expression du photocourant que nous mesurons est :

$$I_{ph}(t) = \mathfrak{R}_{ph} S_{ph} \langle E(t) E^*(t) \rangle \quad (\text{III.12})$$

$$= \mathfrak{R}_{ph} S_{ph} \left[ I_0 + \sum_{p \neq 0} I_p + 4A_0 \sum_{p \neq 0} A_p \cos(2\pi(\nu_0 - \nu_p)t) \right], \quad (\text{III.13})$$

où  $\mathfrak{R}_{ph}$  et  $S_{ph}$  sont respectivement le rendement et la surface absorbante de la photodiode.

Le battement entre le mode central et les modes latéraux d'ordre  $p$  et  $-p$  se traduit par un pic à la fréquence  $p c/L_{cav}$  sur le spectre électrique du photocourant détecté. La puissance électrique à la fréquence  $p c/L_{cav}$  s'écrit :

$$P_p = 4 K \mathfrak{R}_{ph}^2 S_{ph}^2 I_0 I_p, \quad (\text{III.14})$$

où  $K$  est une constante dépendant de la réponse électrique des éléments de la chaîne de détection, c'est-à-dire la photodiode suivie de l'amplificateur électrique puis l'analyseur de spectre électrique.

Comme la puissance électrique à la fréquence  $p c/L_{cav}$  est proportionnelle à  $I_p$ , on peut comparer cette quantité à la puissance électrique associée au bruit de grenaille pour déduire  $SMSR_p$ . Rappelons l'expression de la puissance électrique du bruit de grenaille :

$$P_{shot} = 2 K q \langle I_{ph} \rangle RBW, \quad (\text{III.15})$$

où

$$\langle I_{ph} \rangle = \mathfrak{R}_{ph} S_{ph} I_0. \quad (\text{III.16})$$

Nous déduisons ce qui précède l'expression de  $SMSR_p$  :

$$SMSR_p = \frac{P_p q RBW}{2 \langle I_{ph} \rangle P_{shot}}. \quad (\text{III.17})$$

### Mesures expérimentales

Dans le cas particulier du spectre de la figure III.10 page 103, nous distinguons seulement un pic à 40 MHz, correspondant au battement entre le mode laser et les modes latéraux d'ordre 1 et -1. Les puissances électriques associées au battement avec les modes d'ordre supérieur à 1, sont inférieures à la limite donnée par  $DSB_s$ .

La densité spectrale de puissance électrique mesurée à 40 MHz comprend à la fois la puissance électrique du battement entre le mode laser et les modes latéraux et la puissance électrique associée au bruit thermique et au bruit de grenaille. Nous notons par  $P_{bat}$  la densité spectrale de puissance électrique à 40 MHz et par  $P_1$  la puissance électrique associée au battement entre le mode central et les modes latéraux d'ordre 1 et -1. Nous avons :

$$P_{bat} = DSB_s + \frac{P_1}{RBW}.$$

Par ailleurs, nous détectons un photocourant moyen égal à 1,3 mA et nous utilisons un amplificateur électrique de faible facteur de bruit. Par conséquent, la densité spectrale de puissance de bruit électrique associée au bruit de grenaille est 7 dB supérieure à celle associée au bruit thermique. Nous supposons donc que :

$$P_{shot} \approx DSB_s \times RBW.$$

En tenant compte de ces deux dernières équations et des paramètres résumés dans le tableau III.4, nous déduisons que le taux d'extinction des modes longitudinaux d'ordre 1 et -1 est égal à 100 dB. Cette valeur confirme que le laser classe A proposé est parfaitement monomode longitudinal. Notons que cette valeur de SMSR est supérieure au taux d'extinction des modes

Paramètre	Valeur	Unité
$P_{bat}$	-105,6	dBm/Hz
$DSB_s$	-109,6	dBm/Hz
$I_{ph}$	1,3	mA
RBW	1	MHz

TABLE III.4 – Valeurs numériques considérées pour évaluer le taux d'extinction des modes longitudinaux d'ordre 1 et -1 à partir du spectre de la figure III.10 page 103.

longitudinaux d'une diode laser de type DFB (de l'ordre de 40 dB). Cependant, le peu d'émission spontanée encore présente dans les modes latéraux est suffisant pour engendrer à 40 MHz un bruit d'intensité supérieur de 4 dB au bruit de grenaille. L'utilisation d'un filtre Fabry-Perot avec une plus grande finesse pourrait à l'avenir permettre de supprimer le bruit en excès à 40 MHz.

### III.6.c. Spectre de $RIN$ sur la bande de fréquences utile aux applications RADAR

Ici, nous mesurons le  $RIN$  du laser avec un banc de mesure développé à Thales R&T. La technique de mesure utilisée est décrite dans l'annexe B. Le résultat de la mesure est représentée dans la figure III.11.

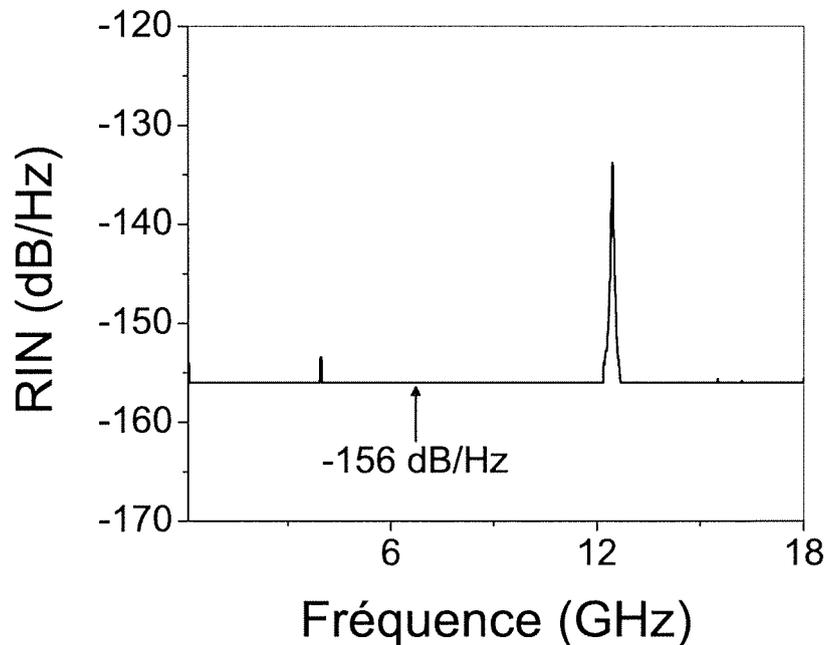


FIGURE III.11 – Spectre typique de  $RIN$  du laser SC de classe A basé sur une cavité longue mesurée de 100 MHz à 18 GHz. Le photocourant de la mesure vaut 1,3 mA. Le plancher de  $RIN$  est égal à -156 dB/Hz. Le pic de  $RIN$  est à 12,4 GHz.

D'une part, le spectre de  $RIN$  du laser ne présente pas de résonance, validant la suppression des oscillations de relaxation avec une dynamique de classe A. D'autre part, le spectre de  $RIN$  obtenu est quasi-blanc, limité à -156 dB/Hz. Ce plancher correspond à la limite de sensibilité de notre banc de mesure de  $RIN$ . En effet, la limite inférieure de  $RIN$  mesurable est égale au bruit de grenaille relatif correspondant au photocourant moyen détecté. Or, nous détectons un photocourant continu égal à 1,37 mA. Le bruit de grenaille relatif est donc égal à -156 dB/Hz<sup>7</sup>. Par conséquent, le spectre obtenu avec notre banc de mesure présente un plancher à -156 dB/Hz prouvant que la contribution du  $RIN$  est faible, inférieure à la contribution du bruit de grenaille relatif grâce à la suppression des oscillations de relaxation et aux propriétés de filtrage de la cavité froide.

Néanmoins, le laser présente un pic de bruit d'amplitude -134 dB/Hz à une fréquence particulière égale à 12,4 GHz, correspondant à l'ISL du filtre Fabry-Perot utilisé dans la cavité laser. Cet excès de bruit provient de l'émission spontanée amplifiée transmise par le filtre Fabry-Perot puis par le filtre de Bragg vers l'extérieur de la cavité (voir le spectre optique représenté par la figure III.6). Par conséquent, le niveau de bruit à 12,4 GHz est supérieur au niveau du bruit aux autres fréquences. L'utilisation d'un filtre Fabry-Perot avec un ISL supérieur à 18 GHz permettrait de déplacer ce pic de  $RIN$  en dehors de la bande de fréquences utile aux applications RADAR.

En conclusion, le  $RIN$  du laser de classe A proposé est limité au bruit de grenaille relatif du photocourant mesuré, c'est-à-dire à -156 dB/Hz pour un photocourant égal à 1,3 mA. Ce

7. Voir le paragraphe I.5.d.

faible niveau de  $RIN$  est obtenu sur une large bande de fréquences s'étendant de 100 MHz à 18 GHz, à l'exception d'un point particulier correspondant à l'ISL du filtre Fabry-Perot. Une telle source optique est un candidat potentiel pour un bon nombre d'applications nécessitant de faibles niveaux de  $RIN$  sur de larges bandes passantes.

### III.7 Conclusion et perspectives

Dans un premier temps, nous avons rappelé la classification des dynamiques des lasers et nous avons comparé la fonction de transfert en modulation directe d'un laser de classe B à celle d'un laser de classe A. Nous avons retenu que le comportement dynamique d'un laser de classe A pourrait être avantageux pour l'obtention d'une source optique à faible bruit d'intensité.

Ensuite, nous avons précisé l'architecture de la cavité, le milieu à gain et le filtrage nous permettant de mettre en place un laser à SC de classe A. Nous avons utilisé un amplificateur optique à semiconducteur dans une cavité fibrée unidirectionnelle en anneau afin de supprimer les effets de "Hole Burning" spatial. On rend le laser monomode longitudinal en adoptant un filtrage à deux niveaux. On utilise, dans un premier temps, un réseau de Bragg en réflexion pour sélectionner la longueur d'onde d'oscillation du laser puis, dans un deuxième temps, un Fabry-Perot accordable de grande finesse permettant de sélectionner uniquement un mode longitudinal du laser. La longueur de fibre optique constituant la cavité est égale à 5 m. Les dérives de la longueur du filtre Fabry-Perot ont été supprimées par l'intermédiaire d'une boucle d'asservissement contenant une détection synchrone. Lorsque la boucle d'asservissement est verrouillée, le laser, stabilisé, fournit une puissance de sortie de 1,8 mW.

Dans ces conditions, nous avons vérifié que la durée de vie des photons dans la cavité est supérieure à celle des porteurs dans le milieu à gain (AOSC). Afin de vérifier que le laser est bien de classe A, nous avons caractérisé sa réponse dynamique quand nous modulons le courant d'injection de l'AOSC. Ce laser ne présente effectivement pas de résonance liée à un couplage entre les photons et les porteurs. Par ailleurs, sa réponse dynamique est un filtre passe-bas dont la bande passante est proportionnelle au taux de décroissance des photons dans la cavité.

Finalement, nous avons expérimentalement étudié le bruit d'intensité du laser aux basses puis aux hautes fréquences. Nous avons observé du bruit d'intensité en excès par rapport au bruit de grenaille aux fréquences inférieures à 100 MHz. En particulier, l'émission spontanée amplifiée dans les modes voisins au mode central engendre un pic de bruit à l'ISL de la cavité laser, c'est-à-dire 40 MHz. La comparaison de l'amplitude du pic de bruit à 40 MHz à la puissance du bruit de grenaille permet d'exprimer le taux d'extinction du mode latéral voisin au mode laser. Dans ces conditions, nous avons mesuré un taux d'extinction de l'ordre de 100 dB, confirmant que le laser est parfaitement monomode longitudinal. De 100 MHz à 18 GHz, nous avons obtenu un spectre de bruit blanc limité par le plancher de la mesure à -156 dB/Hz pour un photocourant mesuré égal 1,3 mA. Le  $RIN$  du laser est, par conséquent, inférieur à -156 dB/Hz sur toute la plage de mesure accessible (100 MHz-18 GHz). Les deux mécanismes de réduction de  $RIN$  exploités dans ce laser sont la suppression d'oscillations de relaxation et le filtrage de la cavité froide.

Plusieurs axes d'amélioration sont envisageables. Il est possible d'augmenter la puissance de sortie du laser en utilisant comme milieu actif un AOSC de puissance, soit ayant une puissance de saturation plus élevée. Cela aurait, par ailleurs, pour effet de diminuer d'autant le plancher de mesure de  $RIN$ . Les pics de bruit qui apparaissent sur la mesure de  $RIN$  à 40 MHz et

à 12,4 GHz sont uniquement dus à l'architecture de filtrage utilisée. Ces pics peuvent être supprimés en utilisant, par exemple, un Fabry-Perot ayant un intervalle spectral libre supérieur à 18 GHz et une plus grande finesse.

Par ailleurs, le recours à une cavité optique plus courte devrait permettre de simplifier l'architecture du filtrage spectral. Dans ce cas, il est nécessaire d'augmenter la surtension de la cavité afin de maintenir une durée de vie de photons suffisamment longue.



# Chapitre IV

## Architecture de laser semiconducteur de classe A basé sur une cavité de grande finesse

### Sommaire

---

IV.1 Introduction . . . . .	113
IV.2 Laser SC de classe A basé sur une cavité de grande finesse . . . . .	114
IV.2.a. Choix du gain optique SC . . . . .	114
IV.2.b. Description de la structure utilisée . . . . .	115
IV.2.c. Architecture de la cavité laser et réponse statique . . . . .	116
Obtention d'un comportement de classe A . . . . .	117
Obtention d'oscillation monomode transverse . . . . .	118
Stabilisation de la polarisation du champ laser . . . . .	118
Obtention d'une oscillation monomode longitudinale . . . . .	119
IV.2.d. Vérification expérimentale du comportement de classe A du laser	121
Limite inférieure de la durée de vie des photons . . . . .	121
Fonction de transfert par modulation directe . . . . .	121
IV.2.e. Bruit d'intensité relatif du laser . . . . .	123
<i>RIN</i> aux basses fréquences . . . . .	123
<i>RIN</i> sur la bande de fréquences utile aux applications RADAR	124
Déduction du taux d'extinction des modes latéraux . . . . .	127
Conclusion . . . . .	127
IV.3 Modèle théorique pour la description du <i>RIN</i> du laser de classe A basé sur une cavité de grande finesse . . . . .	128
IV.3.a. Equations de Langevin d'évolutions temporelles du VECSEL .	128
IV.3.b. <i>RIN</i> à la fréquence du mode central . . . . .	130
IV.3.c. <i>RIN</i> aux fréquences des modes latéraux . . . . .	132
IV.3.d. Conclusion . . . . .	134
IV.4 Application à l'excès du bruit d'intensité dans le VECSEL . . . . .	134

---

IV.4.a.	Application à l'excès de bruit aux harmoniques de l'ISL de la cavité . . . . .	135
IV.4.b.	Application à l'excès de bruit aux basses fréquences . . . . .	136
IV.5	Etude du transfert du bruit d'intensité de la pompe vers le laser . . . . .	<b>139</b>
IV.5.a.	Mise en évidence expérimentale du transfert du bruit de la pompe	139
IV.5.b.	Etude analytique du transfert du bruit d'intensité de la pompe	140
IV.5.c.	Amplification du bruit d'intensité de la pompe aux basses fréquences . . . . .	142
IV.5.d.	Filtrage du bruit d'intensité de la pompe . . . . .	143
IV.5.e.	Conclusion . . . . .	144
IV.6	Réduction du bruit d'intensité en excès dans le VECSEL . . . . .	<b>145</b>
IV.6.a.	Réduction du bruit d'intensité d'origine électrique aux basses fréquences . . . . .	145
IV.6.b.	Suppression du bruit d'intensité en excès aux fréquences harmoniques de $c/L_{cav}$ . . . . .	147
IV.7	Observation de la transition de classe B à classe A . . . . .	<b>149</b>
IV.7.a.	Motivations et moyens . . . . .	149
IV.7.b.	Description du montage expérimental . . . . .	150
IV.7.c.	Comportement progressif de la transition . . . . .	151
	VECSEL de classe B . . . . .	151
	Au cours de la transition . . . . .	152
	VECSEL de classe A . . . . .	155
IV.7.d.	Conclusion . . . . .	155
IV.8	Synthèse et conclusion du chapitre IV . . . . .	<b>156</b>

---

## IV.1 Introduction

**A**u chapitre précédent, nous avons vu que l'élimination adiabatique des porteurs de la dynamique d'un laser SC a permis d'obtenir une source optique à très faible bruit d'intensité. Le bruit que nous avons mesuré est limité au bruit de grenaille sur une large bande passante, s'étendant de 100 MHz jusqu'à 18 GHz. Pour cela, nous avons placé le gain optique SC dans une cavité optique très longue. Ainsi, nous augmentons considérablement la durée de vie des photons par rapport à celle des porteurs. Nous avons ensuite choisi le filtrage spectral nécessaire dans la cavité laser pour obtenir une source optique monomode longitudinale. Dans ces conditions, nous avons vérifié que l'architecture du laser de classe A mise en place a bien permis de supprimer les oscillations de relaxation, et par conséquent de supprimer l'excès de bruit d'intensité qui leur est associés.

Cependant, cette architecture, basée sur une cavité longue, présente quelques limitations. D'une part, cette architecture a nécessité la mise en place d'une boucle d'asservissement afin de contrôler les variations de la longueur optique de la cavité laser. D'autre part, la puissance optique émise est égale à 1,8 mW. Ainsi, le plancher de mesure de  $RIN$  est limité à -156 dB/Hz. Cette limite correspond au bruit de grenaille relatif pour un photocourant mesuré de 1,3 mA.

Or, le contrôle de la durée de vie des photons peut se faire via deux paramètres de la cavité laser (voir l'équation (III.3)) :

1. la longueur optique de la cavité laser.
2. la finesse de la cavité laser, c'est-à-dire les pertes optiques dans la cavité.

La première alternative a fait l'objet du chapitre précédent. La deuxième alternative consiste à augmenter la durée de vie des photons dans une cavité courte, de longueur centimétrique par exemple, mais de grande finesse. Cette architecture peut être plus facile à mettre en oeuvre car elle permet de s'affranchir de la complexité du filtrage spectral utilisé au chapitre III. Nous explorerons donc dans ce chapitre la réduction du bruit d'intensité relatif dans un laser SC de classe A basé sur une cavité de grande finesse.

Dans une première partie, nous expliquerons la démarche suivie pour concevoir un laser SC de classe A dans une cavité de grande finesse. Pour cela, nous justifierons en particulier le choix du milieu à gain optique. Puis, nous décrirons l'architecture de la cavité laser. Ensuite, nous vérifierons que le laser est bien de classe A. Finalement nous caractériserons le bruit d'intensité relatif du laser obtenu.

A partir des observations expérimentales faites sur le bruit d'intensité relatif du laser, nous identifierons les mécanismes susceptibles d'engendrer du bruit d'intensité en excès dans le laser de classe A. Nous développerons alors un modèle analytique prenant en compte ces mécanismes. Le modèle sera dédié à la description du bruit d'intensité relatif du laser de classe A sur une large bande de fréquences. Ensuite, nous testerons la validité de ce modèle.

Par la suite, nous nous intéresserons à la contribution des bruits d'origine technique dans ce type de laser. Nous caractériserons en particulier le transfert du bruit d'intensité de la pompe vers le bruit d'intensité du laser.

A partir des résultats analytiques et expérimentaux obtenus, nous proposerons des techniques permettant de supprimer les composantes du bruit d'intensité en excès.

Finalement, nous utiliserons l'architecture de notre laser pour, en faisant varier continûment la longueur de la cavité, l'observer passer progressivement d'un comportement de laser de classe A à celui d'un laser de classe B.

## IV.2 Laser SC de classe A basé sur une cavité de grande finesse

Rappelons que pour obtenir un laser SC de classe A, il faut que la durée de vie des photons dans la cavité  $\tau_p$  soit bien plus longue que celle des porteurs. Or, la durée de vie des porteurs dans un matériau SC standard est de l'ordre de la nanoseconde. Nous souhaitons donc avoir  $\tau_p$  de l'ordre de 10 ns. Pour cela, nous augmentons la durée de vie des photons dans une cavité optique de grande finesse. D'abord, nous choisissons un matériau SC dont les caractéristiques permettent d'obtenir une cavité optique de grande finesse. Ensuite, nous décrivons l'architecture de la cavité, qui associée au matériau SC choisi, conduit à un laser de classe A monomode longitudinal. Puis, nous caractérisons le bruit d'intensité relatif du laser obtenu. Nous nous intéressons aussi bien au bruit d'intensité aux basses fréquences qu'au bruit d'intensité sur la bande de fréquences utile aux applications RADAR.

### IV.2.a. Choix du gain optique SC

Ici, nous augmentons la durée de vie des photons en utilisant une cavité optique de longueur centimétrique présentant une grande finesse. La finesse d'une cavité optique, notée  $\mathfrak{F}$ , s'exprime ainsi en fonction du temps de vie des photons dans la cavité :

$$\mathfrak{F} = 2\pi\tau_p \frac{c}{L_{cav}}, \quad (\text{IV.1})$$

où  $\frac{c}{L_{cav}}$  est l'ISL de la cavité laser. En utilisant l'équation (III.3) du paragraphe I.2.a.,  $\mathfrak{F}$  est inversement proportionnelle aux pertes optiques de la cavité :

$$\mathfrak{F} = \frac{2\pi}{\ln \frac{1}{R_{m_1} R_{m_2}} + \alpha_i L_{cav}}, \quad (\text{IV.2})$$

où  $L_{cav}$  est la longueur optique sur un aller-retour des photons dans la cavité. Nous augmentons donc la finesse de la cavité en diminuant les pertes optiques internes sur un aller-retour dans la cavité, c'est-à-dire  $\alpha_i L_{cav}$ , et en augmentant la réflectivité des miroirs de la cavité. Or, les pertes linéiques internes dans un matériau SC à émission par la tranche sont typiquement de l'ordre de  $3 \text{ cm}^{-1}$  [45]. Ainsi, pour une longueur de matériau typique égale à  $300 \mu\text{m}$ , les pertes optiques internes sont de l'ordre de 60% sur un aller-retour des photons dans la cavité. Par conséquent, la finesse est limitée à 10, ne permettant pas à la durée de vie des photons de dépasser 100 ps dans une cavité de longueur centimétrique.

La solution la plus immédiate serait de considérer un matériau SC dont les pertes intrinsèques sur un aller-retour dans la cavité sont faibles, c'est-à-dire de l'ordre de quelques pourcents. Par exemple, si les pertes optiques totales dans la cavité sont égales à 2%, la finesse  $\mathfrak{F}$  vaut 314, permettant ainsi d'avoir une durée de vie des photons égale à 10 ns dans une cavité de longueur totale égale à 6 cm. Dans ce contexte, la structure du gain optique d'un laser à cavité verticale et à émission par la surface, de type VCSEL<sup>1</sup>, est potentiellement intéressante pour nous. En effet, la faible épaisseur de la couche active d'un VCSEL, de l'ordre de quelques  $\mu\text{m}$ , engendre de faibles pertes intrinsèques sur un aller-retour dans la cavité. Les pertes intrinsèques dans un VCSEL sont de l'ordre de quelques pourcents [80].

1. Rappelons que VCSEL est l'acronyme de Vertical Cavity Surface Emitting Laser.

En pratique, nous pouvons utiliser une structure correspondant à la moitié d'un VCSEL, c'est-à-dire un miroir de Bragg très réfléchissant et une zone active composée de barrières et de puits quantiques (voir la figure IV.1). Nous appellerons par la suite 1/2-VCSEL la structure



FIGURE IV.1 – Schéma de principe d'un 1/2-VCSEL.

correspondant à la moitié d'un VCSEL. Afin d'obtenir une durée de vie de photons plus longue que 10 ns, la structure 1/2-VCSEL est mise dans une cavité externe de longueur centimétrique dans laquelle le résonateur laser est constitué par le miroir de Bragg de la structure complété par un ou des miroirs diélectriques classiques.

Par ailleurs, le pompage optique d'une structure 1/2-VCSEL placée dans une cavité externe permet d'obtenir des sources optiques fonctionnant à haute puissance<sup>2</sup> [82, 83] ( $> 1,3$  W monomode longitudinale) avec une qualité de faisceau laser quasiment limitée par la diffraction.

#### IV.2.b. Description de la structure utilisée

La structure que nous utilisons a été développée par Isabelle Sagnes et ses collaborateurs au laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN). Elle est décrite dans la figure IV.2.

Le gain optique de cette structure est centré autour de  $1 \mu\text{m}$ . Étant la seule structure disponible au LPN au début de nos expérimentations, nous allons l'utiliser dans tous les travaux présentés dans ce chapitre. Comme les mécanismes de réduction de  $RIN$  que nous étudions ne dépendent pas de la longueur d'onde choisie, il est possible de les transposer en principe à un laser fonctionnant à la longueur d'onde  $1,5 \mu\text{m}$ .

On retrouve dans la structure le substrat (d'épaisseur environ  $270 \mu\text{m}$ ), le miroir de Bragg et la zone active composée de barrières (en gris) et de puits quantiques (en noir). La structure est initialement épitaxiée sur un substrat en GaAs, puis reportée sur un substrat en SiC possédant une meilleure conductivité thermique. La technique de report, basée sur la brasure AuIn<sub>2</sub> par interdiffusion liquide-solide, est décrite dans la référence [84]. Le miroir de Bragg est constitué de 28 paires de AlAs et de GaAs d'épaisseur  $\lambda/4n$  où  $n$  est l'indice du semiconducteur et  $\lambda$  est la longueur d'onde d'émission laser. Le contraste d'indice entre les couches de AlAs et de GaAs ainsi que le nombre de paires sont choisis de manière à maximiser la réflectivité du miroir de Bragg. La réflectivité typique mesurée pour la structure que nous utilisons est supérieure à 99,9%.

Pour émettre autour de  $1 \mu\text{m}$ , la zone active est constituée de couches de GaAs, les barrières, et de 5 puits quantiques de In<sub>0,2</sub>Ga<sub>0,8</sub>As. Remarquons que les puits quantiques, d'épaisseur 8 nm,

2. Dans la référence [81], la puissance optique, émise par un VECSEL pompé optiquement, s'élève à 10 W (multimode longitudinal et quasi-limité par la diffraction).

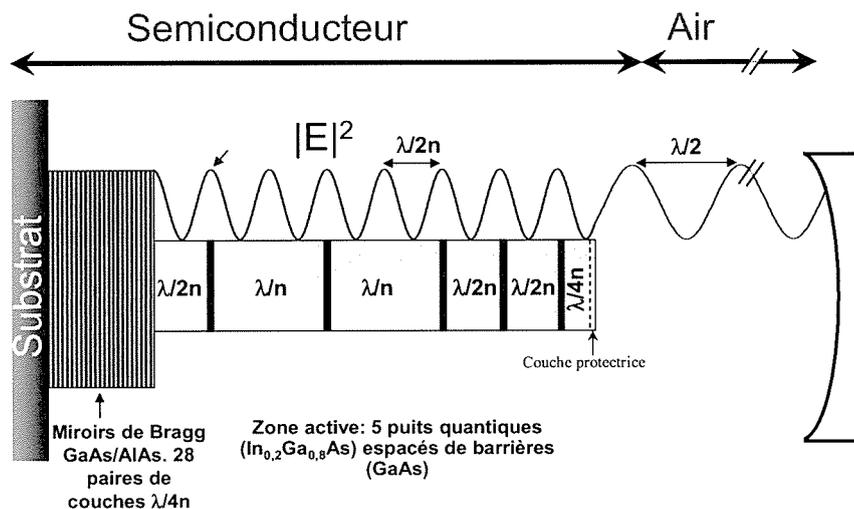


FIGURE IV.2 – Schéma de la structure 1/2-VCSEL utilisée dans nos travaux. La structure est utilisée dans une cavité externe. Les échelles ne sont pas respectées.

sont positionnés entre les barrières dont l'épaisseur est un multiple de  $\lambda/2n$ . De cette manière, le champ de l'onde laser est maximal au niveau des puits quantiques (voir la figure IV.2). Cette technique permet d'améliorer le recouvrement spatial entre la zone de gain (les puits quantiques) et l'onde laser [85]. La dernière barrière a une épaisseur d'environ  $\lambda/4n$  au lieu de  $\lambda/2n$ , ce qui permet de réduire l'effet Fabry-Perot entre le miroir de Bragg et l'interface air/semiconducteur. Une couche protectrice est déposée après la dernière barrière en GaAs. Elle est constituée d'une fine couche de 30 nm de AlAs et d'une couche de protection de 8 nm de GaAs empêchant l'oxydation de l'aluminium. Finalement, un traitement antireflet ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) est déposé à l'interface semiconducteur/air. Il sert à réduire l'effet de filtrage résiduel de la sous-cavité formée entre le miroir de Bragg et l'interface semiconducteur/air. Le gain optique dans la structure 1/2-VCSEL est obtenu par absorption des photons de pompe dans les barrières. Or l'énergie de gap du GaAs,  $E_{Gap}$ , est environ égale 1,42 eV, correspondant à une longueur d'onde de pompe égale à  $870 \text{ nm}^3$ . Nous utilisons donc une diode de pompe émettant autour de 808 nm.

Les deux paramètres importants de la structure sont : le gain optique sur un aller-retour des photons dans la structure 1/2-VCSEL et la durée de vie des porteurs. Le gain optique net dans la structure que nous utilisons est estimé à 2%. La durée de vie des porteurs dans la structure est déduite à partir d'une mesure de photoluminescence résolue dans le temps faite au LPN. Pour une puissance de pompe moyenne égale à 100 mW, nous avons mesuré une durée de vie  $\tau_e$  égale à 4 ns. Nous résumons dans le tableau IV.1 les principales caractéristiques de la structure 1/2-VCSEL que nous utilisons.

### IV.2.c. Architecture de la cavité laser et réponse statique

Rappelons que notre objectif principal est de démontrer une source optique à faible bruit d'intensité. Pour cela, le comportement dynamique de classe A, que nous envisageons de mettre en place ici, devra permettre de supprimer le bruit d'intensité en excès dû aux oscillations de relaxation. Néanmoins, cette condition peut être insuffisante si plusieurs modes (transverses ou

3.  $\lambda (\mu m) = \frac{1,24}{E_{Gap}(eV)}$

Paramètre	Valeur	Unité
Longueur d'onde centrale	1000	nm
Gain optique net	2	%
Temps de vie des porteurs	4	ns

TABLE IV.1 – Récapitulatif des principales caractéristiques de la structure 1/2-VCSEL que nous utilisons dans nos travaux.

longitudinaux) [86] coexistent dans la cavité laser ou si la polarisation du champ laser n'est pas stable [87]. Nous dimensionnerons donc l'architecture de la cavité laser pour qu'elle remplisse les critères suivants :

- que le laser ait un comportement dynamique de classe A.
- qu'il soit monomode longitudinal.
- qu'il soit monomode transverse.
- qu'il ait une polarisation stable.

Avant toute chose, nous montons la structure 1/2-VCSEL sur un radiateur en cuivre en contact avec une fine couche de graisse thermique. La température du radiateur est contrôlée par un élément Peltier et fixée pour toute la suite à 10°C. Une circulation d'eau permet de dissiper la chaleur générée par la face chaude de l'élément Peltier. Nous pompions le gain optique avec une diode laser émettant jusqu'à 1 W à 808 nm.

### Obtention d'un comportement de classe A

Pour obtenir un comportement de classe A, nous allons utiliser le 1/2-VCSEL dans une cavité optique de grande finesse où  $\tau_p$  est de l'ordre de 10 ns. Dans un premier temps, nous choisissons de nous placer dans une architecture de cavité la plus simple possible, soit une cavité linéaire à deux miroirs. Le premier miroir étant le miroir de Bragg de la structure, nous fermons le résonateur optique avec un miroir diélectrique plan concave. Les deux paramètres à ajuster pour obtenir une durée de vie suffisamment longue sont la transmission du coupleur de sortie et la longueur de la cavité optique. Or, la transmission du coupleur de sortie fixe également la puissance laser pour un taux de pompage donné. Afin d'obtenir une puissance optique importante (de l'ordre de quelques dizaines de mW), nous optons pour un coupleur de sortie avec une transmission égale à 1 %. Ensuite, nous choisissons un rayon de courbure égal à 50 mm et nous plaçons le miroir diélectrique à 44 mm de la structure 1/2-VCSEL. Cette configuration (miroir de rayon de courbure 50 mm et cavité de longueur égale à 44 mm) permet de fixer le diamètre du faisceau laser à environ 100  $\mu\text{m}$  ce qui est favorable à une oscillation monomode transverse. Nous développerons ce point au paragraphe suivant.

En tenant compte uniquement des pertes de transmission du coupleur de sortie, la durée de vie des photons est de l'ordre de 29 ns. Nous serons peut être amenés, dans la suite, à insérer des éléments optiques supplémentaires (avec pertes) dans la cavité laser. Dans ce cas, la durée de vie des photons serait inférieure à 29 ns. Néanmoins, il est important de rappeler que les pertes maximales envisageables sont de l'ordre de 2 %. Ainsi, la limite inférieure de  $\tau_p$  est de l'ordre de 14,6 ns.

Dans toute la suite, Nous appellerons “VECSEL<sup>4</sup>” le laser ainsi obtenu.

### Obtention d’oscillation monomode transverse

La configuration plan-concave de la cavité optique favorise l’oscillation monomode transverse. Cependant, il est nécessaire d’adapter le diamètre du faisceau de pompe à celui du mode laser. Or, le diamètre du mode laser est égal à  $100\ \mu\text{m}$  dans la cavité plan-concave décrite au paragraphe précédent (miroir de rayon de courbure égal à  $50\ \text{mm}$  et cavité de longueur égale à  $44\ \text{mm}$ ). Par ailleurs, la diode de pompe, que nous employons, est fibrée. Le diamètre et l’ouverture numérique de sa fibre sont respectivement égaux à  $105\ \mu\text{m}$  et  $0,2$ . Nous mettons donc en place un système optique simple permettant de focaliser le faisceau de pompe sur un diamètre inférieur à  $100\ \mu\text{m}$ . Il s’agit d’un système à deux lentilles convergentes plan-concaves de focales respectives égales à  $75$  et  $50\ \text{mm}$ . La diode de pompe est placée dans le plan focal objet de la première lentille (focale de  $75\ \text{mm}$ ). La structure  $1/2$ -VCSEL est placée dans le plan focal image de la deuxième lentille. En pratique, nous obtenons une image du faisceau de pompe de diamètre égal  $90\ \mu\text{m}$ . Nous inclinons l’axe du faisceau de pompe de  $30^\circ$  par rapport à l’axe de la cavité laser. Dans ces conditions, le faisceau de pompe est elliptique de grand axe égal à  $104\ \mu\text{m}$ . Un schéma de la cavité laser ainsi qu’une photographie du montage sont présentés sur la figure IV.3.

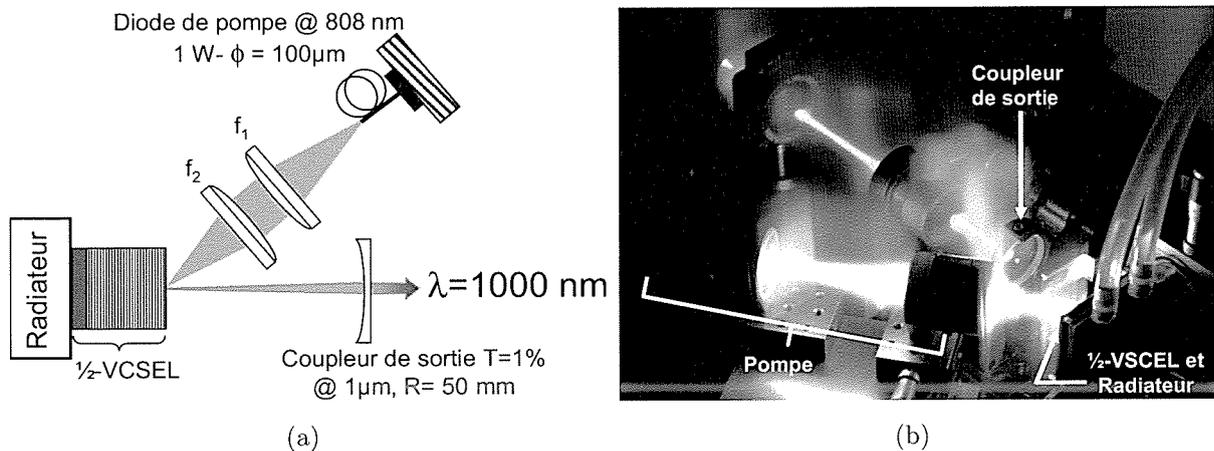


FIGURE IV.3 – (a) Schéma de la cavité laser. L’angle de pompage est d’environ  $30^\circ$ . L’ouverture numérique de la diode de pompe est égale à  $0,2$  et le diamètre de coeur de la fibre est  $\phi = 105\ \mu\text{m}$ .  $f_1 = 75\ \text{mm}$  et  $f_2 = 50\ \text{mm}$ . Le coupleur de sortie est placé à  $44\ \text{mm}$  de la structure. T : transmission et R : rayon de courbure. (b)

Photographie du montage de la cavité laser.

### Stabilisation de la polarisation du champ laser

Contrairement au cas d’un laser à émission par la tranche, la polarisation de l’onde émise par un VCSEL n’est pas fixée par la structure du gain optique. Cependant, grâce à une légère dissymétrie<sup>5</sup> entre les axes cristallographiques du semiconducteur, le VCSEL possède deux états

4. VECSEL est l’acronyme de Vertical Extended Cavity Surface Emitting Laser

5. La dissymétrie peut être due aux contraintes mécaniques induites par l’empilement des puits quantiques.

propres de polarisation [80]. Généralement, les états propres sont linéaires et orientés suivant deux axes cristallographiques du VCSEL [88]. Sans aucun mécanisme de sélection préalable, les sauts de polarisation (ou la coexistence et la bistabilité des deux états de polarisation) peuvent être fréquents dans un VCSEL. Cet aspect peut être mis à profit pour réaliser des composants actifs pour la commutation optique rapide [89]. Néanmoins, il a un effet néfaste sur le bruit d'intensité de la source optique [90].

Dans le cas du 1/2-VCSEL que nous utilisons, il existe un léger dichroïsme de gain entre les directions cristallographiques [110] et [1 $\bar{1}$ 0]. Il est induit par des contraintes mécaniques locales dans le semiconducteur<sup>6</sup>. Sans aucune sélection préalable, la polarisation de l'onde optique émise fluctue dans le temps. Pour supprimer les sauts de polarisation, nous renforçons thermiquement les contraintes et donc le dichroïsme de gain déjà existant en orientant la direction cristallographique [110] suivant le grand axe de l'ellipse du faisceau de pompe sur la structure [91]. Dans ces conditions, la polarisation de l'onde émise est linéaire stable.

### Obtention d'une oscillation monomode longitudinale

Sans aucun élément spectralement sélectif dans la cavité laser, l'oscillation laser est multimode longitudinale comme l'illustre le graphe de la figure IV.4(a)). En effet, la largeur du gain

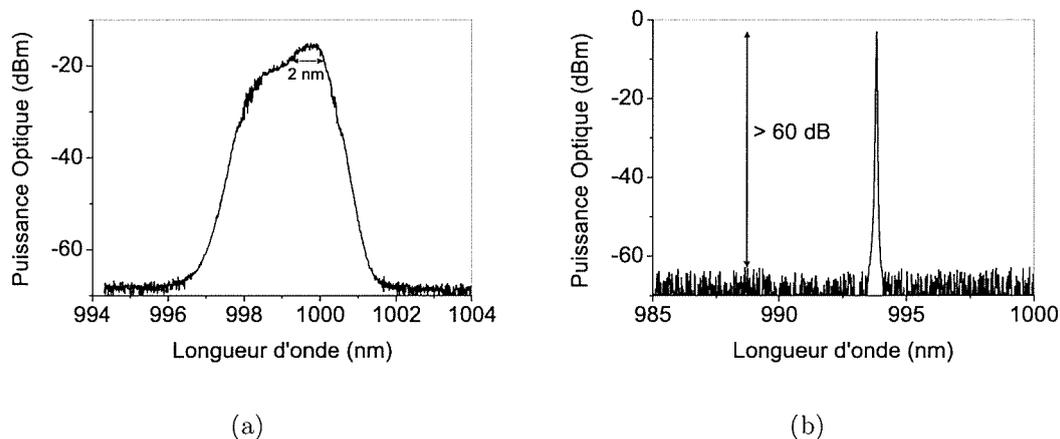


FIGURE IV.4 – Spectres optiques pour une puissance de pompe incidente égale à 1 W. RBW = 0,01 nm. (a) Sans étalon : laser multimode longitudinal. (b) Avec un étalon intracavité.

optique dans la structure 1/2-VCSEL, de l'ordre de 6 THz à la longueur d'onde  $\lambda=1 \mu\text{m}$ <sup>7</sup>, est très supérieure à l'écart en fréquences entre deux modes longitudinaux successifs, c'est-à-dire 3,4 GHz.

Pour forcer l'oscillation sur un seul mode longitudinal, nous insérons dans la cavité laser un étalon Fabry-Perot solide en silice non traité<sup>8</sup> et d'épaisseur égale à 150  $\mu\text{m}$ . Le spectre optique du laser, obtenu avec une résolution spectrale égale à 0,01 nm, montre que l'utilisation

6. Les contraintes sont dues à un léger désaccord de maille entre les différentes couches de la structure. Ces contraintes sont d'autant plus fortes que le nombre de puits quantiques est élevé

7. La largeur du gain optique est déduite du spectre de photoluminescence de la structure 1/2-VCSEL.

8. La réflectivité de l'interface air/silice vaut 4%.

de l'étalon a réduit le nombre de modes longitudinaux. En effet, la largeur du spectre optique diminue de 2 nm sans l'étalon dans la cavité à 0,01 nm avec l'étalon dans la cavité (voir la figure IV.4(b)). Par ailleurs, remarquons que le taux d'extinction de l'émission spontanée amplifiée est supérieur à 60 dB sur le spectre optique du laser avec l'étalon. Cependant, la résolution du spectre est insuffisante pour prouver l'oscillation monomode longitudinale. Nous prélevons alors une partie du faisceau laser que nous analysons avec un interféromètre Fabry-Perot confocal à balayage. L'intervalle spectral libre de ce dernier est égal à 7,5 GHz et sa finesse vaut 100. Le spectre résultant, représenté par la figure IV.5, confirme le caractère monomode longitudinal après filtrage spectral.

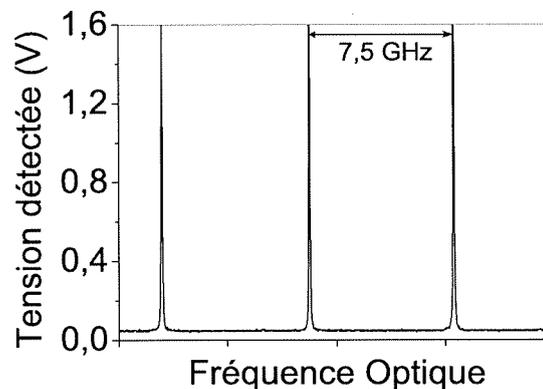


FIGURE IV.5 – Spectre optique obtenu au Fabry-Perot confocal à balayage. L'ISL du Fabry-Perot vaut 7,5 GHz et sa finesse est égale à 100.

En régime de fonctionnement multimode longitudinal, la puissance optique extraite s'élève à 140 mW pour une puissance de pompe incidente égale à 1 W. L'insertion d'un étalon solide induit des pertes supplémentaires qui augmentent le seuil d'oscillation et diminuent la puissance laser extraite. Avec l'étalon intracavité, la puissance de pompe incidente au seuil de l'oscillation laser augmente de 260 mW à 500 mW. Quant à la puissance laser extraite, elle chute de 140 mW à 50 mW.

REMARQUE :

- Le report du 1/2-VCSEL sur un substrat en SiC a légèrement dégradé l'homogénéité de la surface du gain optique. Par conséquent, la puissance optique extraite peut différer d'un point à un autre. Au mieux, nous avons pu obtenir 90 mW pour une puissance de pompe égale à 1 W. Les principaux résultats présentés dans ce chapitre sont obtenus pour une puissance optique extraite égale à 50 mW.

Nous représentons dans la figure IV.6 le montage expérimental que nous utilisons par la suite pour étudier le bruit d'intensité de la source optique de classe A monomode longitudinale obtenue. Pour supprimer toute réinjection optique dans le laser, nous plaçons un isolateur optique en sortie du laser. Le taux d'isolation optique est égal à 49 dB. Une fraction de la puissance laser est prélevée puis envoyée vers l'interféromètre Fabry-Perot confocal. Le reste de la puissance optique est couplé dans une fibre optique multimode.

Voyons maintenant si l'architecture de laser que nous avons mise en place expérimentalement a bien permis d'obtenir un laser de classe A.

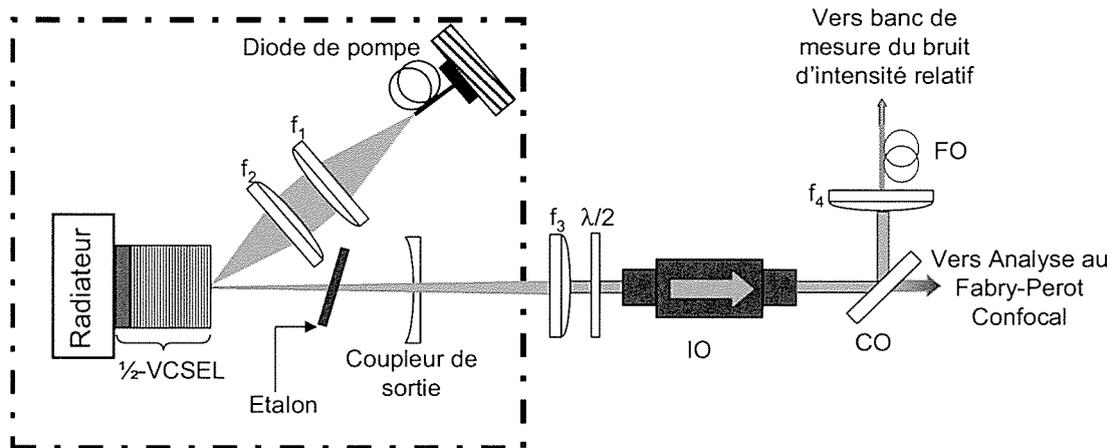


FIGURE IV.6 – Schéma du montage expérimental utilisé dans nos travaux. IO : Iso-  
lateur optique (Isolation 49 dB), CO : Coupleur Optique, FO : Fibre optique et  
 $\lambda/2$  : demi-onde.  $f_1=75$  mm,  $f_2=50$  mm  $f_3=75$  mm,  $f_4=11$  mm. Étalon : Fabry-Perot  
solide en silice non traité et d'épaisseur égale à  $150\mu\text{m}$ .

#### IV.2.d. Vérification expérimentale du comportement de classe A du laser

Pour cela, nous rappelons d'abord la limite inférieure de la durée de vie des photons dans la cavité laser puis nous étudions la fonction de transfert du laser quand nous modulons directement son taux de pompage.

##### Limite inférieure de la durée de vie des photons

Les pertes optiques maximales vues par l'onde optique dans la cavité laser sont fixées par le gain optique maximal disponible dans la structure 1/2-VCSEL. Or, ce dernier est estimé à 2%. Ainsi, la limite inférieure de la finesse de la cavité laser vaut environ 300. Rappelons l'expression de la durée de vie des photons en fonction de la finesse de la cavité et de son intervalle spectral libre :

$$\tau_p = \frac{\mathfrak{F}}{2\pi \frac{c}{L_{cav}}},$$

En appliquant l'équation précédente à la cavité laser linéaire de longueur égale à 44 mm, la limite inférieure de la durée de vie des photons est égale à 14,6 ns. D'une part, cette valeur confirme à la fois le choix de la transmission du coupleur de sortie et de la longueur de la cavité laser. D'autre part, la limite inférieure de la durée de vie des photons est bien supérieure au temps de vie des porteurs dans la structure, de l'ordre de 4 ns. Par conséquent, l'architecture de la cavité laser, basée sur une cavité de grande finesse, doit bien conduire le laser à être de classe A. Afin de vérifier cette prédiction, nous étudions dans le paragraphe suivant la fonction de transfert du laser quand on module son taux de pompage.

##### Fonction de transfert par modulation directe

Pour moduler le taux de pompage  $r$ , nous modulons directement le courant de polarisation de la diode de pompe. Nous appliquons une modulation de faible amplitude autour d'un courant moyen correspondant à  $r=2$ . Nous varions la fréquence de modulation de 10 kHz jusqu'à

40 MHz. A chaque fréquence, nous détectons la modulation de l'intensité de l'onde laser avec une photodiode en silicium (Si) de bande passante égale à 200 MHz. Nous prélevons une fraction de la puissance optique de la pompe que nous détectons avec la même photodiode<sup>9</sup>. Ensuite, nous comparons le taux de modulation du laser au taux de modulation de la pompe. Nous normalisons les données expérimentales obtenues par rapport à la valeur à 10 kHz puis nous les élevons au carré. La fonction de transfert expérimentale ainsi obtenue est représentée dans la figure IV.7.

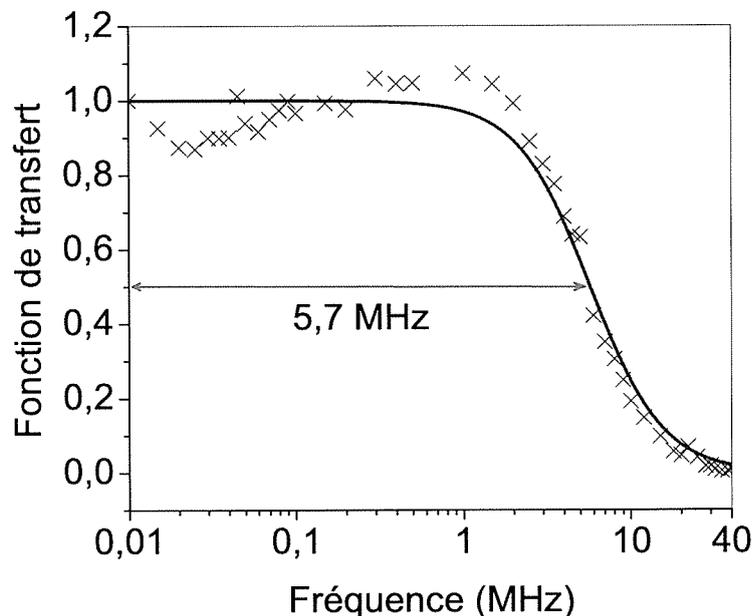


FIGURE IV.7 – Module au carré de la fonction de transfert expérimentale (données normalisées par rapport à la valeur à 10 kHz). Courbe continue : ajustement des points expérimentaux avec le module au carré de l'expression de l'équation (III.1).  
Ajustement obtenu pour  $r=2,2$  et  $\tau_p=15,1$  ns.

Tout d'abord, nous observons que la fonction de transfert expérimentale présente l'allure d'un filtre passe-bas non résonant. Pour confronter cette observation au comportement attendu d'une dynamique classe A, nous ajustons les points expérimentaux par le module au carré de la fonction de transfert théorique, issue de l'équation (III.1). Le résultat de l'ajustement, représenté dans la figure IV.7, montre un bon accord entre les points expérimentaux et l'expression théorique. La bande passante du filtre passe-bas du premier ordre obtenu est égale à 5,7 MHz. Cette largeur correspond à une durée de vie des photons égale à 15,1 ns, équivalente à 1,9 % de pertes optiques totales dans la cavité laser. Cette valeur est proche des pertes optiques maximales attendues dans la cavité, c'est-à-dire 2%.

En conclusion, le laser SC monomode longitudinal, basé sur une cavité de grande finesse, que nous avons proposé puis mis en place expérimentalement, est un laser de classe A. Il réagit

9. En pratique, nous plaçons une lame de microscope entre les deux lentilles  $f_1$  et  $f_2$  pour prélever une fraction de la puissance optique de la pompe (voir la figure IV.6). Nous focalisons ensuite cette puissance sur la photodiode Si.

comme un filtre passe-bas du premier ordre dont la bande passante est fixée par la durée de vie des photons dans la cavité.

Regardons maintenant comment se traduit le comportement dynamique de ce laser de classe A, obtenu cette fois-ci dans une cavité courte de grande finesse, sur le bruit d'intensité relatif de la source optique.

#### IV.2.e. Bruit d'intensité relatif du laser

Dans un premier temps, précisons les conditions expérimentales dans lesquelles nous caractérisons le bruit d'intensité relatif du laser. Nous fixons le taux de pompage à  $r=2$ , correspondant à une puissance laser extraite égale à 50 mw. Nous analysons en continu le spectre optique du laser à l'interféromètre Fabry-Perot confocal à balayage (voir le schéma expérimental de la figure IV.6) afin de nous assurer que le laser reste monomode longitudinal. Nous utilisons le banc de mesure de *RIN* décrit dans l'annexe B pour caractériser le bruit d'intensité relatif du laser. La photodiode de ce banc est optimisée pour fonctionner autour de  $1,5 \mu\text{m}$ . A cette longueur d'onde, son rendement vaut  $0,8 \text{ A/W}$  et sa réponse électrique est linéaire sur 20 GHz pour un photocourant moyen allant jusqu'à 10 mA. Cependant, le rendement de cette photodiode chute à  $0,4 \text{ A/W}$  à  $\lambda=1 \mu\text{m}$  et sa réponse électrique devient non-linéaire pour un photocourant mesuré supérieur à 2 mA. Par conséquent, nous atténuons la puissance optique disponible à l'entrée de la photodiode pour limiter le photocourant moyen à 1 mA. Nous retiendrons cette valeur de photocourant dans toute la suite du chapitre.

Nous présentons d'abord le *RIN* du laser aux basses fréquences, c'est-à-dire de 10 kHz jusqu'à 500 MHz.

##### *RIN* aux basses fréquences

Pour calibrer la mesure de *RIN* aux basses fréquences, nous utilisons une source blanche à incandescence (Oriel) dont le bruit d'intensité est égal au bruit de grenaille sur une large bande de fréquences et en particulier de 10 kHz jusqu'à 500 MHz. Une mesure typique du spectre de *RIN* du VECSEL aux basses fréquences est reproduite dans la figure IV.8. Nous représentons sur le même graphe le niveau attendu du bruit de grenaille relatif pour un photocourant moyen égal à 1 mA. Comme attendu, le spectre de *RIN* aux basses fréquences ne présente pas d'excès de bruit lié à une éventuelle présence des oscillations de relaxation. En revanche, le *RIN* du laser est blanc aux fréquences supérieures à 100 MHz, coïncidant avec le bruit de grenaille relatif du photocourant mesuré. Ce dernier étant à 1 mA, le plancher du bruit de grenaille relatif vaut  $-155 \text{ dB/Hz}$ . Nous en déduisons alors que le *RIN* du laser est inférieur à cette limite aux fréquences supérieures à 100 MHz. En dessous de 100 MHz, le laser présente du bruit d'intensité en excès allant jusqu'à  $-126 \text{ dB/Hz}$  à 10 kHz. Cet excès de bruit présente l'allure d'un filtre passe-bas, reflétant le comportement caractéristique d'un laser de classe A.

En conclusion, l'élimination adiabatique des porteurs dans un laser de classe A, basé sur une cavité de grande finesse, conduit à un *RIN* limité au bruit de grenaille, c'est-à-dire  $-155 \text{ dB/Hz}$ , sur une bande de fréquences allant de 100 MHz jusqu'à 500 MHz. A des fréquences inférieures à la bande passante du laser (de l'ordre de 6 MHz pour  $r=2$ ), nous mesurons un bruit d'intensité 30 dB au dessus du plancher du bruit de grenaille relatif. Le bruit d'intensité en excès s'amortit comme un filtre passe-bas en fonction de la fréquence électrique.

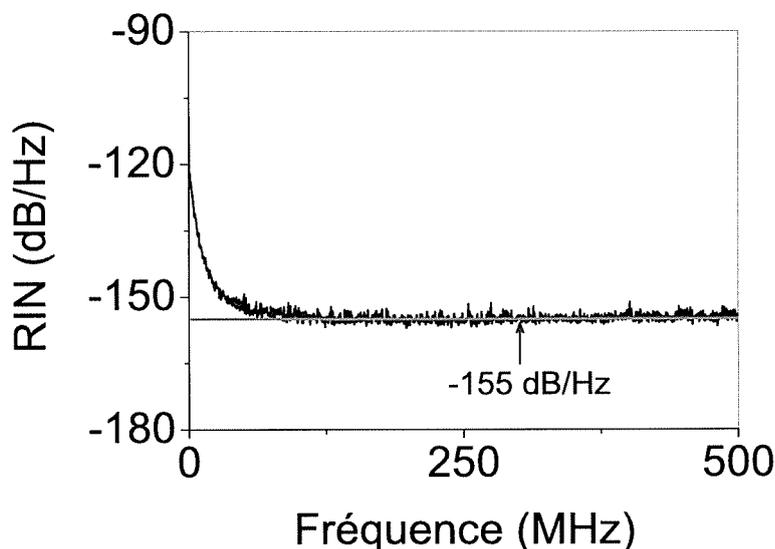


FIGURE IV.8 – Spectre typique de  $RIN$  du laser de classe A basé sur une cavité de grande finesse mesuré de 10 kHz à 500 MHz. le photocourant de la mesure vaut à 1 mA. RBW=10 kHz. Ligne continue à -155 dB/Hz : le plancher du bruit de grenaille relatif correspondant à 1 mA.

Le filtrage du bruit d'intensité relatif par la dynamique de classe A devra s'étendre à des fréquences supérieures à 500 MHz. C'est ce que nous allons explorer dans le paragraphe suivant.

### ***RIN* sur la bande de fréquences utile aux applications RADAR**

Ici, nous utilisons un laser Nd :YAG commercial pour calibrer la mesure de  $RIN$  sur une bande passante allant de 100 MHz jusqu'à 18 GHz. Rappelons qu'un laser Nd :YAG est un laser de classe B à milieu actif solide dans lequel la durée de vie de l'inversion de population vaut 240  $\mu$ s. Par conséquent, la fréquence de ses oscillations de relaxation est de l'ordre de quelques centaines de kHz. Elle vaut 230 kHz pour le laser que nous utilisons. Au delà de cette fréquence, son  $RIN$  s'amortit avec une pente égale à 40 dB/décade. Par conséquent, son bruit d'intensité devient vite limité par le bruit de grenaille. Dans le cas particulier du laser Nd :YAG que nous utilisons, son bruit d'intensité est égal au bruit de grenaille relatif à des fréquences supérieures à 5 MHz. Ce laser, monomode longitudinal, émet jusqu'à 300 mW autour de 1064 nm. Nous l'atténuons pour limiter le photocourant de la calibration à 1 mA.

Une mesure typique du  $RIN$  de notre VECSEL, calibrée ainsi, est représentée dans la figure IV.9. Nous représentons sur le même graphe le plancher du bruit de grenaille relatif. Ce dernier vaut -155 dB/Hz pour un photocourant moyen mesuré égal à 1 mA.

Conformément à notre attente, la suppression des oscillations de relaxation se traduit par un spectre de  $RIN$  blanc sur la quasi-totalité de la bande de fréquences de 100 MHz jusqu'à 18 GHz. Le plancher de  $RIN$  coïncide avec le bruit de grenaille relatif du photocourant mesuré, c'est-à-dire -155 dB/Hz, à l'exception de trois pics de bruit à 3,4 GHz, 6,8 GHz et 10,2 GHz. Ces pics de bruit correspondent au battement entre le mode laser et l'émission spontanée amplifiée résiduelle contenue dans les modes longitudinaux adjacents. Par conséquent, leurs fréquences

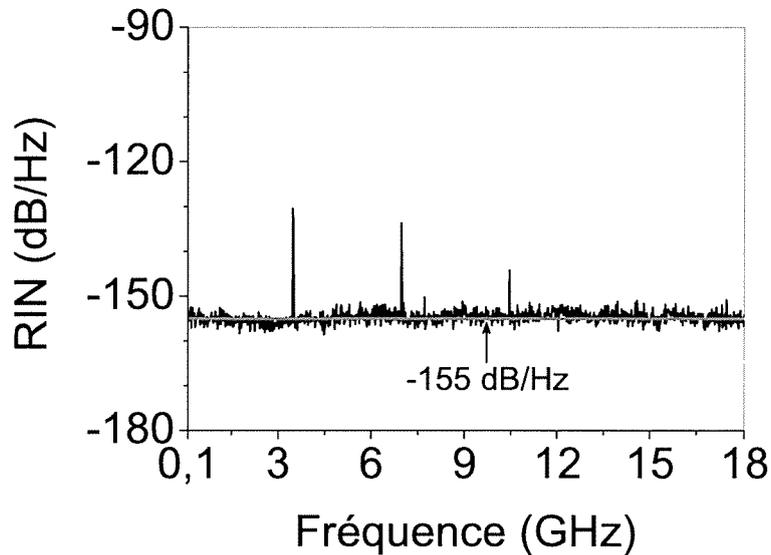


FIGURE IV.9 – Spectre typique du  $RIN$  du laser de classe A basé sur une cavité de grande finesse mesuré de 100 MHz jusqu'à 18 GHz. Le photocourant de la mesure vaut 1 mA. RBW=3 MHz. Ligne continue à -155 dB/Hz : le plancher du bruit de grenaille relatif correspondant à 1 mA mesuré.

correspondent aux harmoniques de l'ISL de la cavité laser ( $c/L_{cav}=3,4$  GHz). Ce phénomène est aussi présent dans le laser commercial Nd :YAG que nous utilisons pour la calibration de la mesure de  $RIN$ <sup>10</sup>. Ce dernier est pourtant réputé être limité au bruit de grenaille relatif sur une large bande de fréquences (voir la figure IV.10).

Intéressons-nous au pic de bruit à 3,4 GHz dans le cas du laser VECSEL. Pour cela, nous mesurons le  $RIN$  autour de cette fréquence sur une fenêtre spectrale de largeur égale à 50 MHz. Le résultat de cette mesure, faite pour  $r = 1, 2$ , est reproduit dans la figure IV.11.

L'amplitude du pic de bruit à 3,4 GHz est 25 dB au dessus du plancher du bruit de grenaille. Cependant, nous remarquons que l'émission spontanée amplifiée responsable de cet excès de bruit est efficacement filtrée par la cavité laser. En effet, la largeur à mi-hauteur du pic à 3,4 GHz vaut 50 kHz. Cette largeur est estimée en ajustant la courbe expérimentale par une fonction Lorentzienne (voir la figure IV.11). Il est important de mentionner que le spectre de la figure IV.11 est obtenu pour un faible taux de pompage ( $r=1,2$ ). En augmentant le taux de pompage du VECSEL, nous observons une modification du spectre du pic de bruit à 3,4 GHz due à des effets liés à la saturation du gain optique dans le 1/2-VCSEL. Ces observations sont décrites en Annexe C.

Par ailleurs, nous observons que l'amplitude du bruit d'intensité en excès diminue aux harmoniques d'ordre supérieur comme l'illustre le spectre de la figure IV.9. En effet, comme les pertes de l'étalon augmentent quand on s'éloigne de la fréquence du mode qui oscille, l'amplitude des pics observés décroît au fur et à mesure. La comparaison de la hauteur de chacun de ces pics au niveau du bruit de grenaille relatif va nous permettre de mesurer le taux d'extinction

10. Nous supprimons ces pics numériquement quand le laser Nd :YAG est utilisé pour la calibration du banc de mesure de  $RIN$ .

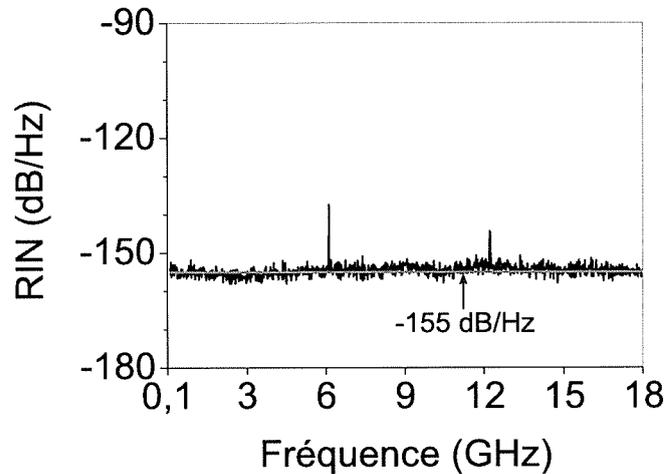


FIGURE IV.10 – Spectre typique du  $RIN$  du laser Nd :YAG commercial utilisé pour la calibration du bande de mesure de  $RIN$  de 100 MHz à 18 GHz. Le photocourant de la mesure vaut 1 mA.  $RBW=3$  MHz. Les pics sont à : 6,1 GHz et 12,2 GHz.

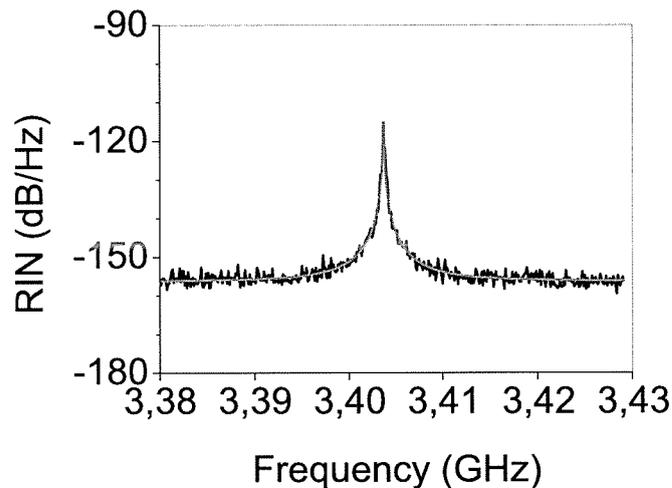


FIGURE IV.11 – Zoom autour du pic de bruit à 3,4 GHz pour un taux de pompage de 1,2. Le photocourant de la mesure est égal à 1 mA.  $RBW = 30$  kHz. La courbe en gris représente une fonction lorentzienne de largeur à mi-hauteur égale à 50 kHz.

du mode latéral correspondant. Remarquons que la mesure des taux d'extinction des modes latéraux est inaccessible à partir des spectres optiques représentés dans les figures IV.4(b) et IV.5. Nous dédions alors le paragraphe suivant à la mesure des taux d'extinction des modes latéraux à partir du spectre de  $RIN$  de la figure IV.9.

### Déduction du taux d'extinction des modes latéraux

Rappelons que le SMSR du mode latéral d'ordre  $p$  est défini par le rapport entre l'intensité optique contenue dans le mode latéral à la fréquence  $\nu_p$  et l'intensité optique contenue dans le mode central à la fréquence  $\nu_0$  où  $\nu_p = \nu_0 + p \frac{c}{L_{cav}}$ . Comme nous l'avons vu au paragraphe III.6.b. du chapitre III, la comparaison de l'amplitude du battement électrique à  $p \frac{c}{L_{cav}}$  à la puissance électrique du bruit de grenaille permet d'estimer le taux d'extinction du mode latéral d'ordre  $p$ . Dans ces conditions, l'expression de  $SMSR_{p,exp}$  est donnée par :

$$SMSR_{p,exp} = \frac{P_p q RBW}{2 \langle I_{ph} \rangle P_{shot}},$$

où  $P_p$  est la puissance électrique du battement entre le mode latéral d'ordre  $p$  et le mode qui oscille,  $P_{shot}$  est la puissance électrique correspondant au bruit de grenaille et  $\langle I_{ph} \rangle$  est le photocourant moyen mesuré. Ici, nous estimons le taux d'extinction des modes latéraux à partir du spectre de  $RIN$  reproduit dans la figure IV.9. Or, le  $RIN$  à la fréquence  $p \frac{c}{L_{cav}}$ , noté  $RIN_p$ , est proportionnel à la puissance électrique du battement d'ordre  $p$  :

$$P_p = RIN_p \langle I_{ph}^2 \rangle RBW. \quad (IV.3)$$

De même, le bruit de grenaille relatif,  $RSN$ , est proportionnel à  $P_{shot}$  :

$$P_{shot} = RSN \langle I_{ph}^2 \rangle RBW. \quad (IV.4)$$

Par conséquent, l'expression du taux d'extinction expérimental  $SMSR_{p,exp}$  quand il est déduit du spectre de la figure IV.9 est donnée par :

$$SMSR_{p,exp} = \frac{RIN_p q RBW}{2 \langle I_{ph} \rangle RSN}, \quad (IV.5)$$

Finalement, en utilisant l'équation précédente, nous déduisons que le taux d'extinction du mode longitudinal voisin au mode laser vaut 73 dB. Cette valeur confirme que le laser est parfaitement monomode longitudinal. Les taux d'extinction des modes latéraux à 6,8 GHz et 10,2 GHz du mode central valent respectivement 77 dB et 87 dB. Ainsi, l'amplitude des modes latéraux est largement inférieure à l'amplitude du mode qui oscille, illustrant l'efficacité du filtrage de la cavité laser. Cependant, en dépit de la forte extinction des modes latéraux, l'émission spontanée amplifiée résiduelle engendre des pics de bruit

### Conclusion

En conclusion, le bruit d'intensité relatif de notre VECSEL est limité au bruit de grenaille relatif sur une large bande passante s'étendant de 100 MHz jusqu'à 18 GHz. Ici, la limite du bruit de grenaille relatif est à -155 dB/Hz car nous mesurons un photocourant moyen égal à 1 mA. Ainsi, nous montrons expérimentalement que la dynamique classe A, obtenue dans une cavité de grande finesse, permet bien d'obtenir une source optique à très faible bruit d'intensité. Cependant, le VECSEL présente du bruit d'intensité en excès à des fréquences particulières du spectre. D'une part, le  $RIN$  est au dessus de la limite quantique standard aux fréquences inférieures à 100 MHz. D'autre part, l'émission spontanée amplifiée résiduelle engendre des remontées de bruit aux fréquences multiples des harmoniques de l'ISL de la cavité .

L'excès du bruit d'intensité aux basses fréquences s'élève jusqu'à 30 dB au-dessus de la limite quantique standard. Par ailleurs, le bruit mesuré présente l'allure d'un filtre passe-bas.

On reconnaît donc un spectre de bruit typique d'un laser de classe A. Dans ce cas, nous allons déterminer ce qui fixe l'amplitude et la largeur de ce bruit.

D'autre part, le bruit d'intensité en excès aux fréquences harmoniques de  $c/L_{cav}$  reflète l'efficacité du filtrage de la cavité laser. En effet, nous avons vu que la largeur du pic de bruit à 3,4 GHz est de l'ordre de 50 kHz. De plus, les taux d'extinction des modes latéraux sont supérieurs à 74 dB. Intuitivement, on pourrait penser que le taux d'extinction du mode latéral d'ordre  $p$  serait donné par le produit des transmissions du Fabry-Perot de grande finesse de la cavité laser (99,9% le miroir de Bragg et 99% le miroir diélectrique) et de l'étalon intracavité de faible finesse (4% de réflectivité par facette). Dans ce cas, le taux d'extinction du mode latéral d'ordre  $p$  devra être largement inférieur aux valeurs estimées expérimentalement. Ainsi, il est nécessaire de tenir compte des effets du gain optique et du filtrage aux fréquences de tous les modes longitudinaux de la cavité laser afin de mieux comprendre le mécanisme générant l'excès de bruit aux fréquences harmoniques de  $c/L_{cav}$ . Dans ce cas, quels sont les paramètres de la cavité laser qui influent directement sur cet excès de bruit ?

Nous tenterons de répondre à l'ensemble de ces interrogations dans la partie suivante de ce chapitre. Pour cela, nous proposons un modèle semi-classique pour la description du bruit d'intensité du laser de classe A basé sur une cavité de grande finesse.

### IV.3 Modèle théorique pour la description du *RIN* du laser de classe A basé sur une cavité de grande finesse

Plusieurs modèles ont déjà été proposés pour prédire le bruit d'intensité d'un laser de classe A [12, 92, 93]. Cependant, comme nous l'avons vu dans la partie précédente, même si le VECSEL est parfaitement monomode longitudinal, nous devons tenir compte de l'émission spontanée amplifiée contenue dans les modes longitudinaux qui n'oscillent pas. Ainsi, il est nécessaire d'utiliser un modèle analytique permettant de décrire les fluctuations du champ optique aux différents modes longitudinaux de la cavité laser. Dans la partie suivante, nous proposons de mettre au point un modèle semi-classique décrivant la dynamique du laser VECSEL. Ce modèle inclut les variations de l'amplitude du champ optique aux différents modes longitudinaux de la cavité laser ainsi que les variations de l'inversion de population dans le 1/2-VECSEL. L'émission spontanée amplifiée est prise en compte en utilisant le formalisme des forces de Langevin.

#### IV.3.a. Equations de Langevin d'évolutions temporelles du VECSEL

La dynamique du VECSEL est décrite par les équations couplées décrivant l'évolution temporelle du champ électrique dans la cavité laser et de la densité de porteurs dans le gain optique. Ici, nous développons le champ électrique,  $\vec{E}$ , sur la base discrète des modes longitudinaux d'ordre  $p$  de la cavité laser :

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \sum_p \vec{U}(x, y, z) A_p(t) e^{i(2\pi\nu_p t - k_p z)} + c.c., \quad (\text{IV.6})$$

où  $A_p$  est l'amplitude complexe lentement variable du mode longitudinal d'ordre  $p$  à la fréquence  $\nu_p$ .  $k_p$  est le nombre d'onde égal à  $p \frac{2\pi}{L_{cav}}$ .  $\vec{U}(x, y, z)$  donne la structure spatiale lentement variable de l'amplitude complexe du mode d'ordre  $p$ . Le complexe conjugué est noté c.c..

Les équations de Langevin d'évolution des amplitudes complexes  $A_p$  des modes du champ laser ainsi que celle du nombre de porteurs dans le 1/2-VCSEL sont les suivantes [94, 95] :

$$\frac{dA_p}{dt} = \frac{-\gamma_p}{2} A_p + \frac{K}{2} N A_p + \xi_p(t), \quad (\text{IV.7})$$

$$\frac{dN}{dt} = \gamma_e (N_p - N) - \frac{2\sigma}{h\nu} N \sum_p |A_p|^2 + F_N(t), \quad (\text{IV.8})$$

où  $\gamma_p$  est le taux d'amortissement dans la cavité de l'intensité du mode longitudinal d'ordre  $p$ .  $K$  est le taux d'émission stimulée donné par  $K = \sigma/cV_{cav}$ , où  $\sigma$  est la section efficace de la transition laser et  $V_{cav}$  est le volume occupé par le champ laser dans la cavité. Notons que le gain optique dans le 1/2-VCSEL est large (20 nm) en comparaison à la bande de fréquences utile considérée, qui vaut 18 GHz. Ainsi, nous considérons que  $K$  est indépendant de  $p$ . Par ailleurs, nous supposons que le gain optique dans le 1/2-VCSEL est à élargissement strictement homogène. Afin de garder notre approche la plus simple possible, nous traiterons les puits quantiques comme un système atomique à quatre niveaux où  $\gamma_e$  est le temps de décroissance de l'inversion de population et  $\gamma_e N_p$  est le taux de création de porteurs par la pompe.  $h$  est la constante de Planck.  $\xi_p(t)$  est la force Langevin complexe représentant l'amplitude de l'émission spontanée tombant dans le mode d'ordre  $p$ . Quant à  $F_N$ , elle représente l'amplitude aléatoire complexe de la force de Langevin alimentant les fluctuations du nombre de porteurs. Comme l'émission spontanée est émise avec une phase aléatoire, ces amplitudes  $\xi_p$  et  $F_N$  sont à tout instant de moyennes nulles. Nous reviendrons sur la puissance de l'émission spontanée plus loin dans cette partie.

Contrairement au gain optique, les pertes optiques diffèrent selon l'ordre  $p$  du mode longitudinal considéré. En effet, la cavité laser contient un étalon dont la transmission  $T$  dépend de la fréquence optique  $\nu$  :

$$T(\nu) = \left[ 1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \left( \frac{2\pi\nu e_{opt}}{c} \right) \right]^{-1}, \quad (\text{IV.9})$$

où  $e_{opt}$  et  $R$  sont respectivement l'épaisseur optique de l'étalon et la réflectivité de ses faces. A résonance, la transmission du filtre est maximale égale à 1. Nous supposons que le mode central à la fréquence  $\nu_0$  coïncide avec le maximum de transmission de l'étalon. Ainsi, la transmission de l'étalon est inférieure à 1 aux fréquences des modes latéraux d'ordre  $p \neq 0$ . Par conséquent, le taux d'amortissement  $\gamma_p$  du mode latéral d'ordre  $p$  est supérieur au taux d'amortissement du mode central ayant les plus faibles pertes. D'où :

$$\gamma_p = \gamma_{cav} + \delta\gamma_p = \gamma_{cav} + \frac{c}{L_{cav}} 2 [1 - T(\nu_p)], \quad (\text{IV.10})$$

où  $L_{cav}$  est la longueur optique sur un aller-retour des photons dans la cavité (soit deux fois la longueur optique de la cavité). Dans l'équation précédente, nous avons utilisé le fait que les pertes optiques dans la cavité sont très faibles, i.e. de l'ordre du pourcent. En raison du caractère homogène du gain, les modes longitudinaux d'ordre  $p \neq 0$  sont inhibés par les pertes additionnelles de l'étalon. Les amplitudes  $A_p$  sont à moyennes nulles :

$$\langle A_p \rangle = 0, \quad (\text{IV.11})$$

pour  $p \neq 0$ .

Au-dessus du seuil de l'oscillation laser, seul le mode central d'ordre  $p = 0$  oscille. Les solutions

stationnaires des équations IV.7 et IV.8 sont :

$$\langle N \rangle = \frac{\gamma_{cav}}{K} \equiv N_0, \quad (IV.12)$$

$$\langle A_0 \rangle = \frac{\gamma_e}{2\sigma} h\nu (r - 1), \quad (IV.13)$$

où  $r$  est le taux de pompage défini  $r = N_p/N_0$  et  $N_0$  est le nombre de porteurs au seuil.

En définitive, une description rigoureuse du champ optique dans la cavité laser doit inclure des équations séparées portant d'une part sur le mode qui oscille et d'autre part sur les modes qui n'oscillent pas. Nous introduisons alors des petites fluctuations  $a_0$ ,  $a_p$  et  $n$  autour des solutions stationnaires précédemment décrites :

$$A_0(t) = \langle A_0 \rangle + a_0(t) e^{i\phi_0(t)}, \quad (IV.14)$$

$$A_p(t) = a_p(t) e^{i\phi_p(t)}, \quad (IV.15)$$

$$N(t) = N_0 + n(t), \quad (IV.16)$$

où nous avons séparé les phases optiques  $\phi_0$  et  $\phi_p$  des amplitudes réelles  $a_0$  et  $a_p$ . En injectant les équations (IV.14), (IV.15) et IV.16 dans les équations couplées (IV.7) et (IV.8) et en ne gardant que les termes du premier ordre, le système d'équations couplées (IV.7) et (IV.8) devient :

$$\frac{da_0}{dt} = \frac{K}{2} \langle A_0 \rangle n + \xi'_0(t), \quad (IV.17)$$

$$\frac{da_p}{dt} = \frac{-\delta\gamma_p}{2} a_p + \xi'_p(t), \quad (IV.18)$$

$$\frac{dn}{dt} = -r\Gamma n - \gamma_{cav} \frac{2\Gamma}{K} (r - 1) \frac{a_0}{\langle A_0 \rangle} + F_N(t), \quad (IV.19)$$

où  $\xi'_0(t) = Re[\xi_0(t) e^{-i\phi_0(t)}]$  et  $\xi'_p(t) = Re[\xi_p(t) e^{-i\phi_p(t)}]$ .

Nous déduisons des équations précédentes que, d'une part les fluctuations de l'amplitude du mode oscillant  $a_0(t)$  et celle du nombre de porteurs  $n(t)$  constituent un système couplé fermé. Ce système est indépendant des fluctuations d'amplitude des modes non-oscillants,  $a_p(t)$ . D'autre part, les fluctuations  $a_p(t)$  sont découplées des autres variables du système et peuvent donc être étudiées séparément. Par conséquent, par la suite, nous utilisons les équations couplées (IV.17) et (IV.19) pour décrire le bruit d'intensité relatif du mode central. Ensuite, nous nous baserons sur l'équation (IV.18) pour décrire les bruits d'intensité aux fréquences des modes latéraux.

### IV.3.b. *RIN* à la fréquence du mode central

Ici, la composante du champ optique à la fréquence du mode central est décrite en utilisant le nombre de photons  $N_{ph}$  dans le mode.  $N_{ph}$  est lié à l'amplitude du mode qui oscille par la relation suivante :

$$N_{ph} = \frac{V_{cav}}{c} \frac{2 \langle A_0 \rangle^2}{h\nu_0} \quad (IV.20)$$

En utilisant cette notation, les équations de Langevin d'évolution temporelles du nombre de photons dans le mode central et du nombre de porteurs sont :

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = -\gamma_{cav} N_{ph} + K N N_{ph} + F_{N_{ph}}(t), \quad (IV.21)$$

$$\frac{dN}{dt} = \gamma_e (N_p - N) - K N N_{ph} + F_N(t). \quad (IV.22)$$

Les solutions à l'état stationnaire des équations précédentes sont les suivantes :

$$N_{ph0} \equiv \langle N_{ph} \rangle = \frac{\gamma_e}{K} (r - 1), \quad (IV.23)$$

$$N_0 = \frac{\gamma_{cav}}{K}. \quad (IV.24)$$

$F_{N_{ph}}$  est le terme de force de Langevin décrivant l'émission spontanée alimentant le nombre de photons  $N_{ph}$ . Sa densité spectrale de puissance est proportionnelle au nombre de photons moyen dans le mode qui oscille :

$$W_{F_{N_{ph}}}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle F_{N_{ph}}(t) F_{N_{ph}}(t + \tau) \rangle e^{2i\pi f\tau} d\tau = 2\gamma_{cav} N_{ph0}. \quad (IV.25)$$

Quant au terme de force de Langevin pour le nombre de porteurs, il décrit l'influence de l'émission spontanée ainsi que le caractère aléatoire de la relaxation du nombre de porteurs. Sa densité spectrale de puissance est :

$$W_{F_N}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle F_N(t) F_N(t + \tau) \rangle e^{2i\pi f\tau} d\tau = 2(\gamma_{cav} N_{ph0} + \gamma_e N_0), \quad (IV.26)$$

De plus, la densité spectrale de puissance croisée des deux forces de Langevin est :

$$W_{F_N F_{N_{ph}}}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle F_N(t) F_{N_{ph}}(t + \tau) \rangle e^{2i\pi f\tau} d\tau = -2\gamma_{cav} N_{ph0}. \quad (IV.27)$$

De manière analogue au paragraphe précédent, nous nous intéressons aux fluctuations des deux variables  $N$  et  $N_{ph}$  autour de leurs états stationnaires en écrivant :

$$\begin{aligned} N_{ph}(t) &= N_{ph0} + n_{ph}(t), \\ N(t) &= N_0 + n(t). \end{aligned}$$

Nous injectons ces fluctuations dans les équations de Langevin (IV.21) et (IV.22). Ensuite, on en prend les transformées de Fourier qui s'écrivent :

$$i2\pi f \tilde{n}_{ph} + (r - 1) \gamma_e \tilde{n} = -\tilde{F}_{N_{ph}}, \quad (IV.28)$$

$$\gamma_{cav} \tilde{n}_{ph} + (r\Gamma - i2\pi f) \tilde{n} = \tilde{F}_N. \quad (IV.29)$$

En éliminant  $\tilde{n}$  dans les équations (IV.28) et (IV.29) et en utilisant les densités spectrales de puissance des termes de Langevin, nous obtenons la densité spectrale de puissance des fluctuations du nombre de photons du mode qui oscille :

$$S_{n_{ph}}(f) = \frac{4\gamma_{cav} \left[ \left( (2\pi f)^2 + \gamma_e^2 \right) N_{ph0} + \gamma_e K N_{ph0}^2 \right]}{\left[ (2\pi f)^2 - (r - 1) \gamma_{cav} \gamma_e \right]^2 + r^2 (2\pi f)^2 \gamma_e^2}. \quad (IV.30)$$

Finalement, le bruit d'intensité relatif, représentant les fluctuations du nombre de photons dans le mode qui oscille, s'écrit ainsi :

$$RIN_0(f) = \frac{S_{n_{ph}}(f)}{N_{ph0}^2} = \frac{4\gamma_m \gamma_{cav} h\nu_0}{P_{out}} \frac{\left[ \left( (2\pi f)^2 + \gamma_e^2 r \right) \right]}{\left[ (2\pi f)^2 - (r - 1) \gamma_{cav} \gamma_e \right]^2 + r^2 (2\pi f)^2 \gamma_e^2}, \quad (IV.31)$$

où  $\gamma_m$  est le taux de décroissance du nombre de photons dû à la transmission du coupleur de sortie de la cavité.  $P_{out}$  est la puissance optique extraite du laser pour un taux de pompage  $r$ .  $P_{out}$  est proportionnelle au nombre de photons moyen dans la cavité laser :

$$P_{out} = N_{ph0} \gamma_m h \nu_0. \quad (IV.32)$$

Jusqu'à présent, nous avons décrit le bruit d'intensité du mode qui oscille dans le cas général, c'est-à-dire sans tenir compte du fait que notre VECSEL est de classe A. Or, rappelons qu'un laser est dit de classe A quand la durée de vie des photons est bien plus longue que celle de l'inversion de population, soit pour  $\gamma_{cav} \ll \gamma_e$ . Ainsi, l'expression du *RIN* issue de l'équation (IV.31) se simplifie ainsi dans le cas d'un laser de classe A :

$$RIN_0(f) \cong \frac{4\gamma_m \gamma_0 h \nu_0}{P_{out}} \frac{1}{(2\pi f)^2 + \gamma_{cav}^2 \left(\frac{r-1}{r}\right)^2} \left[ \frac{(2\pi f)^2 + r\gamma_e^2}{(2\pi f)^2 + r^2\gamma_e^2} \right]. \quad (IV.33)$$

Remarquons que l'expression du bruit d'intensité relatif comprend deux termes qui dépendent de la fréquence  $f$ . Le premier terme correspond à un filtre du premier ordre décrit par une fonction lorentzienne. Quant au second terme (placé entre deux crochets), il est égal à  $1/r$  aux fréquences inférieures à  $\gamma_e/2\pi$  puis converge vers 1 aux fréquences supérieures. Par conséquent, comme  $\gamma_e \gg \gamma_{cav}$  dans le cas du VECSEL, nous pouvons considérer que la distribution spectrale du *RIN* du VECSEL est proprement décrite par le premier terme de l'équation (IV.33). Ainsi, le spectre en fréquence du *RIN* est lorentzien, représentant un filtre passe-bas du premier ordre. La largeur à mi-hauteur de ce filtre dépend à la fois du taux de décroissance du nombre de photons,  $\gamma_{cav}$ , et du taux de pompage  $r$  :

$$\Delta f_{RIN} = \frac{\gamma_{cav} r - 1}{2\pi r}. \quad (IV.34)$$

Notons que la largeur du *RIN* aux basses fréquences, donnée par  $\Delta f_{RIN}$ , est aussi la bande passante de la fonction de transfert du laser de classe A quand on le module directement (voir le paragraphe III.2.b.).

L'expression du *RIN*, établie dans l'équation (IV.33), décrit le bruit d'intensité relatif du laser sur une large bande de fréquences. Cependant, nous avons vu précédemment que seule l'émission spontanée amplifiée contenue dans les modes latéraux engendre du bruit d'intensité en excès aux fréquences harmoniques de  $c/L_{cav}$ . Ainsi, l'expression issue de l'équation (IV.33) ne permet pas de décrire le *RIN* autour des fréquences harmoniques de l'ISL de la cavité. Intéressons-nous alors à l'excès de bruit aux fréquences des modes latéraux dans le paragraphe suivant.

### IV.3.c. *RIN* aux fréquences des modes latéraux

Rappelons l'équation de Langevin d'évolution temporelle de l'amplitude de la composante du champ optique à la fréquence du mode latéral d'ordre  $p$ .

$$\frac{da_p}{dt} = \frac{-\delta\gamma_p}{2} a_p + \xi'_p(t).$$

Les fluctuations d'amplitude du mode latéral d'ordre  $p$  sont amplifiées par le terme de Langevin  $\xi'_p(t)$  puis amorties par les pertes additionnelles de l'étalon, c'est-à-dire  $2(1 - T_p)$ .

Penchons-nous d'abord sur le terme de Langevin. Ce dernier a les mêmes caractéristiques que

$\xi'_0(t)$ . Or,  $\xi'_0(t)$  est la partie réelle de  $\xi_0(t) e^{-i\phi_0(t)}$ . Ainsi, il possède les mêmes propriétés statistiques que  $\xi_0(t)$ . En utilisant la définition de la fonction d'autocorrélation issue de l'équation (I.26), nous obtenons :

$$\Gamma_{\xi'_0} = \frac{1}{2} \Gamma_{\xi_0}. \quad (\text{IV.35})$$

Nous supposons que l'approche stipulant que le *taux d'émission spontanée est le taux d'émission stimulée en présence d'un photon dans le mode* s'applique aussi bien dans le cas du mode central (qui oscille) que le dans le cas des modes latéraux (qui n'oscillent pas). Ainsi, la densité spectrale de puissance du terme de Langevin  $\xi'_p(t)$  est la suivante :

$$W_{\xi'_p}(f) = \frac{\gamma_{cav} \langle A_0^2 \rangle}{2 N_{ph_0}}. \quad (\text{IV.36})$$

Afin d'obtenir le spectre des fluctuations d'amplitude du mode latéral d'ordre  $p$ , nous prenons d'abord la transformée de Fourier de l'équation (IV.18). Ensuite, nous déduisons la densité spectrale de puissance de  $a_p(t)$  :

$$W_{a_p}(f) = \frac{\gamma_{cav} \langle A_0^2 \rangle}{2 N_{ph_0}} \frac{1}{(2\pi f)^2 + (\delta\gamma_p/2)^2}. \quad (\text{IV.37})$$

Regardons maintenant comment s'écrit le bruit d'intensité relatif aux fréquences harmoniques de l'ISL de la cavité laser. Le bruit d'intensité en excès à la fréquence  $p c/L_{cav}$  est la résultante du battement du mode central avec les modes d'ordre  $p$  et  $-p$ . En supposant que les pertes additionnelles de l'étalon sont symétriques par rapport à la fréquence du mode central, le bruit d'intensité relatif autour de la fréquence  $p c/L_{cav}$  s'écrit ainsi :

$$RIN_p(\delta f + p c/L_{cav}) = \frac{W_{a_p}(\delta f) + W_{a_{-p}}(-\delta f)}{\langle A_0^2 \rangle}, \quad (\text{IV.38})$$

où  $\delta f \ll c/L_{cav}$ .

En utilisant l'équation (IV.37), nous obtenons :

$$RIN_p(\delta f + p c/L_{cav}) = \frac{\gamma_m \gamma_{cav} h\nu_0}{P_{out}} \frac{1}{(2\pi\delta f)^2 + (\delta\gamma_p/2)^2}. \quad (\text{IV.39})$$

Notons que le spectre de l'excès de bruit est lorentzien avec une largeur totale à mi-hauteur égale à  $\delta\gamma_p/2\pi$ . Ainsi, seules les pertes additionnelles de l'étalon, soit  $2(1 - T_p)$ , contrôlent la largeur du pic de bruit à  $p c/L_{cav}$ . Regardons maintenant ce qu'il en est de l'amplitude de cet excès de bruit.

Tout d'abord, vérifions que l'excès de bruit décrit par l'équation (IV.38) est supérieur à la limite quantique standard. Rappelons que cette limite est donnée par le bruit de grenaille relatif du photocourant mesuré. Elle est égale à  $2q\mathfrak{R}_{ph}P_{out}$  où  $\mathfrak{R}_{ph}$  est le rendement de la photodétection. Le rapport entre l'amplitude de l'excès de bruit,  $RIN_p(p c/L_{cav})$ , et le bruit de grenaille relatif est donné par :

$$\frac{RIN_p(p c/L_{cav})}{RSN} = \frac{\gamma_m \gamma_{cav} 2\mathfrak{R}_{ph} h\nu_0}{\delta\gamma_p^2 q}. \quad (\text{IV.40})$$

où  $RSN$  est le bruit de grenaille relatif.

D'une part, le facteur  $2\mathfrak{R}_{ph} h\nu_0/q$  est proche de 1. D'autre part, les pertes additionnelles de l'étalon aux fréquences des modes latéraux sont très faibles. Par exemple, les pertes additionnelles

de l'étalon à la fréquence du mode latéral d'ordre 1 valent  $9 \times 10^{-5}$ , donnant  $\delta\gamma_1 = 3 \times 10^5 s^{-1}$ . Ainsi, le *RIN* autour des fréquences harmoniques de l'ISL de la cavité est largement supérieur à la limite quantique standard.

Maintenant, intéressons-nous à la puissance totale de bruit contenue dans le mode latéral d'ordre  $p$ . Ainsi, nous pourrions exprimer le taux d'extinction du mode latéral pour le comparer aux résultats expérimentaux de la partie IV.2. Pour cela, nous calculons la variance de l'amplitude  $a_p$  du mode latéral d'ordre  $p$ . La puissance de bruit à la fréquence  $p c/L_{cav}$  s'obtient en intégrant  $W_{a_p}$  :

$$\sigma_{a_p}^2 = \frac{\gamma_{cav} \langle A_0 \rangle^2}{2\delta\gamma_p N_p h_0}. \quad (\text{IV.41})$$

Par conséquent, le taux d'extinction du mode latéral d'ordre  $p$  vaut :

$$\boxed{SMSR_p = \frac{\sigma_{a_p}^2}{\langle A_0 \rangle^2} = \frac{\gamma_{cav} \gamma_m h\nu_0}{2\delta\gamma_p P_{out}}}. \quad (\text{IV.42})$$

Notons que l'extinction du mode latéral d'ordre  $p$  est directement contrôlée par les pertes additionnelles de l'étalon à la fréquence  $\nu_p$ .

#### IV.3.d. Conclusion

Dans cette partie, nous avons mis au point un modèle semi-classique décrivant le bruit d'intensité relatif d'un laser de classe A basé sur une cavité de grande finesse. Compte tenu des résultats de la partie IV.2, nous avons vu qu'il est nécessaire de décrire les fluctuations du champ optique aux différents modes longitudinaux de la cavité laser. Ainsi, nous avons montré que les fluctuations des modes longitudinaux non-oscillants sont indépendantes des autres variables du laser. Cependant, les fluctuations du mode central et celles de l'inversion de population constituent un système couplé fermé.

A la fréquence du mode central, le spectre des fluctuations d'intensité est lorentzien, représentant un filtre passe-bas du premier ordre de largeur à mi-hauteur égale à  $\frac{\gamma_{cav} r-1}{2\pi r}$ . Ce spectre est typique d'une dynamique classe A. Aux fréquences des modes latéraux de la cavité, le spectre des fluctuations est aussi lorentzien mais de largeur à mi-hauteur égale à  $\delta\gamma_p/2\pi$ . Ainsi, seul le filtrage de l'étalon fixe la largeur du *RIN* aux fréquences harmoniques de  $c/L_{cav}$ . A ces fréquences, le *RIN* est supérieur à la limite quantique standard du bruit.

Voyons maintenant si la description semi-classique proposée permet bien de rendre compte du bruit d'intensité relatif de la source laser VECSEL.

## IV.4 Application à l'excès du bruit d'intensité dans le VECSEL

Dans cette partie, nous allons discuter la validité du modèle analytique proposé. Pour cela, nous allons confronter les prédictions du modèle aux spectres expérimentaux de bruit d'intensité relatif du VECSEL. Intéressons-nous d'abord à l'excès de bruit aux hautes fréquences.

### IV.4.a. Application à l'excès de bruit aux harmoniques de l'ISL de la cavité

De 100 MHz jusqu'à 18 GHz, le bruit d'intensité en excès est observé autour des fréquences harmoniques de l'ISL de la cavité laser. Il se présente sous la forme d'un ensemble de pics, fins et de faible amplitude, à 3,4 GHz, 6,8 GHz et 10,2 GHz (voir la figure IV.9). D'après l'équation (IV.39), le pic de bruit à la  $p^{\text{ème}}$  harmonique de  $c/L_{cav}$  est représentée par une fonction lorentzienne de largeur à mi-hauteur égale à  $\delta\gamma_p/2\pi$ . Concentrons-nous sur le pic de bruit à 3,4 GHz ( $p=1$ ). En considérant les paramètres expérimentaux du filtre Fabry-Perot utilisé dans le VECSEL (en silice, non traité et d'épaisseur 150  $\mu\text{m}$ ), nous estimons les pertes additionnelles perçues par le mode d'ordre 1 à  $9 \times 10^{-5}$ . Ainsi,  $\delta\gamma_1$  vaut  $3 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ . Par conséquent, on prédit  $\delta\gamma_1/2\pi = 47 \text{ kHz}$ . Le pic de bruit à 3,4 GHz est donc lorentzien de largeur égale à 47 kHz. Cette prévision est en bon accord avec le résultat expérimental de la figure IV.11, ajusté avec une lorentzienne de largeur égale à 50 kHz. Nous confirmons ainsi que la largeur du pic de bruit à la fréquence  $p c/L_{cav}$  est totalement donnée par les pertes additionnelles perçues par le mode longitudinal d'ordre  $p$ .

Penchons-nous maintenant sur l'amplitude des pics de bruit observés. Nous avons décrit l'amplitude du pic de bruit à la  $p^{\text{ème}}$  harmonique de  $c/L_{cav}$  par le taux d'extinction du mode latéral d'ordre  $p$  qui lui correspond, soit à la fréquence optique  $\nu_p$ . D'après l'équation (IV.42), le taux d'extinction du mode latéral d'ordre  $p$  dépend à la fois du taux de décroissance du nombre de photons dans la cavité ( $\gamma_{cav}$ ) et des pertes additionnelles de l'étalon à la fréquence  $\nu_p$  ( $2(1 - T_p)$ ). Considérons les paramètres expérimentaux du laser de classe A étudié (voir le tableau IV.2).

Paramètre	Valeur	Unité
$P_{out}$	50	mW
$c/L_{cav}$	3,4	GHz
Pertes totales	1,5	%
Transmission coupleur	1	%
$2(1 - T_1)$	$9 \times 10^{-5}$	
$2(1 - T_2)$	$3,5 \times 10^{-4}$	
$2(1 - T_3)$	$8 \times 10^{-4}$	

TABLE IV.2 – Paramètres expérimentaux du VECSEL considérés pour l'estimation des taux d'extinction des modes latéraux avec l'équation (IV.42).

En utilisant ces paramètres et l'expression de  $SMSR_p$  issue de l'équation (IV.42), les taux d'extinction des modes longitudinaux d'ordre  $p = 1, 2$  et  $3$  valent respectivement 79, 85 et 89 dB. Expérimentalement, nous mesurons des taux d'extinction qui valent 73, 77 et 87 dB respectivement aux modes longitudinaux d'ordre  $p = 1, 2$  et  $3$  (voir le paragraphe IV.2.e.). Nous résumons les valeurs analytiques et expérimentales de  $SMSR_p$  dans la figure IV.12.

REMARQUE :

- Nous rappelons que la mesure expérimentale de  $SMSR_p$  est indépendante du photocourant de la mesure tant que le bruit d'intensité relatif à la fréquence  $p c/L_{cav}$  est supérieur à la

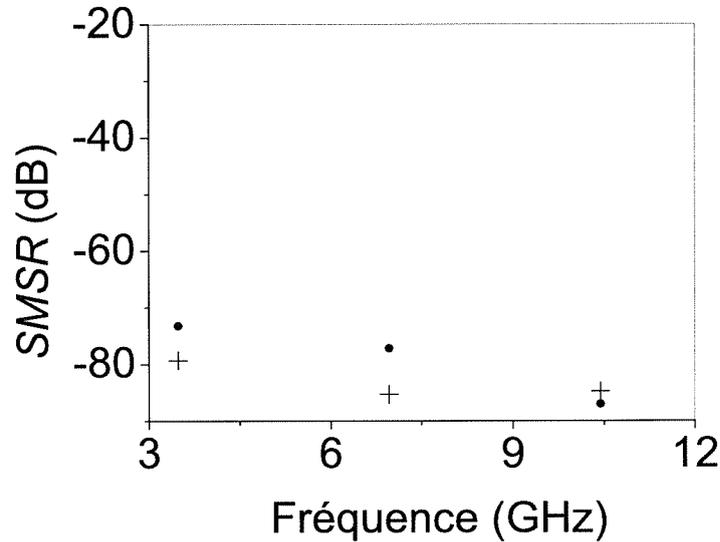


FIGURE IV.12 – Points : les taux d’extinction des modes longitudinaux d’ordre  $p = 1, 2$  et  $3$  mesurés expérimentalement. Croix : Prédictions théoriques issues de l’équation (IV.42) et du tableau IV.2.

limite quantique standard du bruit. Ainsi, il est justifié de comparer les valeurs analytiques de  $SMSR_p$  estimées pour  $P_{out}=50$  mW aux valeurs expérimentales obtenues pour un photocourant de 1 mA.

L’accord obtenu entre nos valeurs expérimentales et les prévisions du modèle est satisfaisant. Les quelques dB de différence entre nos mesures et les valeurs analytiques peuvent être dus au fait que le mode laser est légèrement décalé par rapport au maximum du pic d’Airy de l’étalon, conduisant à une incertitude sur les valeurs de pertes additionnelles de l’étalon. Ou encore, des effets non-linéaires dans le gain optique, non inclus dans le modèle simple proposé, peuvent être à l’origine de cet écart.

En définitive, le modèle proposé convient à la description de l’excès de bruit aux fréquences harmoniques de l’ISL du VECSEL. Il permet d’exprimer l’amplitude et la largeur des remontées de bruit observés en fonction des caractéristiques du filtrage spectral dans la cavité. Nous permet-il de décrire convenablement le bruit d’intensité en excès aux basses fréquences ?

#### IV.4.b. Application à l’excès de bruit aux basses fréquences

Aux basses fréquences, le bruit d’intensité en excès observé s’étend de 10 kHz jusqu’à 100 MHz (voir la figure IV.8). Il prend la forme d’un filtre passe-bas du premier ordre. D’après l’équation (IV.33), le spectre des fluctuations d’intensité aux basses fréquences d’un laser de classe A est lorentzien de demi-largeur à mi-hauteur égale à  $\frac{\gamma_{cav}}{2\pi} \frac{r-1}{r}$ . Afin de confronter cette caractéristique au bruit d’intensité du VECSEL, nous mesurons la puissance électrique du bruit d’intensité aux basses fréquences pour des taux de pompage allant de 1,4 à 4,6<sup>11</sup>. Pour cela,

11. Pour obtenir de forts taux de pompage, nous remplaçons la diode de pompe (1 W) par une deuxième diode de pompe délivrant 3,3 W à 808 nm.

nous détectons la puissance optique du VECSEL. Ensuite, nous amplifions les composantes du photocourant obtenu de 10 kHz jusqu'à 400 MHz avec un amplificateur électrique de gain égal à 56 dB. Nous reproduisons les spectres électriques obtenus pour  $r = 1,7$  et  $r = 2,4$  dans la figure IV.13.

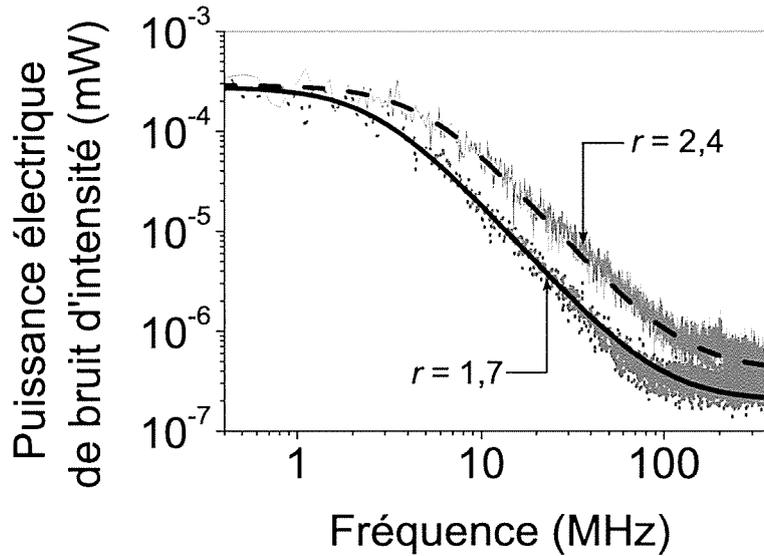


FIGURE IV.13 – Spectre de la puissance électrique du bruit d'intensité du VECSEL obtenu de 10 kHz à 400 MHz pour un photocourant mesuré égal à 1 mA. RBW = 30 kHz. La ligne grise discontinue correspond au résultat expérimental pour un taux de pompage  $r = 1,7$ . La ligne noire continue correspond à l'ajustement par la somme d'une lorentzienne et d'une constante en fonction de la fréquence. La demi-largeur de la lorentzienne obtenue vaut 2,6 MHz. La ligne grise continue correspond à  $r = 2,4$ . La ligne noire discontinue est le résultat de l'ajustement pour  $r = 2,4$ . La demi-largeur de la lorentzienne obtenue vaut 4,7 MHz.

La puissance électrique mesurée comprend à la fois le bruit d'intensité du VECSEL, le bruit de grenaille et le bruit thermique. Nous distinguons ces trois contributions dans le spectre de la figure IV.13 obtenu pour  $r = 1,7$ . En effet, le bruit d'intensité du VECSEL est la composante dominante de 10 kHz jusqu'à 100 MHz. Aux fréquences supérieures à 100 MHz, nous observons plutôt la contribution du bruit de grenaille et du bruit thermique, qui, rappelons-le, sont deux bruits blancs. Nous ajustons alors les spectres obtenus par la somme d'une fonction lorentzienne et d'une constante en fonction de la fréquence. Le résultat de ces ajustements, pour  $r = 1,7$  et  $r = 2,4$ , est reproduit dans la figure IV.13. Il illustre clairement que le spectre de bruit du VECSEL aux basses fréquences est lorentzien. Pour  $r = 1,7$ , la largeur totale de la lorentzienne obtenue vaut 2,6 MHz. Quand on augmente le taux de pompage à  $r = 2,4$ , la lorentzienne obtenue devient plus large, de largeur égale à 4,7 MHz. Or, l'équation (IV.4.b.) prédit une évolution bien particulière de la largeur du bruit d'intensité en fonction du taux de pompage. Nous rappelons l'expression de la largeur du  $RIN$  aux basses fréquences par l'équation suivante :

$$\Delta f_{RIN} = \frac{\gamma_{cav}}{2\pi} \frac{r-1}{r}.$$

Regardons alors comment évolue la largeur du bruit d'intensité du VECSEL en fonction du taux de pompage  $r$ . Pour cela, nous utilisons les ajustements faits précédemment pour extraire la largeur du bruit d'intensité aux basses fréquences. Nous reproduisons les points expérimentaux obtenus dans la figure IV.14.

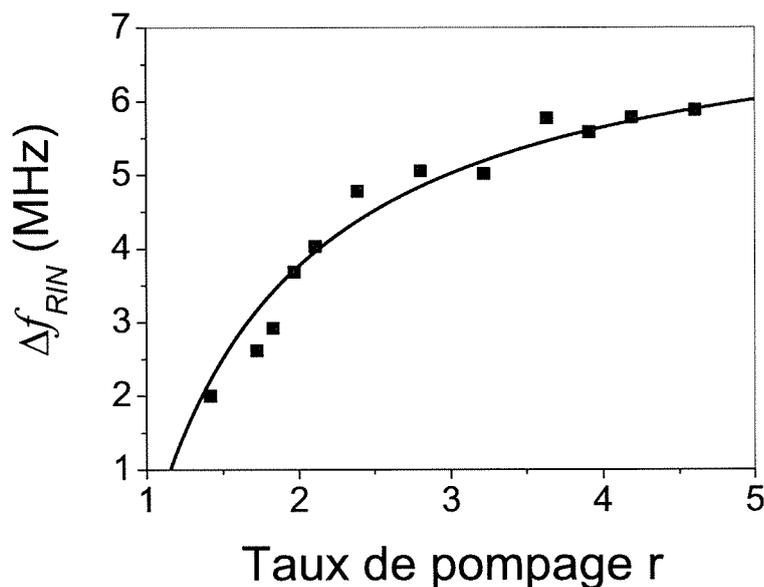


FIGURE IV.14 – Carrés : largeur à mi-hauteur du RIN aux basses fréquences du VECSEL pour différents taux de pompage. Ligne continue : le résultat de l'ajustement des points expérimentaux avec l'équation (IV.4.b.) pour des pertes totales dans la cavité égales à 1,5%.

Le résultat de l'ajustement des points expérimentaux par l'équation (IV.4.b.) est aussi reproduit dans la figure IV.14. Nous utilisons comme paramètre d'ajustement la durée de vie des photons dans la cavité laser. Nous obtenons un bon accord entre nos mesures et l'expression théorique pour une durée de vie  $\tau_p$  égale à 19,6 ns. Cette valeur correspond à des pertes totales dans la cavité de l'ordre de 1,5%.

REMARQUE :

- Les pertes estimées en ajustant la largeur du bruit d'intensité aux basses fréquences sont différentes des pertes totales obtenues en ajustant la fonction de transfert du laser (voir le paragraphe IV.2.d.). Cette différence peut provenir de l'orientation de l'étalon dans la cavité ou de la zone de gain optique choisie sur le 1/2-VCSEL.

En conclusion, le modèle proposé convient parfaitement à la description de la forme du spectre des fluctuations d'intensité aux basses fréquences. D'une part, ce spectre présente l'allure d'un filtre passe-bas du premier ordre, décrit par une fonction lorentzienne. D'autre part, la largeur du bruit d'intensité,  $\Delta f_{RIN}/2$ , évolue comme prévu en fonction du taux de pompage  $r$ . La limite supérieure de la bande passante du bruit est donnée par  $\gamma_{cav}/2\pi$ . Dans le cas du VECSEL étudié, cette limite vaut 8 MHz quand on considère des pertes totales dans la cavité de 1,5%.

Cependant, le modèle proposé ne permet pas de prédire l'amplitude du  $RIN$  aux basses

fréquences. En effet, nous nous attendons à obtenir un  $RIN$  égal à  $-173$  dB/Hz à  $10$  kHz en utilisant l'équation (IV.33). Or, nous mesurons un  $RIN$  de  $-126$  dB/Hz à  $10$  kHz (voir la figure IV.8). Cet important écart entre la mesure et le modèle met en évidence l'existence d'une source de bruit autre que l'émission spontanée dans le 1/2-VCSEL. Comme la largeur du bruit d'intensité amenée par cette source de bruit correspond aux prédictions du modèle, nous soupçonnons cette source de bruit d'être liée au gain optique [96]. Dans la partie suivante, nous allons alors explorer le transfert du bruit d'intensité de la pompe vers le bruit d'intensité du VECSEL. Notre approche sera aussi bien analytique qu'expérimentale.

## IV.5 Etude du transfert du bruit d'intensité de la pompe vers le laser

Dans cette partie, nous étudions le transfert du bruit d'intensité de la pompe vers le bruit d'intensité du VECSEL. Pour cela, nous fixons le taux de pompage du VECSEL à  $r = 1,8$ . Dans ce cas, le taux de pompage de la diode de pompe vaut  $3,2$ . En plaçant une lame de verre entre les lentilles de focales  $f_1$  et  $f_2$  du montage de pompe, nous prélevons une fraction de la puissance de pompe (voir la figure IV.6) que nous envoyons vers la chaîne de détection. Ici, nous utilisons une photodiode en silicium de bande passante égale à  $200$  MHz pour détecter les fluctuations de la pompe ainsi que celle du VECSEL. Le photocourant mesuré est fixé à  $1$  mA. Ensuite, nous amplifions le photocourant obtenu avec un amplificateur électrique de gain égal à  $56$  dB. Pour calibrer la mesure du bruit d'intensité relatif, nous utilisons une source blanche à incandescence dont le bruit d'intensité est limité au bruit de grenaille. Dans toute la suite, nous désignons par  $RIN_{pompe}$  le bruit d'intensité relatif de la pompe et par  $RIN_{laser}$  celui du VECSEL provenant des fluctuations de la pompe.

### IV.5.a. Mise en évidence expérimentale du transfert du bruit de la pompe

Nous avons vu au paragraphe IV.4.b. que la largeur à mi-hauteur du bruit d'intensité aux basses fréquences vaut  $3$  MHz pour un taux de pompage  $r = 1,8$  (voir la figure IV.14). Ainsi, nous suspectons les fluctuations d'intensité de la pompe d'être totalement transmises au laser aux fréquences inférieures à  $3$  MHz. Nous mesurons alors les bruits d'intensité relatifs de la pompe et du laser. Les spectres obtenus, dans un premier temps de  $10$  kHz à  $3$  MHz, sont reproduits dans la figure IV.15.

Deux points attirent notre attention :

1. nous remarquons que le bruit d'intensité de la pompe est élevé. Il vaut environ  $-135$  dB/Hz à  $10$  kHz. Il doit alors jouer un rôle non-négligeable dans l'excès de bruit du VECSEL aux basses fréquences. En effet, la source optique de pompe que nous utilisons est une diode laser multimode. Son bruit d'intensité aux basses fréquences est donc dégradé par le bruit de partition entre les modes de la cavité de la diode de pompe.
2. nous remarquons que le  $RIN$  du VECSEL est supérieur au  $RIN$  de la pompe. A  $10$  kHz, l'écart entre les deux spectres de  $RIN$  vaut  $7$  dB.

Afin de clarifier l'origine de l'écart observé, nous proposons de regarder comment réagit le VECSEL aux fluctuations d'intensité de la pompe.

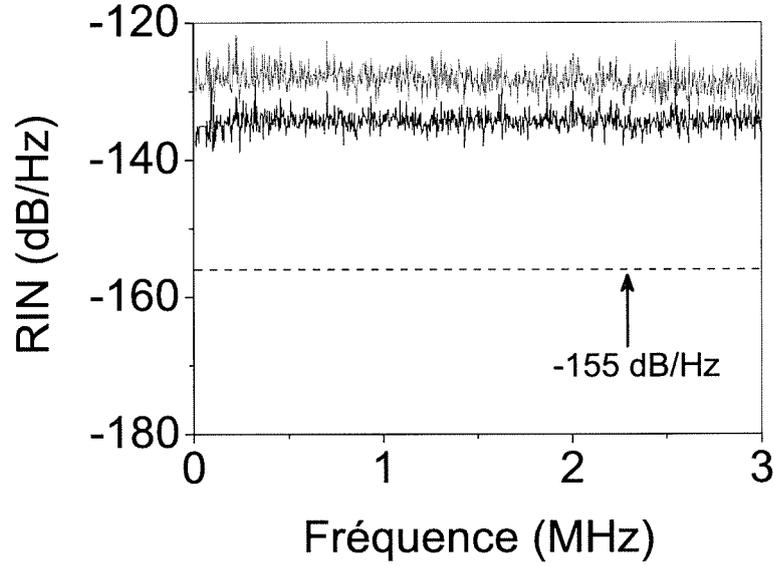


FIGURE IV.15 – Comparaison des spectres de  $RIN$  de la pompe et du VECSEL de 10 kHz jusqu'à 3 MHz. Le photocourant mesuré vaut 1 mA.  $RBW = 1$  kHz. Courbe en gris :  $RIN_{laser}$  pour un taux de pompage égal à 1,8. Le spectre de  $RIN$  de la pompe qui lui correspond est représenté en noir. La ligne discontinue est le niveau du bruit de grenaille relatif à  $-155$  dB/Hz pour 1 mA détecté.

#### IV.5.b. Etude analytique du transfert du bruit d'intensité de la pompe

D'autres travaux se sont intéressés au transfert du bruit de la pompe vers le bruit du laser. Par exemple, l'approche utilisée dans la référence [96] consiste à décrire les fluctuations de la pompe en introduisant des termes de Langevin stochastiques dans les équations d'évolution temporelles du laser. Ici, nous utilisons une approche déterministe et simple dans laquelle nous représentons les fluctuations d'intensité de la pompe par des fluctuations du nombre de porteurs de pompe  $N_p$ . Ensuite, nous étudions le transfert de ces fluctuations au nombre de photons dans la cavité.

Rappelons d'abord les équations d'évolution temporelles du nombre de photons  $N_{ph}$  et du nombre de porteurs  $N$  :

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = -\gamma_{cav}N_{ph} + K N N_{ph}, \quad (IV.43)$$

$$\frac{dN}{dt} = \gamma_e(N_p - N) - K N N_{ph}. \quad (IV.44)$$

où  $\gamma_{cav}$  est le taux de décroissance du nombre de photons dans la cavité et  $\gamma_e$  est le taux de décroissance du nombre de porteurs.  $K$  est le taux d'émission stimulée. Les valeurs stationnaires,  $N_{ph0}$  et  $N_0$  sont données par les équations (IV.24) et (IV.23).

Ensuite, introduisons une fluctuation de faible amplitude au terme de pompage  $N_p$ . Il s'écrit donc :

$$N_p(t) = N_{p0} + n_p(t). \quad (IV.45)$$

Suite aux fluctuations de la pompe, les deux variables  $N(t)$  et  $N_{ph}(t)$  fluctuent également autour de leurs états stationnaires :

$$\begin{aligned} N_{ph}(t) &= N_{ph0} + n_{ph}(t), \\ N(t) &= N_0 + n(t). \end{aligned}$$

Dans le système couplé décrit par les équations (IV.43) et (IV.44), les équations d'évolution temporelles des fluctuations  $n_{ph}(t)$  et  $n(t)$  sont données par :

$$\frac{dn_{ph}}{dt} = \gamma_e(r-1)n, \quad (IV.46)$$

$$\frac{dn}{dt} = \gamma_e(n_p - n) - \gamma_e n(r-1) - \gamma_{cav} n_{ph}, \quad (IV.47)$$

où  $r$  est le taux de pompage défini par  $N_{p0}/N_0$ .

Afin d'obtenir le spectre des fluctuations, nous prenons les transformées de Fourier des équations (IV.46) et (IV.47). Puis, nous éliminons  $\tilde{n}$  des équations obtenues et nous écrivons  $\tilde{n}_{ph}$  en fonction de  $\tilde{n}_p$ . Les fluctuations quadratiques du nombre de photons sont liées ainsi aux fluctuations quadratiques du nombre de porteurs de pompe :

$$|\tilde{n}_{ph}|^2 = \frac{(\gamma_e^2(r-1))^2}{\left[\gamma_e\gamma_{cav}(r-1) - (2\pi f)^2\right]^2 + (2\pi f\gamma_e r)^2} |\tilde{n}_p|^2. \quad (IV.48)$$

Or, le bruit d'intensité relatif de la pompe est proportionnel aux fluctuations quadratiques  $|\tilde{n}_p|^2$  :

$$RIN_{pump} = \frac{|\tilde{n}_p|^2}{N_{p0}^2}. \quad (IV.49)$$

De même, le bruit d'intensité du laser est proportionnel aux fluctuations quadratiques  $|\tilde{n}_{ph}|^2$  :

$$RIN_{Laser} = \frac{|\tilde{n}_{ph}|^2}{N_{ph0}^2}. \quad (IV.50)$$

Le facteur de transfert des fluctuations d'intensité de la pompe vers les fluctuations d'intensité du laser est obtenu en normalisant les quantités  $|\tilde{n}_p|^2$  et  $|\tilde{n}_{ph}|^2$  respectivement par  $N_{p0}^2$  et  $N_{ph0}^2$ . Le facteur de transfert  $T_{RIN}$  est décrit par l'équation suivante :

$$T_{RIN}(f) \equiv \frac{RIN_{Laser}}{RIN_{pump}} = \frac{\gamma_e^2 \gamma_{cav}^2 r^2}{\left[\gamma_e\gamma_{cav}(r-1) - (2\pi f)^2\right]^2 + (2\pi f\gamma_e r)^2}. \quad (IV.51)$$

L'expression du facteur de transfert, ainsi obtenue, s'applique aux dynamiques de classe B et de classe A. Or, rappelons que le VECSEL étudié est un laser de classe A, dans lequel  $\gamma_{cav} \ll \gamma_e$ . En se plaçant à des fréquences inférieures à  $\gamma_e/2\pi$ , l'expression du facteur de transfert prend la forme suivante dans le cas d'un laser de classe A :

$$T_{RIN}(f) \approx \frac{\gamma_{cav}^2}{\left[\gamma_{cav}\left(\frac{r-1}{r}\right)\right]^2 + (2\pi f)^2}. \quad (IV.52)$$

Notons que l'évolution en fréquence du facteur de transfert est similaire au spectre des fluctuations d'intensité du laser de classe A issu de l'équation (IV.33). En effet, ces deux spectres

correspondent à un filtre passe-bas du premier ordre dont la bande passante est égale  $\frac{\gamma_{cav}}{2\pi} \frac{r}{r-1}$ . Ainsi, le VECSEL de classe A réagit comme un filtre passe-bas face aux fluctuations d'intensité de la pompe sauf aux fréquences inférieures à  $\frac{\gamma_{cav}}{2\pi} \frac{r}{r-1}$  où les fluctuations d'intensité de la pompe sont amplifiées par un facteur plus important que 1. D'après l'équation (IV.52), ce facteur vaut  $\frac{r^2}{(r-1)^2}$ . Il dépend uniquement du taux de pompage  $r$ . En effet, le transfert des fluctuations d'intensité de la pompe n'est effectif qu'au delà du seuil de l'oscillation laser. Aux forts taux de pompage, le facteur d'amplification tend vers 1.

Voyons maintenant si cette description du transfert du bruit de la pompe vers le laser permet de rendre compte de l'écart observé entre  $RIN_{Laser}$  et  $RIN_{pompe}$  dans le spectre de la figure IV.15.

### IV.5.c. Amplification du bruit d'intensité de la pompe aux basses fréquences

Pour obtenir expérimentalement le facteur de transfert  $T_{RIN}$  de 10 kHz jusqu'à 3 MHz, nous divisons le spectre de  $RIN_{Laser}$  par le spectre de  $RIN_{pompe}$ . Le facteur de transfert expérimental est reproduit dans la figure IV.16. Nous représentons sur la même figure une simulation

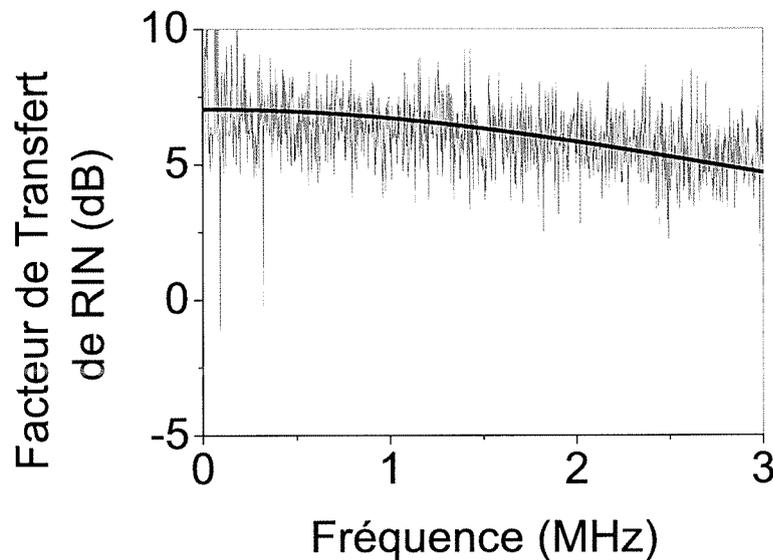


FIGURE IV.16 – Le facteur de transfert des fluctuations d'intensité de la pompe vers les fluctuations d'intensité du laser de 10 kHz jusqu'à 3 MHz. En gris : le facteur de transfert expérimental obtenu en divisant les spectres de la figure IV.15. En noir : Simulation du facteur de transfert issue de l'équation (IV.52) pour un taux de pompage  $r = 1,8$  et des pertes totales dans la cavité égales à 1,5%.

du facteur de transfert issue de l'équation (IV.52) pour un taux de pompage  $r = 1,8$  et des pertes totales dans la cavité égales à 1,5%. Nous obtenons un parfait accord entre le facteur de transfert expérimental et la courbe théorique. Nous confirmons ainsi, expérimentalement et théoriquement, que le bruit d'intensité du laser de 10 kHz jusqu'à 3 MHz, provient totalement des fluctuations d'intensité de la pompe. De plus, nous montrons que le transfert du bruit de la

pompe s'accompagne d'une amplification liée au seuil du laser. Dans le cas particulier du spectre de la figure IV.15, le facteur d'amplification vaut 7 dB pour un taux de pompage égal à 1,8.

Aux fréquences supérieures à 3 MHz, l'équation (IV.52) prévoit un filtrage des fluctuations d'intensité de la pompe par la réponse du laser. Vérifions ce point dans le paragraphe suivant.

#### IV.5.d. Filtrage du bruit d'intensité de la pompe

Nous reproduisons dans la figure IV.17 les spectres de  $RIN$  de la pompe et du laser obtenus de 3 MHz jusqu'à 50 MHz. Nous rappelons que le photocourant de la mesure est égal à 1 mA et que le taux de pompage est fixé à 1,8. Contrairement au spectre de la figure IV.15, le bruit

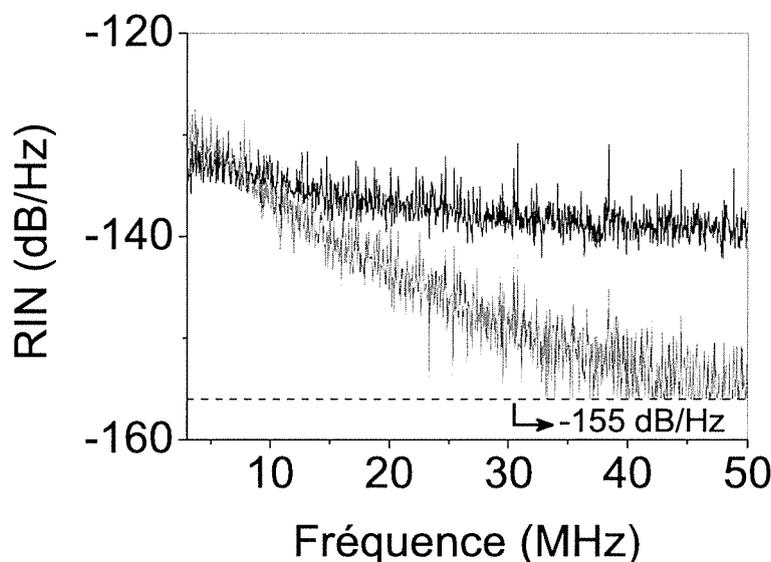


FIGURE IV.17 – Comparaison des spectres de  $RIN$  de la pompe et du VECSEL de 3 MHz jusqu'à 50 MHz. Le photocourant mesuré vaut 1 mA. RBW = 10 kHz. Courbe en gris :  $RIN_{Laser}$  pour un taux de pompage égal à 1,8. Le spectre de  $RIN$  de la pompe qui lui correspond est représenté en noir. La ligne discontinue est le niveau du bruit de grenaille relatif à -155 dB/Hz pour 1 mA mesuré.

d'intensité du VECSEL est inférieur au bruit d'intensité de la pompe. Nous soupçonnons donc le VECSEL de filtrer les fluctuations d'intensité de la pompe. Nous mesurons alors le facteur de transfert  $T_{RIN}$  en divisant le spectre de  $RIN_{Laser}$  par celui de  $RIN_{pompe}$ . Le facteur de transfert expérimental est reproduit dans la figure IV.18. Nous représentons sur la même figure une simulation du facteur de transfert pour un taux de pompage  $r = 1,8$  et des pertes totales dans la cavité égales à 1,5%. Nous obtenons un bon accord entre notre résultat expérimental et le facteur de transfert théorique. Ainsi, le  $RIN$  du VECSEL aux basses fréquences est induit par les fluctuations d'intensité de la pompe. Le VECSEL, étant de classe A, filtre ces fluctuations d'intensité aux fréquences supérieures à sa fréquence de coupure,  $\frac{\gamma_{cav}}{2\pi} (r - 1) / r$ . Dans le cas particulier de l'exemple de la figure IV.17, le laser filtre de 15 dB les fluctuations d'intensité provenant de la pompe. En définitive, aux fréquences proches de 50 MHz, le bruit d'intensité du laser se rapproche de la limite du bruit de grenaille, c'est-à-dire -155 dB/Hz.

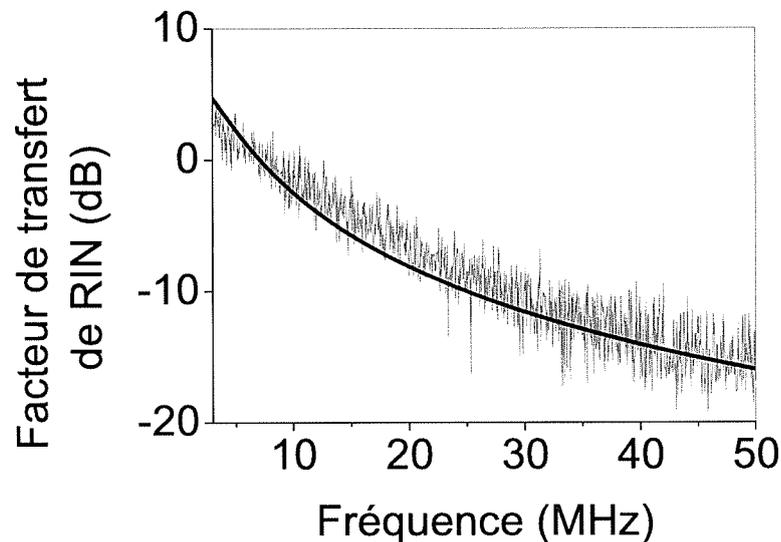


FIGURE IV.18 – Le facteur de transfert des fluctuations d'intensité de la pompe vers les fluctuations d'intensité du laser, mesuré de 3 MHz jusqu'à 10 MHz. En gris : le facteur de transfert expérimental obtenu en divisant les spectres de la figure IV.17. En noir : Simulation du facteur de transfert issue de l'équation (IV.52) pour un taux de pompe  $r = 1,8$  et des pertes totales dans la cavité égales à 1,5%.

#### IV.5.e. Conclusion

Dans cette partie, nous avons montré que le bruit d'intensité en excès de 10 kHz jusqu'à 50 MHz provient totalement du transfert des fluctuations d'intensité de la pompe vers le VECSEL. Nous avons identifié deux régimes de transfert :

1. Le premier régime correspond aux fréquences inférieures à la fréquence de coupure du laser, i.e.  $\frac{\gamma_{cav}}{2\pi} (r - 1) / r$ . Dans ce régime, le transfert s'accompagne par une amplification du bruit de la pompe. Le facteur d'amplification dû au seuil vaut  $r^2 / (r - 1)^2$ . Il tend vers 1 aux forts taux de pompage.
2. Le deuxième régime correspond aux fréquences supérieures à la fréquence de coupure du laser. Dans ce régime, le laser réagit comme un filtre passe-bas du premier ordre face aux fluctuations d'intensité provenant de la pompe.

Dans les deux régimes, nos observations expérimentales sont en parfait accord avec le modèle déterministe proposé. Il est important de mentionner que la dégradation du *RIN* par transfert des fluctuations d'intensité de la pompe a déjà été observé dans un VCSEL pompé optiquement [97]. Seulement ce dernier est de classe B. Par conséquent, le transfert des fluctuations de la pompe s'effectue de manière résonante sur une large bande passante.

En définitive, les parties IV.4 et IV.5 ont été dédiées à la compréhension des mécanismes générant du bruit d'intensité en excès dans le VECSEL. Voyons maintenant si nous pouvons exploiter les résultats obtenus pour réduire les composantes du bruit d'intensité en excès.

## IV.6 Réduction du bruit d'intensité en excès dans le VECSEL

Dans cette partie, nous nous penchons sur deux techniques que nous avons exploitées pour réduire le bruit d'intensité en excès dans le VECSEL. Rappelons que le VECSEL présente de l'excès de bruit aux basses fréquences et aux fréquences harmoniques de son intervalle spectral libre.

### IV.6.a. Réduction du bruit d'intensité d'origine électrique aux basses fréquences

Ici, nous nous intéressons uniquement au bruit d'intensité aux basses fréquences, qui, comme nous l'avons déjà vu, provient des fluctuations d'intensité de la pompe. Or, aux fréquences proches de 10 kHz, le bruit d'origine électrique contribue certainement à la dégradation du bruit d'intensité de la pompe. Ce bruit peut par exemple provenir des fluctuations du courant d'injection de la diode de pompe. Cette dernière est pour l'instant polarisée via une alimentation électrique, stabilisée en courant, branchée sur le secteur. Afin de mettre en évidence le bruit électrique ramené par le courant du secteur, nous proposons de polariser la diode de pompe avec une pile dont le courant est beaucoup moins bruité que celui du secteur.

Pour cela, nous utilisons une pile de 6 V du commerce délivrant un courant continu allant jusqu'à 2 A. Afin de contrôler le courant circulant aux bornes de la diode de pompe, nous montons cette dernière en série avec une résistance de quelques Ohms comme l'illustre la figure IV.19. Nous plaçons deux fusibles de courant maximal égal à 1,6 A pour protéger la diode de pompe et un interrupteur pour commander sa polarisation. Nous fixons le taux de pompage du

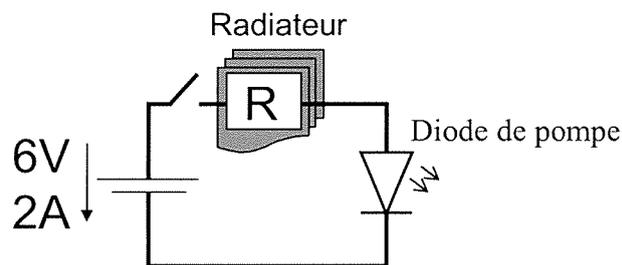


FIGURE IV.19 – Schéma du montage expérimental utilisé pour alimenter la diode de pompe avec une pile.  $R = 2,5 \Omega$ . Deux fusibles de 1,6 A sont placés aux bornes de la diode.

VECSEL à  $r = 1,6$ . Le courant d'injection de la diode de pompe correspondant vaut 1,2 A et la tension à ses bornes est égale à 1,8 V. Comme les fusibles et l'interrupteur ont une résistance non-négligeable (de l'ordre de 1  $\Omega$ ), nous choisissons une résistance  $R = 2,5 \Omega$  pour fixer le courant dans le circuit à 1,2 A. Cette résistance est placée sur un radiateur permettant d'évacuer la puissance dissipée par effet Joule.

Nous détectons ensuite une fraction de la puissance de pompe en plaçant une lame de verre entre les deux lentilles de focales  $f_1$  et  $f_2$  du montage de pompe (voir la figure IV.6). Nous focalisons la puissance optique prélevée sur une photodiode en silicium de bande passante égale à 200 MHz. Puis, nous amplifions les fluctuations du photocourant résultant avec un amplificateur

électrique de gain égal à 56 dB. La photodiode et l'amplificateur sont alimentés avec des piles afin de nous affranchir du bruit électrique de la détection (9 V pour la photodiode et 15 V pour l'amplificateur). Ensuite, nous étudions le spectre des fluctuations de 10 kHz jusqu'à 100 kHz à l'analyseur de spectre électrique. Nous comparons la puissance électrique résultante quand la diode de pompe est polarisée avec une pile puis quand elle est polarisée avec une alimentation branchée au secteur. Les deux spectres de bruit obtenus sont reproduits dans la figure IV.20(a).

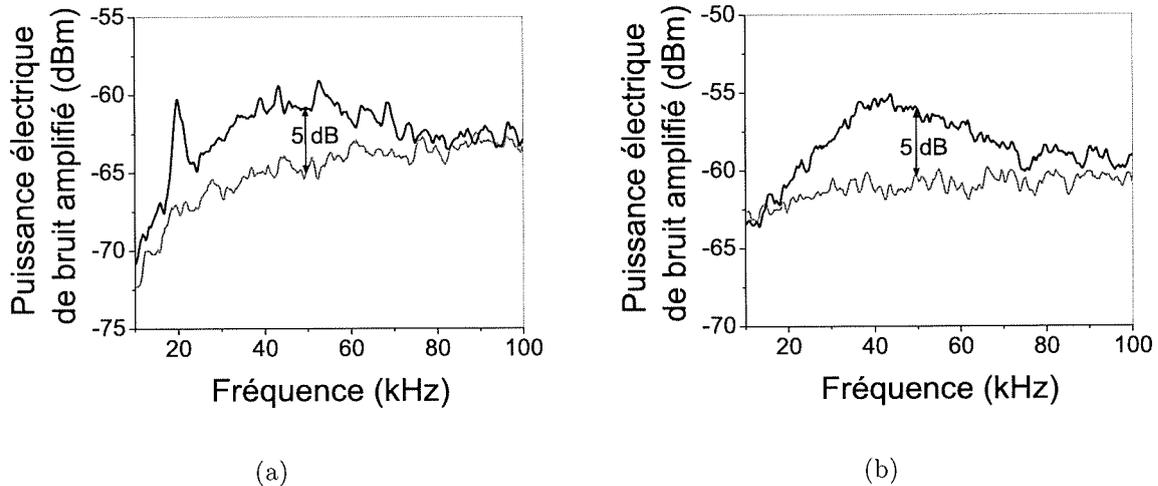


FIGURE IV.20 – (a) Comparaison du bruit d'intensité de la diode de pompe polarisée avec une pile (courbe grise) puis avec une alimentation branchée sur le secteur (Courbe noire) à des fréquences allant de 10 kHz jusqu'à 100 kHz. Le photocourant est de 0,6 mA. L'amplification électrique vaut 56 dB. RBW=10 kHz. (b) De même pour le VECSEL.

Conformément à notre attente, l'utilisation d'un montage à pile permet bien de réduire le bruit d'intensité d'origine électrique dans la diode de pompe. Par exemple, la réduction vaut 5 dB à 50 kHz. Comme la bande passante de l'alimentation non-stabilisée utilisée vaut 70 kHz, nous ne voyons pas d'amélioration significative aux fréquences supérieures à 70 kHz. A priori, nous devons aussi obtenir une suppression du bruit d'intensité d'origine électrique dans le VECSEL quand nous alimentons la diode de pompe avec une pile. Effectivement, le spectre de la figure IV.20(b) illustre une réduction de l'ordre de 5 dB à 50 kHz du bruit d'intensité du VECSEL quand on alimente la pompe avec une pile.

En conclusion, nous avons montré qu'il est possible de réduire le bruit d'origine électrique dans le VECSEL. Pour cela, nous nous sommes affranchis des fluctuations du courant électrique du secteur en polarisant la diode de pompe avec une pile. Pour un courant injecté dans la diode de pompe égal à 1,2 A, nous avons obtenu une réduction allant jusqu'à 5 dB à 50 kHz. Le bruit d'intensité restant provient certainement du bruit de partition entre les modes de la diode de pompe. Ce type de bruit devient inexistant dans des sources optiques monomodes. Or, nous avons vu au paragraphe IV.4.b. que le transfert du bruit de la pompe vers le VECSEL peut se faire sans amplification aux forts taux de pompage. Il serait alors intéressant d'utiliser des diodes de pompe à la fois monomodes et de puissance. Une autre solution pourrait nous permettre de nous affranchir du bruit d'intensité aux basses fréquences. Elle consiste à augmenter la surtension

de la cavité laser ( $\gamma_{cav}$  plus petit). De cette manière, la bande passante de l'excès de bruit devient plus étroite. On pourrait également tirer profit du fait que la fonction de transfert du bruit de la pompe vers le VECSEL est un filtre passe-bas du premier ordre. Dans ce cas, nous pouvons mettre en place une rétroaction optoélectronique pour supprimer les fluctuations d'intensité provenant de la pompe.

Penchons-nous maintenant sur l'excès de bruit aux fréquences harmoniques de  $c/L_{cav}$ .

#### IV.6.b. Suppression du bruit d'intensité en excès aux fréquences harmoniques de $c/L_{cav}$

Nous avons conclu au paragraphe IV.4.a. que le modèle proposé convient à la description des remontées de bruit aux fréquences harmoniques de  $c/L_{cav}$ . Nous pouvons alors utiliser ce modèle pour prédire le filtrage spectral optimal qui permettrait de supprimer le bruit d'intensité en excès. En effet, l'émission spontanée contenue dans les modes latéraux peut être davantage filtrée dans une cavité laser ayant une finesse plus élevée ( $\gamma_{cav}$  plus petit) ou en utilisant un filtrage spectral intracavité plus sélectif. Par exemple, le pic de bruit à 3,4 GHz est 24 dB au-dessus de la limite du bruit de grenaille, -155 dB/Hz. On pourrait alors le rejeter en dessous de cette limite avec un étalon filtrant au moins  $2,7 \times 10^{-3}$  de la composante du champ à 3,4 GHz. Par ailleurs, avec des pertes additionnelles de  $1,9 \times 10^{-2}$ , nous pouvons ramener ce pic de bruit en dessous de la limite quantique standard correspondant à une puissance optique de 50 mW, c'est-à-dire -172 dB/Hz. Avec un étalon solide de 150  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, ceci correspond à une réflectivité de 72% par face. Une autre alternative consiste à réduire la longueur de la cavité afin de pousser ces remontées de bruit aux fréquences où l'étalon utilisé devient plus sélectif. C'est ce que nous allons explorer dans le paragraphe suivant.

Afin de réduire la longueur de la cavité tout en gardant un comportement de classe A, nous remplaçons le coupleur de sortie de rayon de courbure 50 mm par un miroir diélectrique de rayon de courbure 25 mm. Nous choisissons un miroir avec une transmission égale à 0,5% afin de maintenir une durée de vie des photons dans la cavité suffisamment longue<sup>12</sup>. Nous plaçons ce dernier à 17 mm environ de la structure 1/2-VSCEL. Ainsi,  $c/L_{cav} = 8,7$  GHz. Nous ne changeons ni le gain optique, ni le schéma de pompage ni le filtrage spectral intracavité. Dans ces conditions, le laser est monomode longitudinal et émet 32 mW pour une puissance de pompe égale à 1 W.

Regardons de près quel excès de bruit prévoit le modèle pour cette cavité. A priori, nous pouvons obtenir des remontées de bruit aux fréquences harmoniques de 8,7 GHz. Or, l'étalon filtre plus que  $2,5 \times 10^{-3}$  du mode latéral d'ordre supérieur à 2. Ainsi, seul le bruit à 8,7 GHz devra excéder la limite du bruit de grenaille. Rappelons que ce dernier correspond à -155 dB/Hz pour un photocourant moyen égal à 1 mA. D'après l'équation (IV.9), les pertes additionnelles de l'étalon perçues par le mode d'ordre 1 valent  $5,9 \times 10^{-4}$ . Ainsi, nous nous attendons à obtenir un pic de bruit 11 dB<sup>13</sup> au dessus du bruit de grenaille relatif à 8,7 GHz (voir l'équation (IV.40)). Cette hauteur correspond à un taux d'extinction du mode latéral d'ordre 1 d'environ 86 dB (voir l'équation (IV.42)). Par ailleurs, nous attendons un pic de bruit de spectre lorentzien et de largeur totale égale à 830 kHz.

12. Pour une longueur de cavité de l'ordre de 17 mm et des pertes de transmission égales à 0,5 %, la durée de vie des photons est environ égale à 20 ns.

13. Nous avons considéré des pertes totales dans la cavité égales 1%.

Encore une fois, nous allons confronter les prévisions du modèle au bruit d'intensité du VECSEL. Pour cela, nous mesurons le spectre de  $RIN$  de la cavité courte de 100 MHz jusqu'à 18 GHz (1 mA de photocourant). Un résultat typique est reproduit dans la figure IV.21(a).

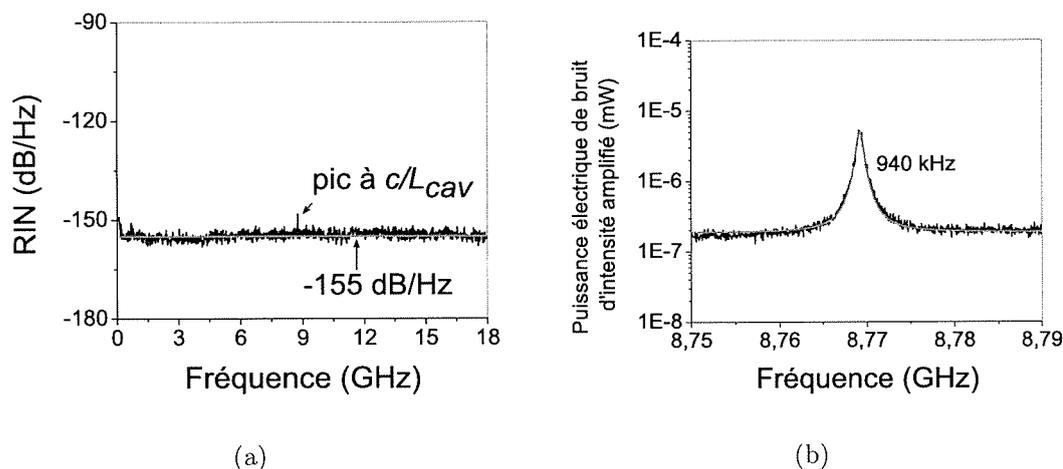


FIGURE IV.21 – (a) Spectre de  $RIN$  de la cavité VECSEL de longueur égale à 17 mm. Le photocourant de la mesure vaut 1 mA.  $RBW = 3$  MHz. Ligne continue : la limite du bruit de grenaille relatif à  $-155$  dB/Hz. (b) Puissance électrique de bruit d'intensité amplifiée : Zoom autour du pic de bruit à 8,7 GHz.  $RBW = 100$  kHz. Gain de l'amplificateur électrique égal à 49 dB.

Conformément à notre attente, le bruit d'intensité du laser de classe A est limité au bruit de grenaille sur la quasi-totalité de la bande de mesure à l'exception d'un pic de faible amplitude à 8,7 GHz. La hauteur de ce pic est évidemment plus faible que celle des remontées de bruit observées dans la cavité de 45 mm. Elle correspond à un taux d'extinction de 88 dB, en accord avec ce que nous avons prévu (85 dB). Par ailleurs, nous n'observons pas de remontées aux harmoniques d'ordres supérieurs. En effet, leur contribution est, comme attendu, inférieure au plancher du bruit de grenaille.

Regardons maintenant ce qu'il en est de la largeur du pic de bruit à 8,7 GHz. Nous mesurons le spectre des fluctuations d'intensité sur une fenêtre spectrale de largeur égale à 40 MHz autour de 8,7 GHz. Ensuite, nous ajustons le spectre obtenu par une lorentzienne. Nous en déduisons alors que la largeur du pic de bruit vaut 940 kHz. Cette largeur est en accord avec les 830 kHz prévus par le modèle. Remarquons que la largeur du bruit est plus importante que celle du pic à 3,4 GHz (voir la figure IV.11). En effet, il est prévu que la largeur du bruit augmente quand le filtrage spectral devient plus sélectif.

Afin de supprimer le pic résiduel à 8,7 GHz, nous raccourcissons la longueur de la cavité à 8 mm. Ainsi,  $c/L_{cav} = 18,75$  GHz. Le spectre de  $RIN$  du VECSEL, reproduit dans la figure IV.22, ne présente alors plus de pics de bruit. Par ailleurs, il est limité au bruit de grenaille de détection, égal à  $-155$  dB/Hz.

Cependant, nous notons que le bruit d'intensité aux fréquences proches de 100 MHz est légèrement supérieur à la limite du bruit de grenaille. Par ailleurs, dans cette configuration, la durée de vie des photons dans la cavité ( $5 \text{ ns}^{14}$ ) devient proche de la durée de vie des porteurs dans le

14. La longueur de la cavité vaut 8 mm et les pertes totales sont supposées égales à 1%.

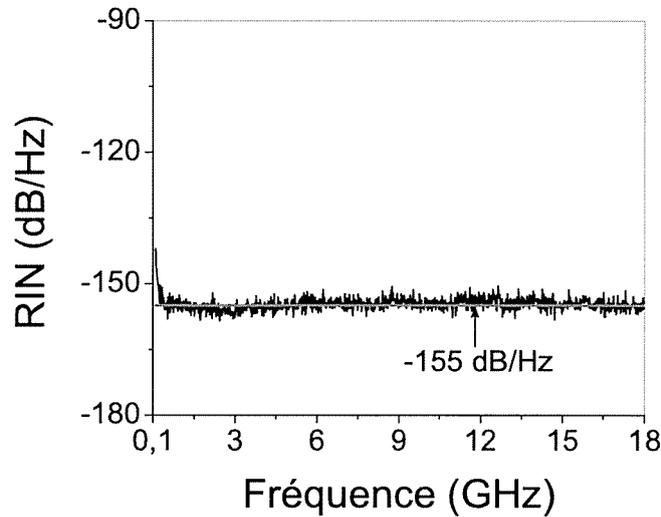


FIGURE IV.22 – Spectre typique du  $RIN$  du VECSEL de longueur 8 mm. Le photocourant de la mesure vaut 1 mA. RBW=3 MHz. Ligne continue à -155 dB/Hz : le plancher du bruit de grenaille relatif correspondant à 1 mA.

1/2-VSCEL (4 ns). On pourrait alors se demander si le laser ne commence à s’approcher d’un fonctionnement de type laser de classe B susceptible de provoquer une telle remontée de bruit. Plus généralement, comment se manifeste ce passage d’une classe à l’autre ? Peut-on le faire avec les moyens développés ci-dessus ?

## IV.7 Observation de la transition de classe B à classe A

Dans ce paragraphe, notre objectif est d’étudier le comportement dynamique d’une source laser, en l’occurrence le VECSEL, lors du passage d’une dynamique de classe B à une dynamique de classe A.

### IV.7.a. Motivations et moyens

De manière générale, les lasers sont classifiés selon les temps de relaxation des variables associées respectivement au champ électromagnétique, à l’inversion de population et à la polarisation du milieu actif. Trois principaux cas peuvent être distingués et une classe est associée à chaque cas (voir le paragraphe III.2 du chapitre III). Nous rappelons que les lasers SC de type DFB appartiennent à la classe B et les lasers à gaz atomiques sont de classe A. Les études, menées auparavant, ont permis d’élucider les principales caractéristiques de chaque classe de lasers. Ainsi, le comportement dynamique de la classe B est représenté par un filtre résonant du second ordre. Cette caractéristique reflète un “va et vient” d’énergie entre les photons et l’inversion de population. Le comportement dynamique de la classe A est décrit par un filtre passe-bas du premier ordre, traduisant l’élimination adiabatique de l’inversion de population. En comparant les classes A et B, nous décelons une différence notable entre leurs comportements dynamiques respectifs. Or, seul le rapport entre la durée de vie des photons et celle de l’inversion

de population diffère d'une classe à l'autre. Curieusement, aucune étude, à notre connaissance, n'a été menée pour observer la transition d'une classe à l'autre. Il serait donc intéressant de comprendre comment s'opère le passage de la classe B à la classe A au sein d'une même source optique. Peut être, existe-t-il un comportement dynamique intermédiaire entre les deux classes ? Dans ce cas, serait-il avantageux pour obtenir une source optique à faible bruit d'intensité ?

Pour répondre à l'ensemble de ces questions, il nous faut d'abord trouver une technique directe pour caractériser le comportement dynamique du VECSEL. Pour cela, nous pouvons étudier son régime transitoire<sup>15</sup> ou mesurer sa réponse à une modulation directe<sup>16</sup> ou encore caractériser le spectre de ses fluctuations d'intensité. La dernière alternative, soit la mesure du spectre de  $RIN$ , est à la fois simple et directe. Par ailleurs, elle nous permettrait de répondre directement à l'une de nos interrogations : les effets de la transition d'une classe à l'autre sur le bruit d'intensité du laser. Nous choisissons donc d'étudier le comportement dynamique du passage de la classe B à la classe A en caractérisant le bruit d'intensité du VECSEL. Rappelons que ce dernier est majoritairement dû au bruit d'intensité de la pompe. Nous nous intéresserons donc à la fonction de transfert du bruit d'intensité de la pompe vers le VECSEL.

Ensuite, il est nécessaire de contrôler la source laser de manière à la faire progresser d'une dynamique de classe B à une dynamique de classe A. Le moyen le plus direct consisterait à augmenter de manière continue la durée de vie des photons ( $\tau_p$ ) via la longueur de la cavité optique ( $L_{cav}$ ). Pour cela, l'architecture de notre VECSEL pourrait convenir au détriment d'une légère modification du schéma de pompage. Nous développerons ce point au paragraphe suivant.

#### IV.7.b. Description du montage expérimental

Rappelons que le laser est dit de classe B quand les cohérences optiques sont éliminées adiabatiquement et que la durée de vie des photons est de l'ordre de grandeur ou plus petite que celle de l'inversion de population. Un laser est dit de classe A quand la durée de vie des photons devient plus grande que celle de l'inversion de population. Or, la durée de vie des porteurs dans le 1/2-VCSEL est de l'ordre de 4 ns. Ainsi, le régime intermédiaire entre les deux comportements dynamiques s'obtient dans une cavité de longueur de l'ordre de 3 mm<sup>17</sup>. Le montage expérimental de la figure IV.6 ne nous permettant pas d'avoir une cavité optique de longueur millimétrique, nous proposons le montage expérimental reproduit dans la figure IV.23 afin d'étudier la transition d'une classe B vers une classe A.

Dans ce montage, nous avons modifié l'axe de la pompe afin de pouvoir obtenir une cavité optique de longueur inférieure au millimètre. Pour cela, nous utilisons une lame dichroïque transmettant la puissance de pompe (808 nm) et réfléchissant la puissance laser (1000 nm). Ainsi, nous pompons le 1/2-VCSEL, parallèlement à l'axe de la cavité, à travers le coupleur de sortie. Ce dernier est choisi avec un rayon de courbure égal à 25 mm et une transmission de 1% à 1000 nm. Dans ces conditions, le diamètre du faisceau laser pour une cavité de longueur millimétrique est de l'ordre de 100  $\mu\text{m}$ . Pour adapter le diamètre du faisceau de pompe à celui du laser, nous utilisons le montage optique décrit dans la figure IV.23. Il est important de mentionner que le faisceau de pompe est circulaire sur la structure 1/2-VCSEL. Ainsi, il ne pourra pas être mis à profit pour supprimer les sauts de polarisation de l'onde émise tel que

15. Le régime transitoire d'une variable correspond à son évolution avant d'atteindre l'état stationnaire.

16. Cette technique a été utilisée au paragraphe IV.2.d.

17. En supposant que les pertes totales dans la cavité sont de l'ordre du pourcent.

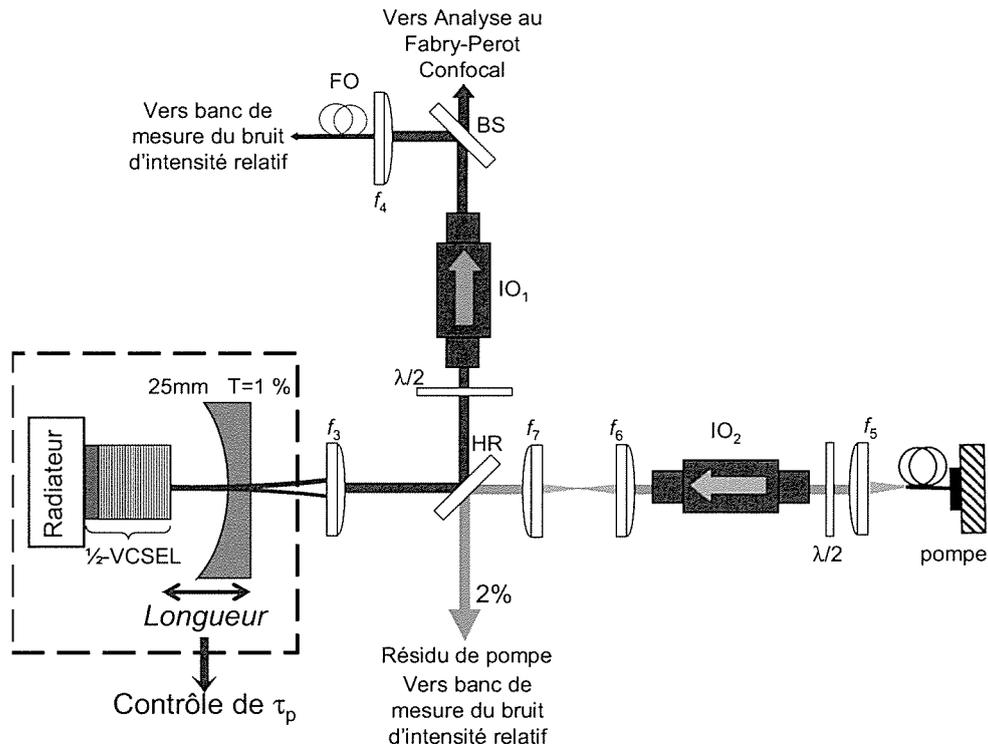


FIGURE IV.23 – Schéma du montage expérimental pour l'étude de la transition d'une dynamique classe B vers une dynamique classe A. la diode de pompe à 808 nm est fibrée (même caractéristiques qu'au IV.2).  $f_5=8$  mm,  $f_6=10$  mm,  $f_7=50$  mm,  $f_8=30$  mm. La demi-onde et l'isolateur optique sur le trajet optique de la pompe sont à 808 nm. Lame dichroïque : Haute réflectivité (HR) à 1000 nm et transmettant 98% de la pompe. T : transmission, R : rayon de courbure, IO : isolateur optique et BS : lame séparatrice.

nous l'avons décrit au paragraphe IV.2.c.. Nous nous contenterons ici de limiter les sauts de polarisation, induits par un faisceau parasite injecté dans le VECSEL, en plaçant un isolateur optique sur le trajet du laser. Nous isolons également la diode de pompe afin de ne pas dégrader le spectre de son bruit d'intensité.

### IV.7.c. Comportement progressif de la transition

Maintenant que nous disposons d'une cavité dont on peut facilement contrôler la longueur, nous allons conduire le VECSEL progressivement de la classe B à la classe A.

#### VECSEL de classe B

Tout d'abord, nous nous plaçons dans un régime de classe B. Pour cela, nous ajustons la longueur de la cavité laser à environ 0,85 mm. Le VECSEL obtenu est monomode longitudinal sans filtrage spectral dans la cavité laser. Dans ces conditions, la durée de vie des photons dans la cavité se situe entre 0,3 ns et 0,6 ns. En effet, les pertes optiques valent au minimum 1% (la transmission du coupleur) est au maximum 2% (le gain optique non saturé). Par conséquent, le VECSEL est supposé être de classe B avec des oscillations de relaxation à 100 MHz pour

un taux de pompage de 1,5. Pour s'en assurer, nous pouvons mesurer le facteur de transfert du bruit d'intensité de la pompe vers le VECSEL, noté  $T_{RIN}$ . Pour cela nous procédons de manière analogue au paragraphe IV.5 pour mesurer les fluctuations d'intensité de la pompe et du VECSEL.

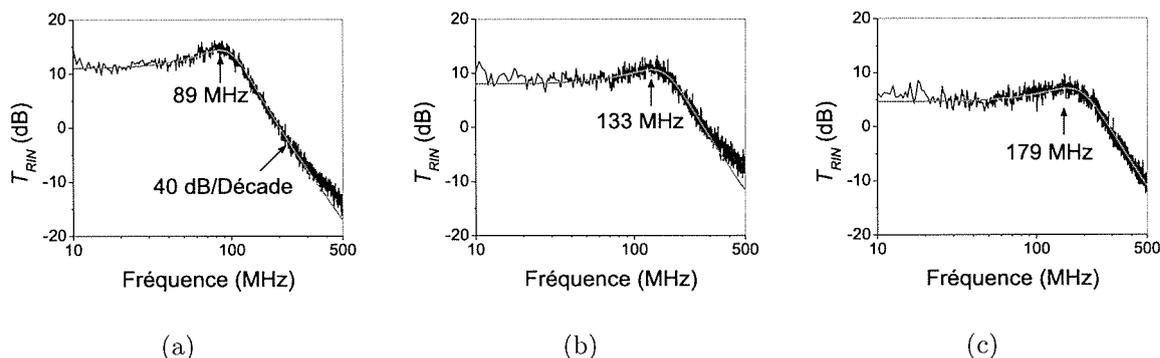


FIGURE IV.24 – Facteur de transfert des fluctuations de la pompe dans le VECSEL de classe B pour trois taux de pompage. Courbe noire : points expérimentaux et courbe grise : ajustement avec l'équation (IV.51) (a) :  $r=1,39$ ,  $\tau_p=0,31$  ns,  $\tau_e=3,3$  ns et  $f_r=89$  MHz. (b) :  $r=1,74$ ,  $\tau_p=0,31$  ns,  $\tau_e=1,9$  ns et  $f_r=133$  MHz. (c) :  $r=2,4$ ,  $\tau_p=0,4$  ns,  $\tau_e=2,4$  ns et  $f_r=179$  MHz.

Les facteurs de transfert de bruit obtenus pour les taux de pompage  $r=1,38$  puis 1,74 et 2,4 sont reproduits dans la figure IV.24. Remarquons que les facteurs de transfert obtenus présentent l'allure d'un filtre résonant du second ordre s'amortissant avec une pente de 40 dB/décade. Ce point est une signature d'une dynamique de classe B. Nous ajustons alors les trois spectres avec l'expression théorique issue de l'équation (IV.51). Le résultat de ces ajustements est reproduit en gris dans les spectres de la figure IV.24. Nous utilisons comme paramètres d'ajustement la durée de vie des photons  $\tau_p$  et la durée de vie des porteurs  $\tau_e$ . Nous obtenons en moyenne  $\tau_p \approx 0,3$  ns et  $\tau_e \approx 2,5$  ns. La durée de vie des photons obtenue est assez proche de notre estimation initiale. Néanmoins, la durée de vie  $\tau_e$  est inférieure à celle que nous avons mesurée par photoluminescence résolue dans le temps (voir le paragraphe IV.2.b.). En effet, les recombinaisons radiatives sont plus importantes quand le milieu à gain optique est saturé. Ainsi, la durée de vie des porteurs devient plus petite [10]. Par ailleurs, nous remarquons que la durée de vie  $\tau_e$  diminue quand on augmente le taux de pompage du VECSEL. Ce comportement est également compatible avec ce que nous attendons [10], soit une diminution de la durée de vie  $\tau_e$  quand la densité de porteurs dans le semiconducteur augmente.

Les fréquences d'oscillations de relaxation,  $f_r$ , extraites de ces ajustements valent 89, 133 et 179 MHz respectivement pour  $r=1,38$ , 1,74 et 2,4. Comme attendu,  $f_r^2$  évolue linéairement avec le taux de pompage relatif  $(r-1)$  (voir la figure IV.25). En définitive, nous retenons que le VECSEL de longueur 0,85 mm se comporte bien comme un laser de classe B.

### Au cours de la transition

Afin de progresser vers le régime intermédiaire, nous augmentons la durée de vie des photons de 0,3 ns à environ 0,8 ns en allongeant la longueur de la cavité optique à 1,26 mm. Nous mesurons ensuite le facteur de transfert des fluctuations d'intensité de la pompe vers le VECSEL pour

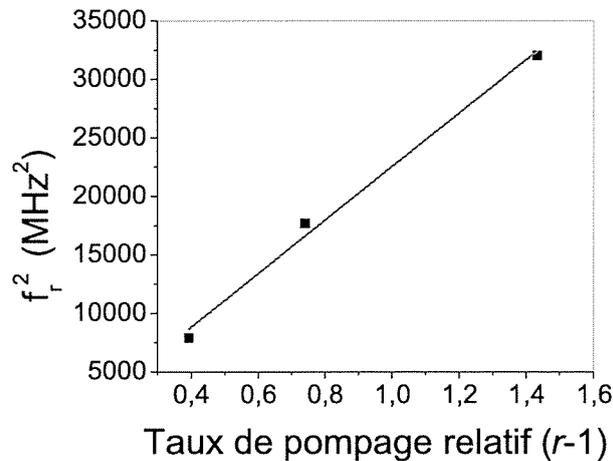


FIGURE IV.25 – Évolution linéaire de la fréquence des oscillations de relaxation élevée au carré ( $f_r^2$ ) en fonction du taux de pompage relatif ( $r - 1$ ).

les taux de pompage  $r = 2,1$  et  $2,79$  (voir la figure IV.26). Nous n'avons pas pu considérer rigoureusement les mêmes taux de pompage que dans le cas précédent ( $L_{cav}=0,8$  mm) car le VECSEL présente des sauts de polarisation. Nous accordons donc le taux de pompage de manière à obtenir une oscillation polarisée stable.

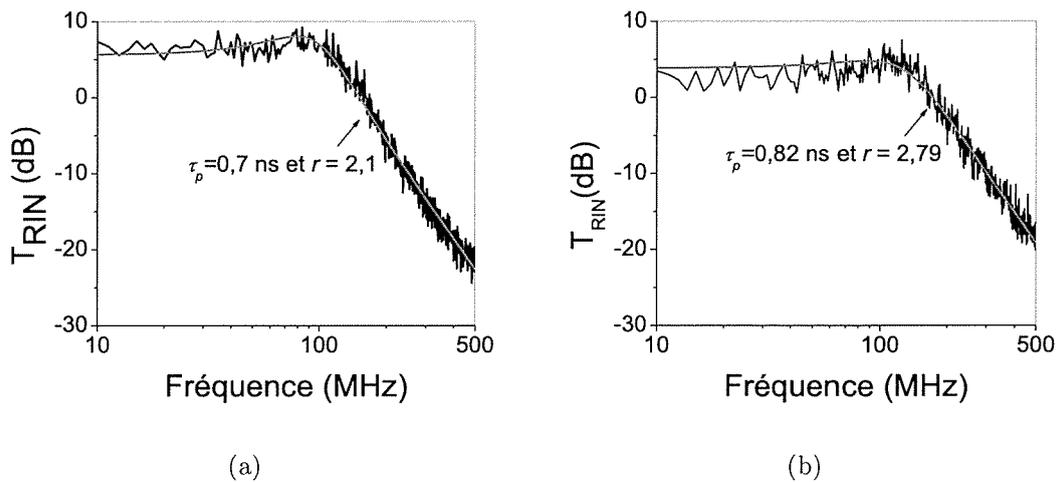


FIGURE IV.26 – Facteur de transfert des fluctuations d'intensité de la pompe vers le VECSEL pour une durée de vie des photons de l'ordre de 0,8 ns. Courbe noire : points expérimentaux et courbe grise : ajustement avec l'équation (IV.51)(a) :  $r=2,1$ ,  $\tau_p=0,71$  ns,  $\tau_e=4$  ns .(b) :  $r=2,79$ ,  $\tau_p=0,82$  ns,  $\tau_e=3$  ns

Nous ajustons les spectres expérimentaux avec l'expression théorique de l'équation (IV.51). Le résultat obtenu est reproduit en IV.26. Nous en déduisons une durée de vie  $\tau_p$  de l'ordre de 0,8 ns. La durée de vie des porteurs,  $\tau_e$ , vaut 4 et 3 ns pour les taux de pompage 2,1 et 2,79. Les valeurs de  $\tau_e$  que nous trouvons sont différentes du cas précédent à taux de pompage équivalent, soit pour  $L_{cav}=0,8$  mm et  $r=2,4$ . Cette différence peut s'expliquer par les variations

du diamètre de faisceau de pompe sur la structure quand on allonge la longueur de la cavité optique.

Nous notons que les oscillations de relaxation sont à peine visibles sur les deux spectres obtenus. En effet, elles s'amortissent plus vite quand la durée de vie des photons augmente. Pour progresser davantage vers un régime de classe A, nous allongeons la longueur de la cavité de 1,26 mm à 2 mm. Le facteur de transfert obtenu est reproduit en figure IV.27.

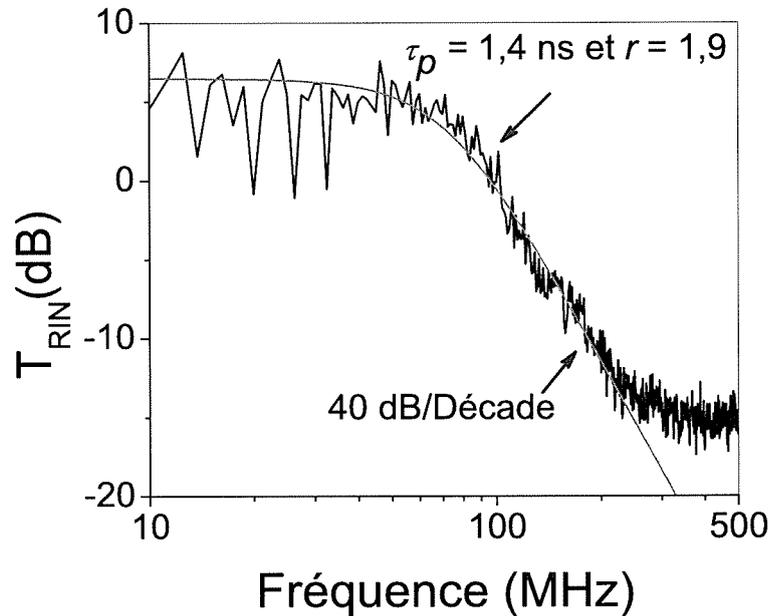


FIGURE IV.27 – Facteur de transfert des fluctuations d'intensité de la pompe vers le VECSEL pour une durée de vie des photons de l'ordre de 1,4 ns. Courbe noire : points expérimentaux et courbe grise : ajustement avec l'équation (IV.51).

$$r=1,9, \tau_p=1,4 \text{ ns et } \tau_e=2,8 \text{ ns}$$

Dans ces conditions, la durée de vie des photons ( $\approx 1,4$  ns) est proche de la durée de vie des porteurs (de l'ordre de 3 ns). Nous obtenons expérimentalement un facteur de transfert non-résonant s'amortissant avec une pente égale à 40 dB/décade. En effet, les oscillations de relaxation sont fortement amorties quand la durée de vie des photons est proche de celle des porteurs. Ainsi, la dynamique du laser est représentée par un filtre non-résonant du second ordre. Ici aussi, le facteur de transfert expérimental est en accord avec l'équation (IV.51) pour des pertes totales dans la cavité de l'ordre de 1%,  $\tau_p \approx 1,4$  ns et  $\tau_e \approx 2,8$  ns. Le plateau obtenu de 300 à 500 MHz est dû au plancher de notre mesure.

Comparons maintenant le spectre obtenu à celui du VECSEL de classe B ( $\tau_p=0,3$  ns) reproduit dans la figure IV.24(b). Nous remarquons que l'amortissement des oscillations de relaxation lors de la transition de la classe B à la classe A réduit à la fois la hauteur et la bande passante du bruit d'intensité dans le VECSEL. Néanmoins, la bande passante du bruit (la même que la bande passante de modulation du laser) est encore définie par les deux constantes de temps  $\tau_p$  et  $\tau_e$ .

### VECSEL de classe A

Finalement, à titre de comparaison, nous reproduisons dans la figure IV.28 le facteur de transfert  $T_{RIN}$  dans le cas du VECSEL de classe A précédemment étudié.

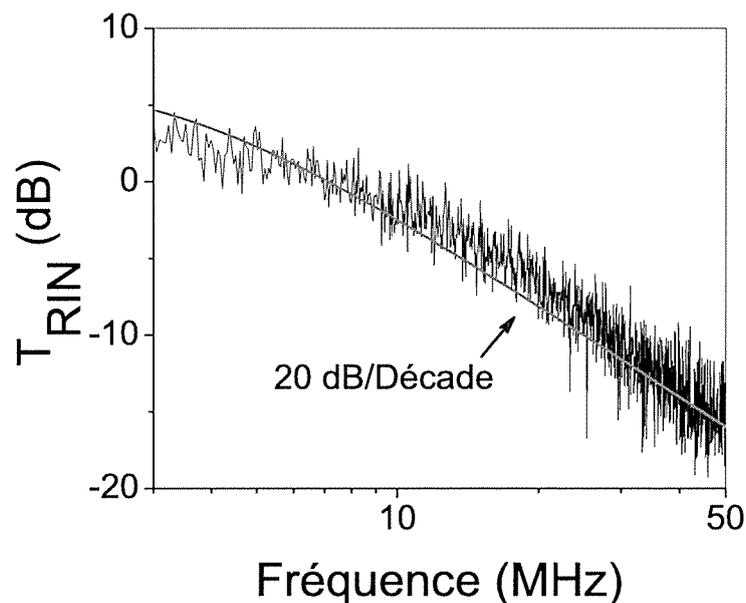


FIGURE IV.28 – Le facteur de transfert des fluctuations d'intensité de la pompe vers les fluctuations d'intensité du laser, mesuré de 3 MHz jusqu'à 10 MHz. En gris : le facteur de transfert expérimental obtenu en divisant les spectres de la figure IV.17. En noir : Simulation du facteur de transfert issue de l'équation (IV.52) pour un taux de pompe  $r = 1,8$  et des pertes totales dans la cavité égales à 1,5%.

Rappelons que la longueur de la cavité est égale à 44 mm. Les pertes optiques sont de l'ordre de 1,5%. Ainsi, la durée de vie des photons dans la cavité est de l'ordre de 19 ns. Ici, le régime de classe A est largement atteint. Le laser se comporte comme un filtre passe-bas du premier ordre (20 dB/décade). Comme les porteurs sont éliminés adiabatiquement, seule la durée de vie des photons fixe la bande passante du bruit. Or, cette dernière est beaucoup plus longue en comparaison au cas du VECSEL de longueur 0,85 et 2 mm. Ainsi, le VECSEL de classe A filtre plus efficacement les fluctuations d'intensité.

#### IV.7.d. Conclusion

Dans cette partie, nous avons exploré le comportement dynamique du VECSEL lors de son passage de la classe B à la classe A. Pour cela, nous avons mis à profit les techniques développées aux paragraphes précédents, à savoir :

- le contrôle du comportement dynamique du VECSEL via le contrôle de la longueur de sa cavité optique.
- la caractérisation du comportement dynamique du VECSEL via l'étude du transfert du bruit de la pompe au laser.

Dans un premier temps, nous avons modifié l'architecture du pompage optique du VECSEL pour pouvoir obtenir une cavité optique de longueur inférieure au millimètre. Ensuite, nous avons graduellement augmenté la longueur de la cavité de 0,85 mm à 2 mm afin de progresser de la classe B à la classe A. Ainsi, nous avons pu observer le comportement dynamique du VECSEL évoluer de celui d'un filtre résonant du second ordre à celui d'un filtre passe-bas du premier ordre. Au cours de la transition, c'est-à-dire quand la durée de vie des photons se rapproche de celle des porteurs, le laser se comporte comme un filtre non-résonant du second ordre dû au fort amortissement des oscillations de relaxation. Nous en concluons donc que le passage de la classe B à la classe A se fait progressivement.

Les caractéristiques de la transition, à savoir l'absence de résonance et l'amortissement en 40 dB/décade, peuvent être avantageuses pour obtenir une source optique à faible bruit d'intensité. Néanmoins, les porteurs n'étant pas éliminés de la dynamique du laser, la bande passante du bruit est défini à la fois par le temps de vie des photons et le temps de vie des porteurs. Par conséquent, la dynamique de classe A est la plus adaptée pour obtenir une source optique à très faible bruit d'intensité.

## IV.8 Synthèse et conclusion du chapitre IV

Dans ce chapitre, nous avons exploité le régime dynamique de classe A, obtenu dans un VECSEL de grande finesse, pour démontrer une source optique à faible bruit d'intensité sur une large bande passante.

La première partie de ce chapitre a été dédiée à la conception d'un laser de classe A monomode longitudinal dans une cavité de grande finesse. Pour cela, nous avons utilisé un 1/2-VCSEL dans une cavité externe de longueur centimétrique (44 mm). En effet, les faibles pertes intrinsèques du milieu actif (1/2-VCSEL) nous ont permis d'obtenir une durée de vie des photons de l'ordre de 20 ns, bien plus longue que celle de l'inversion de population (environ 4 ns). L'oscillation monomode longitudinale est obtenue avec un étalon solide en silice non traité d'épaisseur égale à 150  $\mu\text{m}$ . La puissance optique extraite s'élève à 50 mW pour un taux de pompage égal à 2. Dans ces conditions, nous avons vérifié que le laser présentait une dynamique de classe A en mesurant sa réponse quand on module son taux de pompage. Cette dernière est celle d'un filtre passe-bas du premier ordre dont la bande passante est proportionnelle à la durée de vie des photons. Comme attendu, le comportement de type classe A permet d'obtenir une source optique à très faible bruit d'intensité. En effet, le bruit d'intensité du VECSEL est limité au bruit de grenaille sur une large bande passante s'étendant de 100 MHz jusqu'à 18 GHz. Ici, la limite du bruit de grenaille relatif est à -155 dB/Hz car nous mesurons un photocourant moyen de 1 mA. Cette limite serait à -172 dB/Hz si nous pouvions détecter toute la puissance émise, soit les 50 mW obtenus.

Cependant, le VECSEL présente du bruit d'intensité en excès à des fréquences particulières du spectre. D'une part, son bruit d'intensité relatif est au dessus de la limite quantique standard aux fréquences inférieures à 100 MHz. D'autre part, l'émission spontanée amplifiée résiduelle engendre des remontées de bruit aux fréquences multiples des harmoniques de l'intervalle spectral libre de la cavité. L'excès de bruit aux basses fréquences présente l'allure d'un filtre passe-bas et s'élève jusqu'à 30 dB au dessus de la limite quantique standard. Quant à l'excès de bruit aux fréquences harmoniques de l'ISL, il reflète l'efficacité du filtrage de la cavité laser. En effet, nous avons vu que la largeur de l'excès de bruit à l'intervalle spectral libre de la cavité est de l'ordre

de 50 kHz. D'autre part, la hauteur des remontées de bruit observées nous renseigne directement sur le taux de suppression des modes latéraux, paramètre inaccessible avec les mesures de spectre optique. Ainsi, nous avons mesuré des taux de suppression allant de 79 à 85 dB.

Afin de décrire l'excès de bruit observé, nous avons mis en place un modèle semi-classique prenant en compte l'effet de l'émission spontanée et des pertes réparties sur chaque mode de la cavité (le mode fondamental et les modes latéraux). Nous montrons ainsi que les fluctuations des modes latéraux sont indépendantes des fluctuations du mode central et de celles de l'inversion de population. A la fréquence du mode central, le spectre des fluctuations d'intensité est lorentzien, correspondant à un filtre passe-bas du premier ordre. Sa largeur dépend à la fois du taux de pompage et du temps de vie des photons. Aux fréquences des modes latéraux de la cavité, le spectre des fluctuations est aussi lorentzien. Cependant, sa largeur dépend uniquement des pertes additionnelles de l'étalon. Quant à sa hauteur, elle dépend à la fois de la surtension de la cavité et du filtrage spectral intracavité.

En troisième partie, nous avons testé la validité du modèle proposé en le comparant aux résultats expérimentaux du VECSEL. Nous avons retenu que ce modèle convient parfaitement à la description du bruit d'intensité en excès à l'exception de la hauteur du bruit d'intensité aux basses fréquences.

C'est pourquoi nous avons ensuite été amenés à étudier le transfert du bruit d'intensité de la pompe vers le VECSEL. Nous avons alors montré que la diode de pompe, étant multimode, transfère son bruit d'intensité au VECSEL. Ce transfert se fait suivant les deux régimes suivants :

1. Le premier régime correspond aux fréquences inférieures à la fréquence de coupure du laser. Dans ce régime, le transfert s'accompagne par une amplification du bruit de la pompe dû au seuil du laser. Le facteur d'amplification ne dépend que du taux de pompage.
2. Le deuxième régime correspond aux fréquences supérieures à la fréquence de coupure du laser. Dans ce régime, le laser réagit comme un filtre passe-bas du premier ordre face aux fluctuations d'intensité provenant de la pompe.

A ce stade, nous avons identifié et étudié les mécanismes générant du bruit d'intensité en excès dans le VECSEL. Ces mécanismes sont l'émission spontanée dans les modes latéraux et le transfert du bruit d'intensité de la pompe vers le VECSEL. Nous avons alors proposé deux techniques permettant de réduire le bruit d'intensité en excès. D'une part, nous avons réduit le bruit d'origine électrique aux basses fréquences en alimentant la diode de pompe avec une pile. D'autre part, nous avons supprimé les remontées de bruit aux fréquences harmoniques de l'ISL de la cavité en optimisant sa longueur et donc le filtrage spectral des modes latéraux.

Finalement, nous avons exploré le comportement dynamique du VECSEL lors de la transition de la classe B vers la classe A. Cette transition se fait adiabatiquement. En effet le laser se comporte comme un filtre résonant du second ordre quand il est de classe B. Lors de la transition, il réagit comme un filtre non-résonant du second ordre dû au fort amortissement des oscillations de relaxation. Dans ce cas, sa bande passante est définie à la fois par le temps de vie des photons et le temps de vie des porteurs. Quand il devient de classe A, le laser se comporte comme un filtre passe-bas du premier ordre. Comme les porteurs sont éliminés adiabatiquement dans un régime de classe A, seuls les photons contrôlent la bande passante du bruit. Par conséquent, la dynamique de classe A est la plus avantageuse pour obtenir une source optique à faible bruit d'intensité.

En définitive, nous avons présenté une étude "complète" du bruit d'intensité du VECSEL de classe A. D'une part, nous avons caractérisé le bruit d'intensité expérimentalement sur une

large bande passante s'étalant de 10 kHz jusqu'à 18 GHz. D'autre part, nous l'avons décrit analytiquement au moyen d'un modèle théorique tenant compte de l'émission spontanée et des bruits d'origine technique. L'ensemble des observations expérimentales est en accord avec le modèle développé. Ainsi, ce dernier peut être mis à profit pour prédire l'architecture du VECSEL "idéale" pour nos applications, soit le transport des signaux analogiques par voie optique. Idéalement, une liaison optique/hyperfréquence nécessiterait une source optique dont le bruit d'intensité est limité au bruit de grenaille sur une large bande de fréquences, typiquement jusqu'à 18 GHz (bande passante des systèmes d'écoute électronique). Trois principaux critères doivent être pris en compte pour que le bruit d'intensité du VECSEL soit limité au bruit de grenaille sur une large bande passante :

1. avoir un comportement dynamique de classe A.
2. supprimer l'excès de bruit aux fréquences harmoniques de l'intervalle spectral libre de la cavité.
3. supprimer l'excès de bruit aux basses fréquences dû au transfert du bruit de la pompe vers le VECSEL.

Pour remplir ces trois critères à la fois, nous devons d'une part ajuster la longueur et la surtension de la cavité et d'autre part choisir convenablement le pompage du gain optique. Pour s'affranchir du bruit d'intensité en excès aux fréquences harmoniques de  $c/L_{cav}$ , on pourrait simplement considérer une cavité optique de longueur égale à 8 mm. Dans ces conditions,  $c/L_{cav}$  vaut 18,75 GHz. Ainsi, un éventuel excès de bruit serait en dehors de la bande de fréquences qui nous intéresse. Par ce moyen, nous mettons moins d'exigence sur le choix du filtre spectral dans la cavité. Il suffit par exemple d'utiliser un étalon solide non traité d'épaisseur égale à 150  $\mu\text{m}$  (voir le paragraphe IV.6.b.). En considérant une cavité optique aussi courte, il est nécessaire de limiter les pertes optiques à 0,5 % afin de garantir une durée de vie de photons suffisamment longue (10 ns dans ce cas). Dans ces conditions, la limite supérieure de la bande passante du bruit vaut 14 MHz. Ainsi, l'utilisation d'une pompe monomode s'impose pour s'affranchir du bruit d'intensité en excès aux basses fréquences.

Au final, le pompage optique monomode d'un 1/2-VCSEL dans une cavité de longueur égale à 8 mm et dont les pertes sont limitées à 0,5 % devra aboutir à une source optique limitée au bruit de grenaille sur une large bande passante s'étendant jusqu'à 18 GHz.

# Chapitre V

## Bruit de phase additif d'une liaison optique à modulation externe intégrant le VECSEL de classe A

### Sommaire

---

V.1	Introduction . . . . .	161
V.2	Liaison optique basée sur le VECSEL de classe A . . . . .	162
V.3	Bruit de phase additif de la liaison optique . . . . .	163
V.3.a.	Principe de la mesure . . . . .	163
V.3.b.	Résultats expérimentaux . . . . .	165
Conditions expérimentales . . . . .	165	
Résultats expérimentaux et discussion . . . . .	165	
V.3.c.	Comparaison au laser Nd :YAG . . . . .	168
V.3.d.	Réduction de l'excès du bruit de phase additif . . . . .	169
V.3.e.	Synthèse . . . . .	169
V.4	Bruit de phase additif au voisinage de l'ISL de la cavité . . . . .	170
V.5	Conclusion . . . . .	174

---



## V.1 Introduction

Nous avons vu jusqu'à présent que l'exploitation du régime dynamique de classe A dans un laser SC conduit à une source optique à très faible bruit d'intensité. Les mécanismes de réduction du bruit sont d'une part la suppression des oscillations de relaxation et d'autre part le filtrage de l'émission spontanée par la réponse de la cavité laser. Afin d'exploiter la dynamique classe A, nous avons augmenté la durée de vie des photons dans deux architectures de cavités différentes : une première architecture basée sur une cavité optique longue [98] et une deuxième architecture basée sur une cavité optique de grande surtension [99]. Dans chacune de ces architectures, le bruit d'intensité relatif est égal à la limite quantique standard. En particulier, le bruit d'intensité en sortie du VECSEL de classe A est inférieur à -155 dB/Hz sur une large bande passante allant de 100 MHz jusqu'à 18 GHz. Le bruit d'intensité auquel nous sommes limités correspond au bruit de grenaille relatif du photocourant moyen que nous mesurons. Il aurait été potentiellement égal à -172 dB/Hz si nous avions pu détecter les 50 mW optiques extraits du VECSEL de classe A.

Le laser SC de classe A a donc un grand potentiel en tant que source faible bruit pour les applications analogiques nécessitant de grandes dynamiques sur de larges bandes passantes instantanées [100]. En particulier, l'intégration d'un laser SC de classe A dans une liaison optique pour le transport des signaux hyperfréquences peut apporter deux améliorations majeures par comparaison aux lasers SC de classe B. D'une part, le bruit d'intensité mesuré étant limité par le bruit de grenaille de détection, le rapport signal à bruit en sortie de la liaison optique croît quand on augmente le photocourant moyen (voir le paragraphe I.6 page 42). D'autre part, la dynamique de la liaison optique reste constante sur une large bande de fréquences s'étendant de 100 MHz jusqu'à 18 GHz.

Parmi les applications analogiques pouvant bénéficier des avantages de l'optique, le déport et la distribution d'oscillateurs locaux par voie optique exigent en particulier que la liaison optique ne dégrade pas la pureté spectrale du signal hyperfréquence [101]. Rappelons que la pureté spectrale d'un signal hyperfréquence décrit les fluctuations de sa phase électrique. Quand ce signal est transmis par voie optique, du bruit de phase additif peut être introduit par la liaison optique. La pureté spectrale est principalement dégradée par le bruit d'intensité relatif de la source optique [59, 60, 102]. Jusqu'à présent, seuls les lasers de classe B ont été utilisés dans ces liaisons. Nous proposons alors dans ce chapitre d'étudier le bruit de phase additif d'une liaison optique utilisant comme source notre laser SC de classe A à très faible bruit d'intensité. Pour des raisons pratiques, nous utiliserons l'architecture basée sur une cavité de grande surtension.

Dans un premier temps, nous mettrons en place une liaison optique basée sur le VECSEL de classe A. Nous choisirons un schéma de modulation d'intensité par voie externe en vue de transmettre des signaux analogiques dans la bande [100 MHz – 18 GHz].

Ensuite, nous nous intéresserons à la transmission d'un signal analogique à une fréquence où le  $RIN$  du VECSEL est limité au bruit de grenaille. Nous caractérisons en particulier le bruit de phase additif de la liaison optique obtenue. Puis, nous discuterons la contribution du VECSEL de classe A dans la dégradation de la pureté spectrale du signal hyperfréquence transmis par voie optique.

Finalement, nous nous intéresserons à la transmission d'un signal analogique situé près de l'intervalle spectral libre de la cavité laser, fréquence à laquelle nous avons observé du bruit d'intensité en excès.

## V.2 Liaison optique basée sur le VECSEL de classe A

Dans cette première partie, nous mettons en place une liaison optique dont la source laser est un VECSEL de classe A. Rappelons que le VECSEL de classe A est basé sur un 1/2-VCSEL placé dans une cavité externe de grande surtension (voir le paragraphe IV.2.c. du chapitre IV). Parmi les trois VECSELS de classe A présentés au chapitre IV (de longueurs respectives 44, 17 et 8 mm), nous choisissons d'utiliser celui dont la longueur de cavité est égale à 44 mm. Dans cette cavité, la limite supérieure de la bande passante du bruit aux basses fréquences est égale à 7 MHz, bien inférieure à celles des VECSELS de longueur 17 et 8 mm. Sachant que le bruit d'intensité aux basses fréquences se reporte au pied de la modulation électrique, le VECSEL de 44 mm de long est plus avantageux que les deux autres lasers.

La bande passante en modulation directe du VECSEL est de l'ordre de quelques MHz. Ainsi, seule la modulation d'intensité par voie externe est possible avec un VECSEL de classe A en vue de transmettre des signaux analogiques allant de 100 MHz jusqu'à quelques GHz. En pratique, nous utilisons un modulateur d'intensité de type Mach-Zehnder (MZM) du commerce<sup>1</sup>. Il s'agit d'un modulateur à base de Niobate de Lithium dont la bande passante électrique vaut 10 GHz. Ses pertes d'insertion sont de l'ordre de 6 dB au maximum de transmission. Quant à sa tension demi-onde  $V_{\pi}$ , elle est égale à 5 V. Une représentation schématique de la liaison optique est reproduite dans la figure V.1. La liaison est constituée du VECSEL de classe A suivi du modulateur MZM puis d'une photodiode rapide.

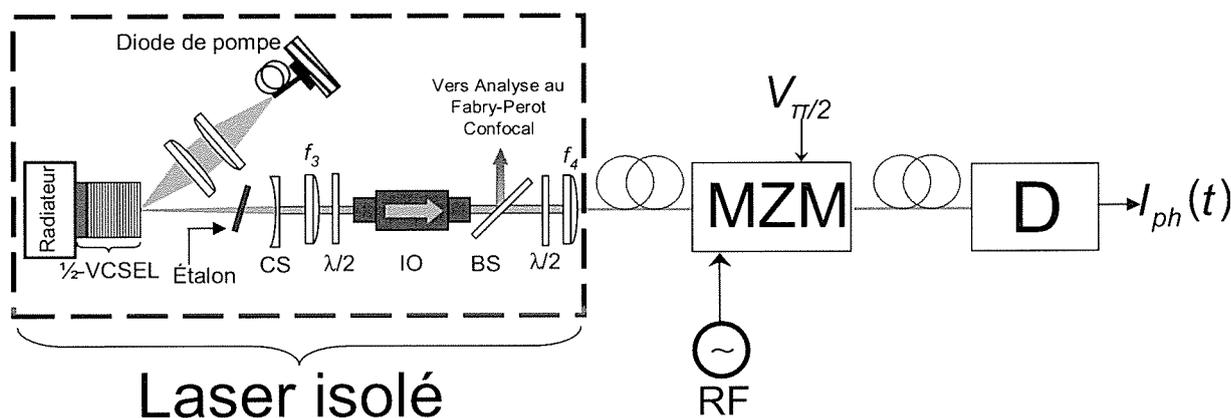


FIGURE V.1 – Représentation schématique de la liaison optique à modulation externe dont la source optique est le VECSEL de classe A. CS : coupleur de sortie de la cavité laser, BS : coupleur optique, IO : isolateur optique,  $f_3=75$  mm,  $f_4=8$  mm.  $\lambda/2$  : lame demi-onde. MZM : Modulateur de type Mach-Zehnder, D : photodiode.

Tout d'abord, nous couplons la puissance optique extraite du VECSEL dans la fibre d'entrée du modulateur d'intensité. Pour cela, il est nécessaire d'orienter la polarisation linéaire du champ optique issu du VECSEL suivant l'axe propre du guide électro-optique dans le MZM<sup>2</sup>. Nous plaçons donc une lame demi-onde en entrée du modulateur d'intensité. Ensuite, nous ajustons la tension de commande du modulateur à  $V_{\pi/2}$ . En ce point de fonctionnement, la transmission du MZM est linéaire en fonction de la tension appliquée (voir le paragraphe I.2.b.). L'oscillateur

1. <http://www.photline.fr/>

2. Il est important de mentionner que les fibres optiques constituant les voies d'entrée et de sortie du MZM maintiennent la polarisation de l'onde optique.

local à la fréquence  $f$  est fourni par une source hyperfréquence de grande pureté spectrale et à très faible bruit d'intensité (Agilent E8251A). L'oscillateur local module la transmission du modulateur. Dans ces conditions, la puissance optique transmise est modulée à la même fréquence. Finalement, nous restituons la modulation électrique en détectant le champ optique avec une photodiode rapide.

Le photocourant que nous mesurons en sortie de la liaison optique a l'expression suivante :

$$I_{ph}(t) = \langle I_{ph} \rangle + i(t) + I_{hyp} \cos(2\pi ft + \langle \phi_{RF} \rangle + \varphi_{RF}(t)), \quad (\text{V.1})$$

où  $\langle I_{ph} \rangle$  est le photocourant moyen,  $I_{hyp}$  est l'amplitude de la modulation électrique à la fréquence  $f$ .  $\langle \phi_{RF} \rangle$  est le déphasage électrique moyen introduit par la liaison optique.  $i(t)$  et  $\varphi_{RF}(t)$  sont respectivement le bruit d'amplitude et le bruit de phase électrique additifs. La profondeur de modulation  $m$  est définie par le rapport  $I_{RF}/\langle I_{ph} \rangle$ . En utilisant un modulateur d'intensité commandé à  $V_{\pi/2}$ , la profondeur de modulation  $m$  est donnée par l'équation suivante :

$$m = \frac{\pi V_{RF}}{V_{\pi}}, \quad (\text{V.2})$$

où  $V_{RF}$  est l'amplitude pic à pic en volt de la modulation électrique appliquée au MZM. Il est important de mentionner que l'expression de l'équation (V.2) ne s'applique qu'aux faibles taux de modulation. En pratique, nous ajustons la profondeur de modulation  $m$  via la puissance électrique issue du générateur hyperfréquence.

Intéressons-nous dans la suite au bruit de phase additif introduit par la liaison optique ainsi obtenue.

## V.3 Bruit de phase additif de la liaison optique

Selon l'expression issue de l'équation V.1, le photocourant que nous mesurons contient à la fois les fluctuations de l'amplitude électrique,  $i(t)$ , et les fluctuations de la phase électrique,  $\varphi_{RF}(t)$ . Pour détecter uniquement les fluctuations de la phase électrique, nous utilisons un banc de mesure spécifique que nous décrivons brièvement dans le paragraphe suivant.

### V.3.a. Principe de la mesure

Une représentation schématique du banc de mesure est reproduite dans la figure V.2. Tout d'abord, nous séparons le signal électrique issu de la source hyperfréquence en deux signaux qui alimentent respectivement la voie (1) et la voie (2). La voie (1) contient le signal de référence, c'est-à-dire l'oscillateur local de grande pureté spectrale. Nous insérons dans cette voie un atténuateur électrique et un contrôleur de phase afin d'ajuster respectivement l'amplitude et la phase électrique du signal de référence. La voie (2) contient la liaison optique à modulation externe. Un amplificateur électrique et un atténuateur variable sont insérés après la photodiode pour ajuster la puissance électrique sur la voie (2).

Pour mesurer le bruit de phase électrique apporté par la liaison optique, nous commençons d'abord par égaliser les longueurs électriques des deux voies (1) et (2). Nous supprimons ainsi le bruit de phase résiduel de la source hyperfréquence. Ensuite, grâce au contrôleur de phase, nous mettons en quadrature les deux signaux électriques issus des voies (1) et (2). Puis, nous les mélangeons. De cette manière, c'est-à-dire en mélangeant deux signaux en quadrature de

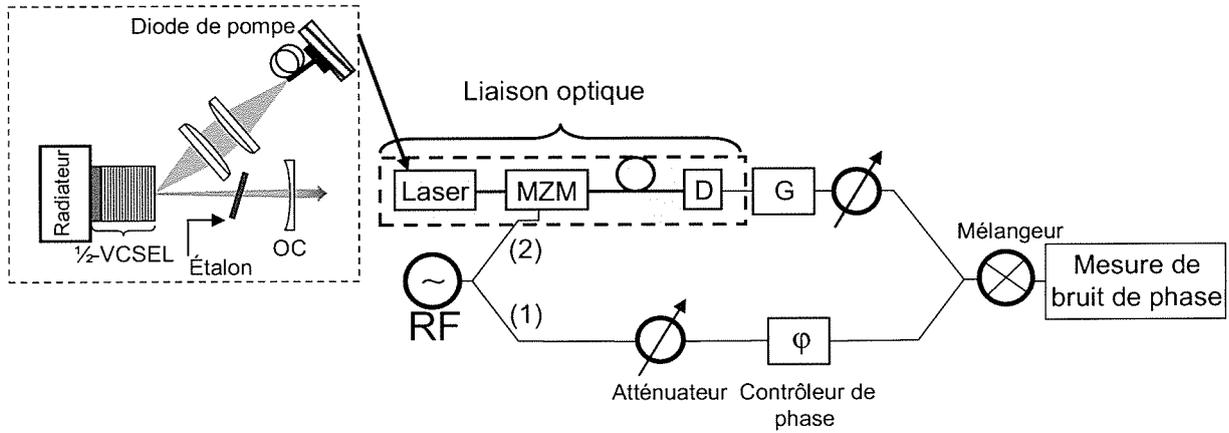


FIGURE V.2 – Représentation schématique du principe de la mesure du bruit de phase additif de la liaison optique.

phase, nous nous affranchissons du bruit d'amplitude électrique. La tension électrique issue du mélangeur contient une composante utile proportionnelle aux fluctuations de phase électrique. Le banc de mesure (Europtest PN9000) calcule les fluctuations quadratiques de cette tension en fonction de la fréquence à la porteuse. Au final, il nous délivre le spectre de la pureté spectrale,  $L$ , dont nous rappelons la définition dans l'équation suivante :

$$L(f_e) = \frac{K_{dét}^2 S_{\varphi_{RF}}(f_e)}{R_{ph} P_{RF}}, \quad (V.3)$$

où  $f_e$  est le décalage de fréquence par rapport à  $f$ .  $S_{\varphi_{RF}}(f_e)$  est la densité spectrale de puissance de bruit de phase électrique à la fréquence  $f_e$ .  $S_{\varphi_{RF}}$  s'exprime en  $\text{rad}^2/\text{Hz}$ .  $K_{dét}$  est le facteur de conversion du mélangeur exprimé en  $\text{V}/\text{rad}$ .  $R_{ph}$  est la charge de la photodiode.  $P_{RF}$  est la puissance électrique moyenne à la fréquence  $f$ . Nous l'écrivons ainsi en fonction de la profondeur de modulation  $m$  et du photocourant moyen  $\langle I_{ph} \rangle$  :

$$P_{RF} = \frac{1}{2} R_{ph} m^2 \langle I_{ph} \rangle^2. \quad (V.4)$$

Quand seuls le bruit thermique, le bruit de grenaille et le bruit d'intensité de la source optique dégradent le bruit de phase électrique, le spectre de la pureté spectrale est représenté par un plancher de bruit blanc. Notons  $L_p$  ce plancher. Son expression est décrite par l'équation suivante<sup>3</sup> :

$$L_p(f_e) = \frac{\frac{1}{2} (k_B T + 2q R_{ph} \langle I_{ph} \rangle + R_{ph} RIN(f) \langle I_{ph} \rangle^2)}{P_{RF}}, \quad (V.5)$$

où  $k_B$  désigne la constante de Boltzman,  $T$  est la température de la résistance de charge en Kelvin,  $q$  est la charge élémentaire d'un électron.  $RIN(f)$  est le bruit d'intensité relatif à la fréquence  $f$ .

Si nous choisissons un signal analogique à une fréquence où le  $RIN$  du VECSEL est limité au bruit de grenaille, l'expression de la pureté spectrale  $L_p$  se simplifie ainsi :

$$L_p(f_e) = \frac{k_B T}{R_{ph} m^2 \langle I_{ph} \rangle^2} + \frac{2q}{m^2 \langle I_{ph} \rangle}, \quad (V.6)$$

3. Cette expression est issue du paragraphe I.6.d..

où nous avons utilisé l'expression de  $P_{RF}$  issue de l'équation V.4. Nous nous attendons donc à ce que la pureté spectrale du signal analogique en sortie de la liaison optique soit limitée par le bruit de grenaille.

Voyons alors si la liaison optique du paragraphe V.2 répond bien à nos attentes.

### V.3.b. Résultats expérimentaux

Avant toute chose, précisons les conditions expérimentales dans lesquelles nous mesurons le bruit de phase additif introduit par la liaison optique.

#### Conditions expérimentales

La puissance optique disponible en entrée du modulateur d'intensité est de l'ordre de 90 mW<sup>4</sup>. Compte tenu des pertes de ce dernier, nous récupérons seulement 11 mW en sortie du modulateur. Nous limitons le photocourant mesuré à environ 2 mA, c'est-à-dire la limite de linéarité de la photodiode quand elle est utilisée pour détecter une onde optique à 1000 nm.

Nous fixons à 3 GHz la fréquence  $f$  du signal analogique issu de la source hyperfréquence. A cette fréquence, le  $RIN$  du VECSEL est limité au bruit de grenaille. Puis, nous ajustons la puissance électrique envoyée vers le modulateur MZM de manière à obtenir des profondeurs de modulation allant de 0,2 à 0,6. Les puissances électriques en sortie des voies (1) et (2) valent respectivement 7 et 5 dBm.

Nous tenons à préciser que nous alimentons le modulateur d'intensité ainsi que la photodiode avec des piles électriques. De cette manière, nous réduisons la contribution des bruits d'origine technique dans le bruit de phase additif de la liaison optique.

#### Résultats expérimentaux et discussion

Nous effectuons d'abord une mesure de référence afin d'évaluer la sensibilité de notre banc de mesure de bruit de phase. Pour cela, nous retirons la liaison optique et nous la remplaçons par une atténuation électrique correspondant aux pertes électriques de la liaison optique. Ces pertes prennent en compte l'efficacité de conversion électrique/optique du modulateur et le rendement de la photodétection. Le plancher de mesure, ainsi obtenu, est reproduit en noir dans la figure V.3. Nous obtenons un plancher égal à -153 dBc/Hz aux fréquences supérieures à 4 kHz. Le plancher de notre banc de mesure est limité par le bruit thermique et par la conversion résiduelle du bruit d'amplitude de la source hyperfréquence en bruit de phase électrique [103].

Regardons maintenant le bruit de phase additif introduit par la liaison optique. Pour cela, nous mesurons la pureté spectrale de l'oscillateur local à 3 GHz, transmis par voie optique, pour deux profondeurs de modulation différentes,  $m = 0,26$  et  $m = 0,59$ . Les photocourants moyens associés à ces deux profondeurs de modulation valent respectivement 1,2 mA et 1,59 mA. Les spectres obtenus sont reproduits dans la figure V.3. Nous notons que les deux spectres sont blancs aux fréquences supérieures à 6 kHz. Les puretés spectrales correspondantes valent -144 dBc/Hz et -152 dBc/Hz respectivement pour  $m = 0,26$  et  $m = 0,59$ . Il est important de mentionner que ces deux planchers correspondent à de très faibles bruit de phase additifs pour les photocourants

---

4. Les résultats présentés au chapitre IV correspondent à une puissance totale émise de l'ordre de 50 mW. Ici, nous nous plaçons sur un point particulier de la structure où la puissance optique extraite s'élève à 90 mW pour une puissance de pompe de 1 W.

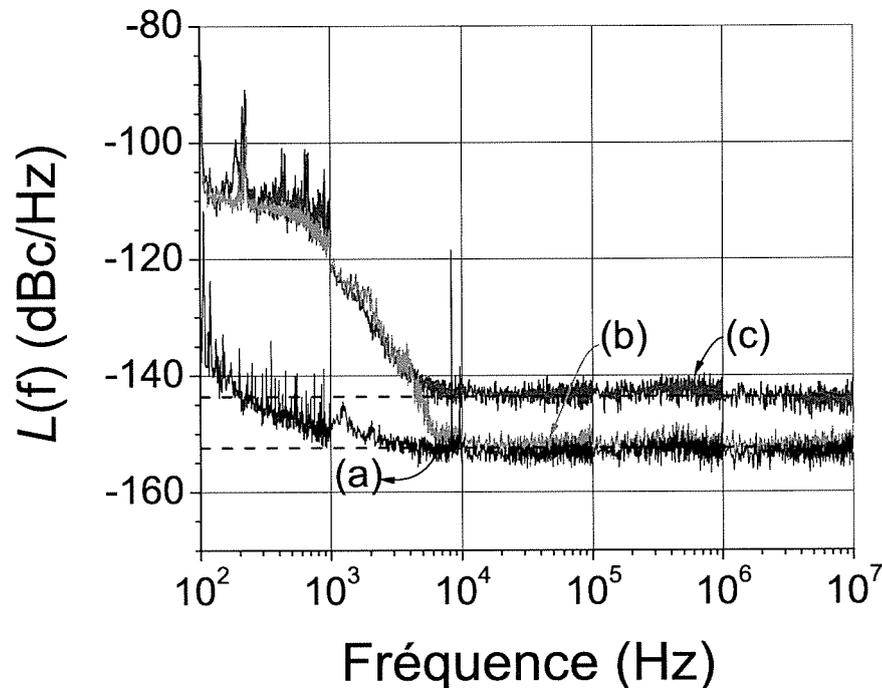


FIGURE V.3 – Mesure de la pureté spectrale limitée par le bruit de phase additif de la liaison optique. La fréquence de l'oscillateur local est à 3 GHz. (a) : Plancher du banc de mesure. (b) :  $m = 0,59$  et  $\langle I_{ph} \rangle = 1,59$  mA. Trait continu : résultat expérimental avec le VECSEL de classe A. Trait discontinu : Plancher théorique issu de l'équation (V.7). (c) :  $m = 0,26$  et  $\langle I_{ph} \rangle = 1,2$  mA. Trait continu : résultat expérimental avec le VECSEL de classe A. Trait discontinu : Plancher théorique issu de l'équation (V.7).

mesurés. A titre de comparaison, le plancher de bruit de phase additif de la liaison optique à modulation externe décrite dans la référence [104] vaut  $-150$  dBc/Hz pour  $m \times \langle I_{ph} \rangle$  égal à  $20$  mA. Dans notre cas, nous mesurons un plancher de  $-152$  dBc/Hz pour  $m \times \langle I_{ph} \rangle$  égal à  $0,94$  mA seulement. La principale différence entre les deux liaisons, celle que nous étudions et celle décrite dans la référence [104], est le niveau du bruit d'intensité relatif de la source optique. En effet, le bruit d'intensité relatif de la diode laser de classe B utilisée dans la référence [104] est très supérieur au bruit de grenaille relatif. Sa contribution au bruit de phase additif est donc dominante. En revanche, le bruit d'intensité relatif du VECSEL de classe A est inférieur au bruit de grenaille. Par conséquent, nous nous attendons à ce que la pureté spectrale obtenue soit limitée par le bruit de grenaille de la détection.

Afin de comparer nos deux mesures aux planchers attendus, nous négligeons la contribution du bruit thermique dans l'expression de l'équation V.6<sup>5</sup>. En effet, dans nos conditions expérimentales, seule la contribution du bruit de grenaille est significative. Le plancher de la pureté

5. En effet, pour  $1$  mA mesuré, la contribution du bruit de grenaille est de  $6$  dB supérieure à celle du bruit thermique. Par ailleurs, les amplificateurs électriques que nous utilisons ont de faibles facteurs de bruit.

spectrale s'écrit donc :

$$L_p(f_e) \approx \frac{2q}{m^2 \langle I_{ph} \rangle}. \quad (V.7)$$

Pour une profondeur de modulation  $m = 0,26$  et un photocourant moyen de 1,2 mA, le plancher  $L_p$  attendu vaut -144 dBc/Hz. Il devient égal à -152,4 dBc/Hz pour une profondeur de modulation de 0,59 et un photocourant moyen de 1,59 mA. Nous déduisons ainsi que les planchers mesurés sont en accord avec nos attentes. Par conséquent, la pureté spectrale de l'oscillateur à 3 GHz, transmis par la liaison optique basée sur le VECSEL de classe A, est limitée par le bruit de grenaille de la détection.

Par ailleurs, l'expression de la pureté spectrale,  $L_p$ , issue de l'équation V.7 prévoit que la quantité  $m^2 \times L_p$  soit proportionnelle à l'inverse du photocourant moyen. Nous représentons alors dans la figure V.4 la quantité  $m^2 \times L_p$  en fonction du photocourant moyen mesuré.

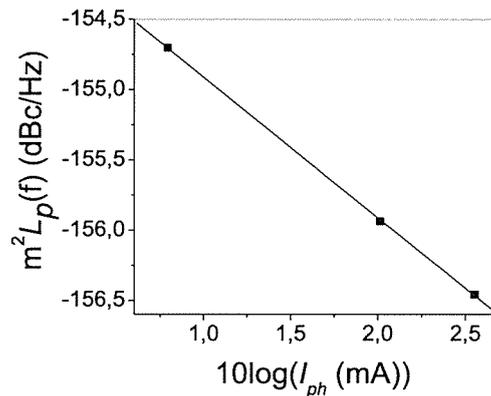


FIGURE V.4 – Évolution de  $m^2 \times L_p$  en fonction de  $10 \log(I_{ph})$ . Carrés : Points expérimentaux. Ligne continue : Ajustement linéaire de pente égale à -1.

Comme attendu, la quantité  $m^2 \times L_p$  est proportionnelle à l'inverse du photocourant moyen mesuré. Ceci nous confirme bien que la pureté spectrale  $L_p$  est limitée par le bruit de grenaille de la détection. Il est important de mentionner que l'équation V.7 ne s'applique que si le bruit d'intensité de la source optique est bien inférieur au bruit de grenaille relatif. Dans le cas contraire, c'est-à-dire si le bruit d'intensité relatif est dominant, le plancher de la pureté spectrale devient indépendant du photocourant moyen mesuré (voir l'équation V.5). Ceci est le cas des liaisons optiques utilisant des lasers SC de type DFB présentant une dynamique classe B.

En définitive, nous concluons que le plancher de la pureté spectrale de l'oscillateur à 3 GHz est limité par le bruit de grenaille de la détection. Nous avons montré que la quantité  $m^2 \times L_p$  est proportionnelle à l'inverse du photocourant moyen mesuré. Ainsi, la pureté spectrale de l'oscillateur transmis par voie optique est d'autant plus importante que le photocourant mesuré est élevé.

Intéressons-nous maintenant à la pureté spectrale mesurée aux fréquences inférieures à 6 kHz (voir la figure V.3). Nous remarquons qu'elle est supérieure au plancher  $L_p$ . Elle se présente sous la forme d'un plateau indépendant du taux de modulation  $m$  et du photocourant mesuré. Il peut donc s'agir d'un bruit multiplicatif d'origine technique. Il est important de mentionner que l'excès de bruit mesuré est celui de la liaison optique entière, c'est-à-dire de l'ensemble laser, modulateur et photodiode. Afin de distinguer la contribution propre du VECSEL de classe A,

nous remplaçons notre laser par un laser à état solide de classe B présentant un faible  $RIN$  à 3 GHz. Nous détaillerons ce point dans le paragraphe suivant.

### V.3.c. Comparaison au laser Nd :YAG

Ici, nous retirons le VECSEL de classe A utilisé dans la liaison optique décrite au paragraphe V.2. Puis nous insérons à sa place le laser Nd :YAG utilisé précédemment pour calibrer les mesures de  $RIN$  de 100 MHz à 18 GHz. Rappelons qu'il s'agit d'un laser du commerce stabilisé et isolé des perturbations acoustiques et électromagnétiques. Il est monomode longitudinal autour de 1064 nm. Il présente une dynamique de classe B avec des oscillations de relaxation autour de 400 kHz. A 3 GHz, son bruit d'intensité relatif est limité au bruit de grenaille (voir la figure IV.10 page 126).

Nous mesurons la pureté spectrale de l'oscillateur en sortie de la liaison optique utilisant le laser Nd :YAG. Pour cette mesure, la profondeur de modulation vaut 0,53 et le photocourant moyen est de l'ordre de 1,73 mA. Le spectre obtenu est reproduit dans la figure V.5.

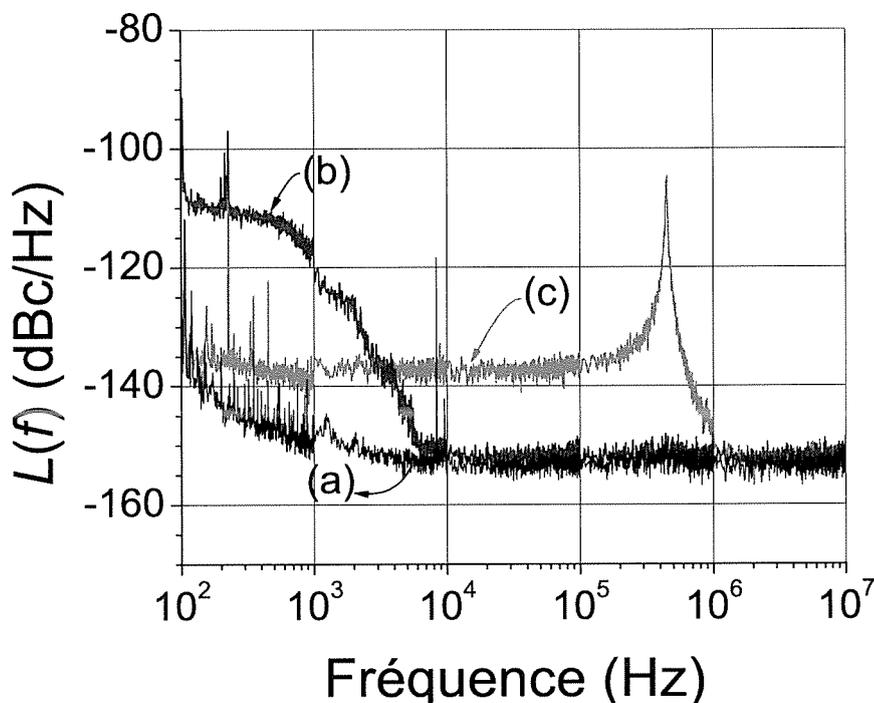


FIGURE V.5 – Mesure de la pureté spectrale limitée par le bruit de phase additif de la liaison optique. La fréquence de l'oscillateur local est à 3 GHz. (a) : Plancher du banc de mesure. (b) : Résultat expérimental avec le VECSEL de classe A.  $m = 0,59$  et  $\langle I_{ph} \rangle = 1,59$  mA. (c) : Résultat expérimental avec le laser Nd :YAG.  $m = 0,53$  et  $\langle I_{ph} \rangle = 1,73$  mA.

Aux fréquences électriques allant de 100 Hz à 3 kHz, le bruit de phase additif obtenu avec le laser Nd :YAG est inférieur à celui obtenu avec le VECSEL de classe A. Nous pouvons donc

affirmer que les contributions du modulateur d'intensité et de la photodiode sont négligeables comparées à celle du VECSEL de classe A.

Cependant, aux fréquences allant de 100 Hz jusqu'à 1 MHz, le bruit de phase additif obtenu avec le laser Nd :YAG est supérieur au plancher du bruit de grenaille. En effet, ce plancher vaut -151,8 dBc/Hz pour une profondeur de modulation de 0,53 et un photocourant moyen égal à 1,73 mA. Nous notons en particulier un excès de bruit considérable à 430 kHz. Il s'agit de la fréquence des oscillations de relaxation du laser Nd :YAG. Ceci est une signature des lasers de classe B [104].

Nous pensons que le laser Nd :YAG dégrade peu le bruit de phase additif aux très basses fréquences grâce à une parfaite suppression des perturbations acoustiques (architecture monolithique) et électromagnétiques environnantes. Rappelons que notre VECSEL ne bénéficie d'aucune isolation des perturbations externes.

Peut-on alors réduire le bruit de phase additif aux basses fréquences en isolant le VECSEL de son environnement ? Nous nous pencherons sur ce point au paragraphe suivant.

### V.3.d. Réduction de l'excès du bruit de phase additif

Afin d'isoler le VECSEL des perturbations acoustiques et électromagnétiques qui l'entourent, nous le couvrons avec des plaques métalliques épaisses (épaisseur moyenne 1 cm). Ensuite, nous mesurons la pureté spectrale du signal électrique restitué en sortie de la liaison optique. Le spectre obtenu est reproduit dans la figure V.6. Pour comparaison, nous représentons dans la même figure la pureté spectrale obtenue avec le VECSEL "non-isolé" pour  $m = 0,59$  et un photocourant moyen de 1,59 mA. Avec le VECSEL "isolé", nous observons une réduction du bruit de phase additif de la liaison optique (voir la mesure (b)). En dépit de l'isolation sommaire que nous avons réalisée, l'amélioration obtenue est de l'ordre de 14 dB à 1 kHz. Nous pensons qu'il est possible de réduire davantage le bruit de phase additif aux basses fréquences en utilisant des techniques plus performantes pour isoler le VECSEL des perturbations environnantes.

En définitive, la liaison optique basée sur le VECSEL de classe A dégrade le bruit de phase du signal analogique aux fréquences inférieures à 6 kHz. Cette dégradation a pour origine principalement les bruits techniques. En isolant de manière rudimentaire le VECSEL, nous avons réussi à réduire de 14 dB le bruit de phase additif à 1 kHz.

### V.3.e. Synthèse

Dans cette partie du chapitre V, nous avons étudié le bruit de phase additif d'une liaison optique basée sur le VECSEL de classe A. La fréquence de l'oscillateur local transmis par la liaison optique est égale à 3 GHz. Nous avons vu que les bruits environnants dégradent la pureté spectrale aux basses fréquences (typiquement inférieures à 6 kHz). En protégeant de manière rudimentaire le VECSEL, nous avons obtenu une réduction de 14 dB du bruit de phase additif à 1 kHz. Aux fréquences supérieures à 6 kHz, le spectre de la pureté spectrale présente un plancher de bruit blanc limité par le bruit de grenaille. En effet, le bruit d'intensité relatif du VECSEL étant inférieur au bruit de grenaille à 3 GHz, sa contribution au bruit de phase additif est négligeable. Cette propriété reste vraie sur une large bande passante allant de 100 MHz à 18 GHz<sup>6</sup> à l'exception des harmoniques de l'ISL de la cavité laser ( $c/L_{cav} = 3,4$  GHz). Que se

6. A condition que la bande passante du modulateur d'intensité soit égale à 18 GHz.

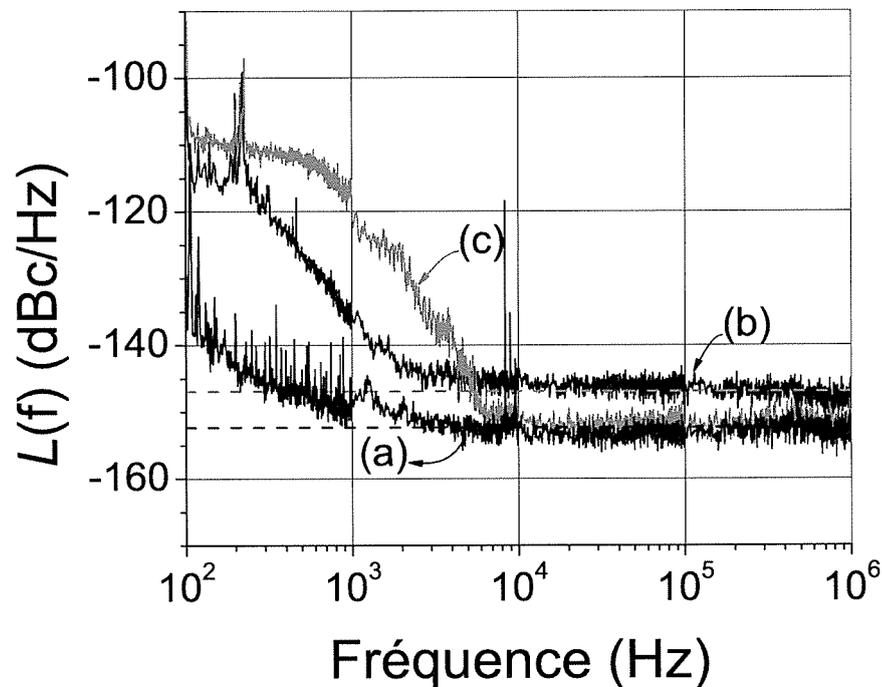


FIGURE V.6 – Mesure de la pureté spectrale limitée par le bruit de phase additif de la liaison optique. La fréquence de l'oscillateur local est à 3 GHz. (a) : Plancher du banc de mesure. (b) :  $m = 0,3$  et  $\langle I_{ph} \rangle = 1,8$  mA. Trait continu : résultat expérimental avec le VECSEL de classe A "stabilisé". Trait discontinu : Plancher théorique issu de l'équation (V.7). (c) :  $m = 0,59$  et  $\langle I_{ph} \rangle = 1,59$  mA. Trait continu : résultat expérimental avec le VECSEL de classe A "non-stabilisé". Trait discontinu : Plancher théorique issu de l'équation (V.7).

passé-t-il alors si la fréquence de l'oscillateur local venait à s'approcher ou coïncider de  $c/L_{cav}$  ?

## V.4 Bruit de phase additif au voisinage de l'ISL de la cavité

L'objectif de cette partie est d'étudier expérimentalement le bruit de phase additif d'un oscillateur local dont la fréquence se situerait près du bruit d'intensité en excès du VECSEL. Il est important de mentionner que cette situation ne se produit que sur une étendue spectrale de quelques centaines de kHz incluse dans une bande de fréquences de 18 GHz. Cependant, il est intéressant de déterminer l'impact de cet excès de bruit sur la phase hyperfréquence. Pour cela, nous allons suivre la démarche suivante. Tout d'abord, nous faisons l'hypothèse que le bruit d'intensité en excès est équi-réparti entre l'amplitude et la phase du signal électrique. Ainsi, nous pourrions estimer le niveau du bruit de phase additif à partir du spectre d'intensité du signal électrique transmis par voie optique. Puis, nous comparerons l'estimation obtenue à la mesure directe de la pureté spectrale du signal hyperfréquence.

Avant toute chose, nous ajustons la fréquence de l'oscillateur local à 390 kHz de  $c/L_{cav}$ . Ici,

la longueur de la cavité laser vaut 45,6 mm. Son intervalle spectral libre est donc de 3,23 GHz. Nous représentons dans la figure V.7 le spectre électrique du signal restitué en sortie de la liaison optique. Nous distinguons clairement les deux composantes du spectre : le signal électrique à

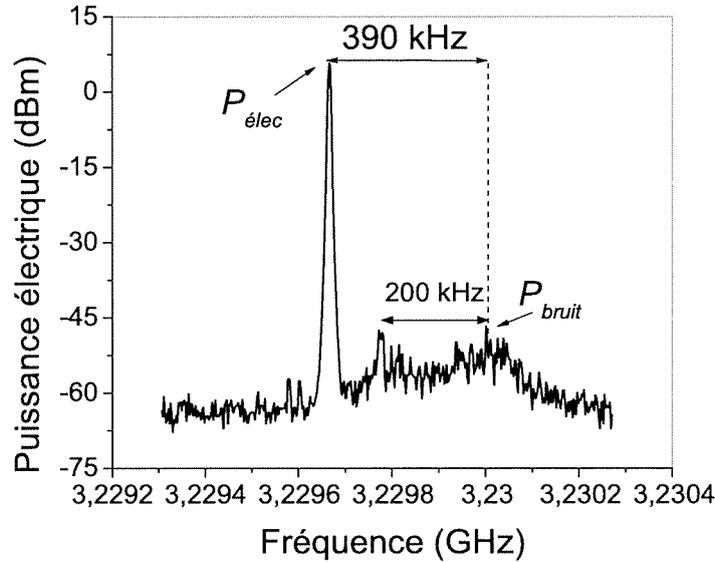


FIGURE V.7 – Spectre d'intensité du signal électrique mesuré en sortie de la liaison optique (47 dB d'amplification électrique). Le signal électrique est situé à 390 kHz de la remontée de bruit à 3,23 GHz.  $m=0,3$ .  $RBW=3$  kHz.

la fréquence  $f$  et le bruit d'intensité de la liaison optique. Le bruit d'intensité en sortie de la liaison optique est principalement donné par le  $RIN$  du VECSEL autour de  $c/L_{cav}$ . Remarquons d'ailleurs que le bruit d'intensité autour de  $c/L_{cav}$  présente deux remontées espacées d'environ 200 kHz. Ceci est lié à l'effet de la saturation du gain optique dans le 1/2-VCSEL (voir l'annexe C).

Dans ce qui suit, nous allons utiliser le spectre de la figure V.7 pour estimer la pureté spectrale à  $f_e = 390$  kHz. Pour cela, nous comparons la puissance électrique du signal à la puissance de bruit à 3,23 GHz, soit à 390 kHz de la porteuse électrique. La puissance électrique du signal, notée  $P_{elec}$ , est proportionnelle à celle issue de l'équation V.4 :

$$P_{elec} \propto \frac{1}{2} R_{ph} m^2 \langle I_{ph} \rangle^2, \quad (V.8)$$

où  $m$  est la profondeur de modulation. La puissance de bruit à 3,23 GHz est proportionnelle à la puissance du bruit d'intensité relatif. En effet, les contributions du bruit thermique et du bruit de grenaille de détection sont négligeables comparés à celle du  $RIN$  du laser. Ainsi, la puissance de bruit s'écrit :

$$P_{bruit}(3,23 \text{ GHz}) \propto R_{ph} \times RIN(3,23 \text{ GHz}) \times \langle I_{ph} \rangle^2 \times RBW, \quad (V.9)$$

où  $RBW$  est la résolution de l'appareil de mesure. Dans les équations (V.8) et (V.9), le facteur de proportionnalité est le gain de l'amplificateur électrique que nous utilisons après la photodiode.

Compte tenu de ce qui précède, le bruit de phase additif de la liaison optique sera majoritairement dégradé par la  $RIN$  du VECSEL. Dans ce cas, nous pouvons négliger la contribution du bruit thermique et du bruit de grenaille dans l'expression de la pureté spectrale (voir l'équation V.5). Nous obtenons donc :

$$L(f_e = 390 \text{ kHz}) \approx \frac{RIN(3,23 \text{ GHz})}{m^2}. \quad (\text{V.10})$$

Remarquons que la pureté spectrale est indépendante du photocourant mesuré quand la contribution du  $RIN$  est dominante. En utilisant les équations (V.8), (V.9) et (V.10), nous déduisons une expression simple de la pureté spectrale à  $f_e = 390 \text{ kHz}$  :

$$L(f_e = 390 \text{ kHz}) \approx \frac{P_{\text{bruit}}}{2P_{\text{elec}} \times RBW}. \quad (\text{V.11})$$

Finalement, en utilisant le spectre de la figure V.7, nous estimons à  $-100 \text{ dBc/Hz}$  la pureté spectrale à  $390 \text{ kHz}$ . Les valeurs numériques utilisées sont regroupées dans le tableau V.1.

Paramètre	Valeur	Unité
$P_{\text{elec}}$	5,72	dBm
$P_{\text{bruit}}$	-46,7	dBm
RBW	30	kHz

TABLE V.1 – Valeurs numériques extraites du spectre de la figure V.7.

Regardons maintenant si la pureté spectrale atteint effectivement  $-100 \text{ dBc/Hz}$  à  $f_e = 390 \text{ kHz}$ . Pour cela, nous mesurons la pureté spectrale de l'oscillateur local restitué en sortie de la liaison optique. Le spectre obtenu est reproduit dans la figure V.8. Nous représentons dans la même figure le plancher de la pureté spectrale quand le bruit de phase additif de la liaison est limité au bruit de grenaille. Conformément à notre attente, la pureté spectrale de l'oscillateur local est nettement supérieure au plancher du bruit de grenaille. En particulier, la pureté spectrale vaut  $-100 \text{ dBc/Hz}$  à  $390 \text{ kHz}$ , ce qui est en accord avec ce que nous avons prévu à partir du spectre de la figure V.7. Par conséquent, nous pouvons affirmer que le  $RIN$  du VECSEL est la principale source de dégradation du bruit de phase additif autour de  $c/L_{\text{cav}}$ . Par ailleurs, la pureté spectrale mesurée est compatible avec le fait que les fluctuations d'intensité autour de  $c/L_{\text{cav}}$  sont équi-réparties entre l'amplitude et la phase du signal électrique.

Par ailleurs, nous remarquons que le spectre du bruit de phase additif présente la même allure que celui du bruit d'intensité du VECSEL autour de  $c/L_{\text{cav}}$ . En effet, nous retrouvons les deux remontées de bruit espacées d'environ  $200 \text{ kHz}$ . Elles se situent à  $140$  et  $390 \text{ kHz}$  de l'oscillateur local<sup>7</sup>. Loin de ces remontées de bruit, à environ  $3 \text{ MHz}$  de l'oscillateur local, le bruit de phase additif diminue et s'approche de la limite du bruit de grenaille de la détection.

Nous faisons maintenant coïncider la fréquence de modulation avec l'une des remontées du bruit autour de  $c/L_{\text{cav}}$ . Pour cela, nous ajustons la fréquence du signal électrique à  $200 \text{ kHz}$  du bruit d'intensité à  $3,23 \text{ GHz}$  (voir la figure V.9(a)). Nous mesurons la pureté spectrale du signal électrique pour un photocourant de  $0,56 \text{ mA}$  (voir la figure V.9). Le  $RIN$  et la profondeur de modulation étant inchangés, la pureté spectrale atteint  $-100 \text{ dBc/Hz}$  à  $200 \text{ kHz}$ . En effet, le

7. Compte tenu de la résolution de la mesure de bruit de phase additif, nous distinguons clairement les deux remontées de bruit dans le spectre de la figure V.8.

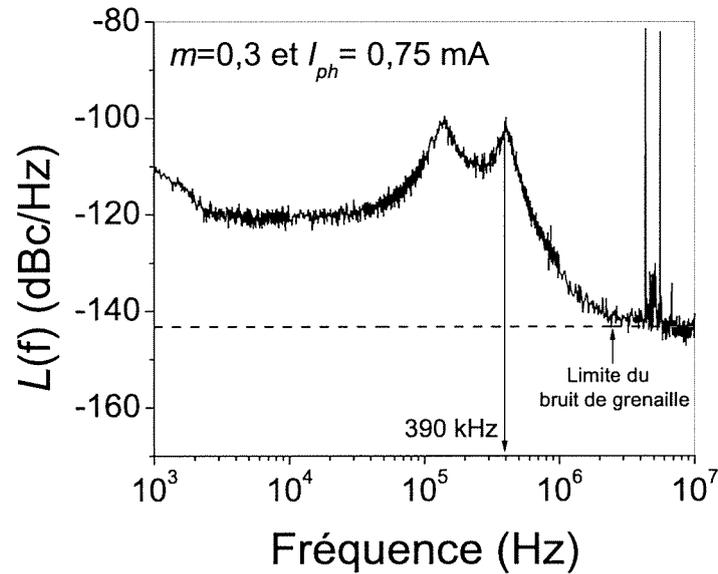


FIGURE V.8 – Mesure de la pureté spectrale de l’oscillateur local situé à 390 kHz de la remontée de bruit à 3,23 GHz.  $m=0,3$  et  $\langle I_{ph} \rangle = 0,75$  mA. Ligne discontinue : niveau théorique de la pureté spectrale quand elle est limitée par le bruit de grenaille (calculée à partir de l’équation V.7).

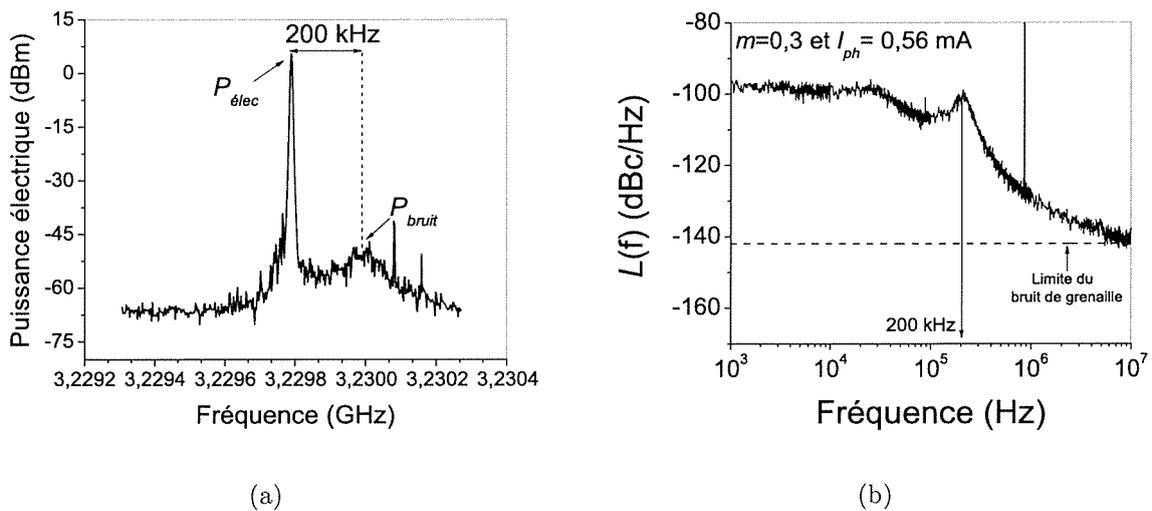


FIGURE V.9 – Modulation électrique à 200 kHz de  $c/L_{cav}$ .  $m=0,3$ . (a) Spectre électrique (47 dB d’amplification électrique).  $RBW = 3$  kHz. (b) Pureté spectrale  $m=0,3$  et  $\langle I_{ph} \rangle = 0,55$  mA. Ligne discontinue : niveau théorique de la pureté spectrale limité par le bruit de grenaille (calculé à partir de l’équation V.7).

bruit de phase additif est indépendant du photocourant de la mesure quand le bruit d’intensité du laser excède la limite quantique standard. Par ailleurs, remarquons que la pureté spectrale présente un plancher jusqu’à 30 kHz. Il est lié à la largeur de la première remontée de bruit

autour de  $c/L_{cav}$ .

Pour conclure, nous avons présenté dans cette partie une étude expérimentale du bruit de phase additif autour de l'intervalle spectral libre de la cavité VECSEL. Nous avons montré que le bruit d'intensité en excès autour de  $c/L_{cav}$  engendre une dégradation du bruit de phase additif de la liaison optique. Par exemple, pour une profondeur de modulation égale à 30%, la dégradation de la pureté spectrale atteint -100 dBc/Hz à quelques centaines de kHz de l'oscillateur local. Les spectres des figures V.8 et V.9(b) sont consistants avec les spectres du photocourant mesuré dans les figures V.9(a) et V.7.

Nous rappelons qu'en adaptant le filtrage spectral à la longueur de la cavité laser, le bruit d'intensité du VECSEL devient égal au bruit de grenaille sur toute la bande de fréquences allant de 100 MHz jusqu'à 18 GHz (voir le chapitre IV). Dans ce cas, le bruit de phase additif sera également limité au bruit de grenaille quelque soit la fréquence de modulation considérée.

## V.5 Conclusion

En conclusion de ce chapitre, nous avons mis en évidence le grand potentiel que présente le VECSEL de classe A pour le déport par voie optique d'oscillateurs locaux de grande pureté spectrale.

Dans une première partie, nous avons mis en place une liaison optique à modulation externe basée sur le VECSEL de classe A. Nous y utilisons un modulateur d'intensité du commerce à base de Niobate de Lithium ainsi qu'une photodiode rapide à faible bruit.

Ensuite, nous nous sommes intéressés à la transmission d'un oscillateur local à 3 GHz, fréquence à laquelle le  $RIN$  du VECSEL est égal à la limite quantique standard. Nous avons en particulier étudié le bruit de phase additif de la liaison optique et par conséquent la pureté spectrale du signal transmis par voie optique. Aux fréquences supérieures à 6 kHz, nous avons obtenu un bruit de phase additif blanc limité au bruit de grenaille. A titre d'exemple, nous avons mesuré un plancher de bruit égal à -152 dBc/Hz pour une quantité  $m \times \langle I_{ph} \rangle$  égale à 0,95 mA. Par la suite, nous avons vérifié que le plancher du bruit de phase évoluait comme l'inverse du photocourant détecté. Cette propriété n'est plus valable dans les liaisons optiques conventionnelles (utilisant des lasers DFB de dynamique classe B) dont le bruit de phase additif est gouverné par le  $RIN$  de la source optique. Ainsi, la limite supérieure de la pureté spectrale est dictée par le photocourant que nous pouvons détecter.

En revanche, aux fréquences inférieures à 6 kHz, le bruit de phase additif excède la limite du bruit de grenaille. Par exemple, la pureté spectrale mesurée à 100 Hz de la fréquence de modulation vaut -110 dBc/Hz pour une quantité  $m \times \langle I_{ph} \rangle$  égale à 0,95 mA. En remplaçant notre VECSEL par un laser Nd :YAG blindé, nous avons pu vérifier que le modulateur d'intensité et la photodiode ne contribuent pas au bruit de phase en excès. En revanche, la dégradation observée provient essentiellement des perturbations acoustiques et électromagnétiques environnantes. Ainsi, en isolant de manière rudimentaire le laser, nous avons observé une réduction de 14 dB du bruit de phase additif à 1 kHz du signal électrique. Nous pensons que l'utilisation d'un VECSEL dans une cavité monolithique entourée d'un blindage électromagnétique devrait aboutir à une meilleure réduction du bruit de phase additif à basse fréquence.

Dans une troisième partie, nous avons placé la fréquence de modulation près de l'excès de bruit à l'ISL de la cavité. Nous avons montré que le bruit d'intensité en excès autour de  $c/L_{cav}$

engendrait une dégradation du bruit de phase additif de la liaison optique. Par exemple, pour une profondeur de modulation égale à 30%, la dégradation de la pureté spectrale atteint -100 dBc/Hz à quelques centaines de kHz de la porteuse. Le bruit de phase additif obtenu est compatible avec le spectre d'intensité du signal électrique restitué en sortie de la liaison optique. Par conséquent, l'excès de bruit d'intensité à  $c/L_{cav}$  est équitablement réparti entre l'amplitude et la phase du signal électrique. Or, il est possible de supprimer l'excès de bruit aux fréquences harmoniques de  $c/L_{cav}$  en optimisant le filtrage de la cavité laser. Par conséquent, la dégradation du bruit de phase qui lui est associée sera également supprimée.

Au final, le bruit de phase additif d'une liaison optique basée sur le VECSEL de classe A est limité au bruit de grenaille de détection. Ainsi, la pureté spectrale de l'oscillateur local transmis par voie optique sera d'autant plus importante que le photocourant mesuré est élevé. Le bruit d'intensité de la source optique n'étant plus une limitation, le travail d'optimisation de la liaison optique doit désormais porter sur l'augmentation des puissances de saturation des photodiodes rapides [105].



# Conclusion Générale

Les travaux de recherche présentés dans ce mémoire de thèse ont été menés dans le but de réduire le bruit d'intensité relatif des lasers SC utilisés dans les liaisons optiques pour le transport des signaux RADAR. Les fonctions élémentaires visées sont : la distribution d'oscillateurs RF à fréquence fixe et de grande pureté spectrale ou le transport de signaux RF sur une large bande passante instantanée (typiquement de 100 MHz à 18 GHz). Pour répondre aux besoins de chacune de ces fonctionnalités, nous exploitons deux particularités du laser SC. D'une part, nous mettons à profit le couplage phase/amplitude de l'onde optique issue du laser SC dans une fibre hautement dispersive afin de réduire localement le bruit d'intensité relatif. D'autre part, nous contrôlons le comportement dynamique d'un laser SC de manière à ramener son bruit d'intensité relatif à la limite quantique standard sur une large bande passante.

Les lasers SC ont conquis le domaine des applications RADAR grâce aux larges bandes passantes de modulation qu'ils offrent. En effet, un laser SC conventionnel est un laser de classe B dont les variables dynamiques ont des temps de vie très courts. Ainsi, son comportement dynamique est celui d'un filtre du second ordre résonant à la fréquence des oscillations de relaxation du laser, soit à quelques GHz. Seulement, cette caractéristique fait de lui une source optique dont le bruit d'intensité est en excès par rapport à la limite quantique standard sur une large bande de fréquences. Quand une telle source laser est intégrée dans une liaison optique/hyperfréquence pour la transmission d'un signal RADAR, les limitations dues à son bruit d'intensité relatif sont multiples. En effet, le bruit d'intensité relatif du laser SC dégrade à la fois l'amplitude et la phase électrique du signal hyperfréquence. Cette dégradation peut avoir deux origines : le *RIN* à la fréquence du signal RF et le *RIN* aux basses fréquences reportées au pied de la modulation électrique. A l'image du comportement dynamique du laser SC, le report des composantes de bruit aux basses fréquences est maximal à la fréquence des oscillations de relaxation quand une modulation d'intensité directe est utilisée. L'ensemble de ces limitations justifie la nécessité de réduire le bruit d'intensité relatif du laser SC, jusqu'à la limite quantique standard, en vue d'améliorer les performances actuelles des liaisons optique/hyperfréquence.

La distribution par voie optique d'oscillateurs locaux de grande pureté spectrale exige un faible bruit d'intensité autour de la fréquence du signal RF, généralement à quelques GHz. Pour répondre à ce besoin, nous nous sommes tournés vers une technique de réduction du *RIN* "toute optique" fondée sur l'exploitation de la corrélation entre le bruit d'amplitude et le bruit de phase de l'onde optique issue d'un laser SC. Nous utilisons en particulier une fibre hautement dispersive et à faibles pertes dont le paramètre de dispersion vaut  $-150$  ps/nm.km. Quand les effets liés au bruit d'intensité et au bruit de phase optique dans la fibre dispersive sont comparables, nous obtenons un filtrage sélectif du *RIN* sur une bande passante instantanée de l'ordre du

MHz. Cette situation correspond à un laser SC standard utilisé à faible taux de pompage. A fort taux de pompage, le *RIN* du laser SC devient faible. Creuser un trou dans le spectre de *RIN* nécessite donc de détecter une puissance optique élevée en sortie de fibre. Compte tenu des pertes de propagation dans la fibre, la puissance en sortie du laser doit être de l'ordre de la centaine de mW. A ce niveau de puissance, la qualité de la liaison est fortement dégradée par la diffusion Brillouin stimulée. En diminuant la puissance injectée dans la fibre, la dynamique de réduction du *RIN* devient faible, limitée par le bruit de grenaille de détection. Par ailleurs, la conversion du bruit de phase optique en bruit d'intensité est prépondérante sur la quasi-totalité du spectre électrique considéré, c'est-à-dire de 100 MHz à 18 GHz.

A l'issue de cette étude, nous avons retenu deux principaux enseignements. D'une part, la réduction du *RIN* au moyen d'une fibre dispersive est une technique prometteuse seulement sous certaines conditions :

- quand le laser est utilisé à faible taux de pompage.
- quand le laser est utilisé à fort taux de pompage seulement s'il a un faible bruit de phase optique et que l'on utilise des fibres courtes à faibles pertes et très fortes dispersions.

D'autre part, nous avons montré, aussi bien expérimentalement qu'analytiquement, que le bruit de phase optique est un paramètre clé dont dépend le bruit d'intensité en sortie de la fibre dispersive. La propagation linéaire dans une fibre dispersive peut donc constituer "un outil" pour la caractérisation sur une large bande passante du bruit de phase optique d'un laser SC.

Pour diminuer les fluctuations d'intensité sur une large bande de fréquences, il est nécessaire d'avoir recours à une technique de réduction plus radicale qui contrôle l'origine même du bruit d'intensité en excès dans un laser SC, c'est-à-dire les oscillations de relaxation.

Nous avons alors proposé une nouvelle technique<sup>8</sup> de réduction du *RIN* fondée sur le contrôle du comportement dynamique du laser SC. Pour cela, nous supprimons les oscillations de relaxation dans le laser SC en l'obligeant à être de classe A. A cette fin, nous augmentons considérablement la durée de vie des photons dans la cavité tout en maintenant l'oscillation monomode pour obtenir une source optique à faible bruit d'intensité sur une large bande de fréquences. Dans une première étude exploratoire, nous avons construit un laser SC de classe A dans une cavité optique fibrée longue (5 m) dont le milieu actif est un amplificateur optique à semiconducteur. Cette architecture a nécessité un filtrage spectral très sélectif basé sur un réseau de Bragg fin et un filtre Fabry Perot intracavité de grande finesse. Cette architecture fournit un bruit d'intensité relatif limité au bruit de grenaille, soit -156 dB/Hz pour 1,3 mA mesuré, sur une bande passante allant de 100 MHz à 18 GHz (à l'exception du point 12,4 GHz). Ce résultat est obtenu pour un taux de pompage de 2,5 et une puissance optique émise égale à 1,8 mW [98, 106–108].

Dans l'état actuel des résultats obtenus, il serait difficile d'intégrer cette architecture dans un système réel à moins d'augmenter la puissance optique extraite du laser. Pour cela, nous pourrions utiliser à l'avenir un amplificateur optique à semiconducteur de puissance. En plus d'augmenter le gain électrique de la liaison optique à modulation externe, cela aurait aussi pour effet de diminuer le plancher du bruit de grenaille. Le bruit d'intensité en excès, mesuré aux basses fréquences, à 40 MHz et à 12,4 GHz, est uniquement attribué à l'architecture du filtrage utilisé. Cet excès pourrait être supprimé en utilisant par exemple un filtre Fabry-Perot ayant un

---

8. Cette technique fait l'objet du brevet WO/2006/131536 : "LASER A SEMICONDUCTEUR A TRES FAIBLE BRUIT", Mehdi Alouini, Ghaya Baili, Chantal Moronvalle, Fabien Bretenaker, Daniel Dolfi.

intervalle spectral libre supérieur à 18 GHz et une plus grande finesse.

Au terme de cette étude exploratoire, nous avons choisi de développer une deuxième architecture de laser de classe A présentant l'avantage d'être basée sur une cavité optique courte. Dans cette architecture, nous contrôlons la durée de vie des photons via la surtension de la cavité optique. Pour cela, nous utilisons comme milieu actif un 1/2-VCSEL dont les pertes optiques intrinsèques sont de l'ordre du pourcent. Ce milieu actif, dont le gain optique est centré autour de 1000 nm, a été conçu au LPN. Le comportement dynamique de classe A est obtenu dans une cavité optique surtendue (finesse de l'ordre de 300) de longueur égale à 44 mm. Le filtrage des modes longitudinaux est effectué au moyen d'un étalon solide non traité d'épaisseur égale à 150  $\mu\text{m}$ . Pour un taux de pompage égal à 2, la puissance optique extraite est égale à 50 mW. La suppression des oscillations de relaxation dans cette architecture de laser conduit à un *RIN* limité au bruit de grenaille sur la quasi-totalité de la bande passante de 100 MHz à 18 GHz. Ici, le bruit de grenaille vaut -155 dB/Hz car nous atténuons la puissance optique détectée afin de mesurer un photocourant égal 1 mA et garantir ainsi une détection linéaire. Cette architecture de laser de classe A présente tout de même du bruit d'intensité en excès à des fréquences particulières du spectre. Aux fréquences inférieures à la fréquence de coupure du laser, le bruit d'intensité de la pompe est transféré au VECSEL de classe A. Aux fréquences harmoniques de l'intervalle spectral libre de la cavité laser, le VECSEL présente des remontées de bruit, fines (de largeur égale à 50 kHz à 3,4 GHz) et de faible amplitude (25 dB au dessus du bruit de grenaille), engendrées par l'émission spontanée contenue dans les modes longitudinaux latéraux [99].

Afin de décrire l'excès de bruit d'intensité dans le VECSEL, nous avons mis en place un modèle semi-classique prenant en compte l'effet de l'émission spontanée, les bruits techniques et les pertes réparties sur chaque mode de la cavité (le mode fondamental et les modes latéraux). A la fréquence du mode central, le spectre des fluctuations d'intensité est lorentzien. Sa largeur dépend à la fois du taux de pompage et du temps de vie des photons. Quant à sa hauteur, elle est attribuée au transfert des fluctuations d'intensité de la pompe. Aux fréquences des modes latéraux de la cavité, le spectre des fluctuations est aussi lorentzien. Cependant, sa largeur dépend uniquement des pertes additionnelles de l'étalon. Quant à sa hauteur, elle dépend à la fois de la surtension de la cavité et du filtrage spectral intracavité [109–111].

Les mécanismes de génération du bruit d'intensité en excès étant compris, nous avons proposé deux techniques permettant de réduire l'excès de bruit dans le VECSEL. Dans un premier temps, nous avons réduit le bruit d'origine électrique aux basses fréquences en alimentant la diode de pompe avec une pile. Ensuite, nous avons supprimé les remontées de bruit aux fréquences harmoniques de l'ISL de la cavité en optimisant sa longueur et donc le filtrage spectral des modes latéraux.

L'ensemble des observations expérimentales étant en accord avec le modèle développé, nous avons alors mis ce dernier à profit pour prédire l'architecture VECSEL "idéale" pour nos applications, soit le transport des signaux analogiques par voie optique. Idéalement, le pompage optique monomode d'un 1/2-VCSEL dans une cavité de longueur égale à 8 mm et dont les pertes sont limitées à 0,5 % devra aboutir à une source optique limitée au bruit de grenaille sur une large bande passante s'étendant jusqu'à 18 GHz.

## De plus . . .

En plus de l'intérêt que présentent les deux architectures de lasers de classe A pour l'obtention d'une source optique à très faible bruit d'intensité, nous avons eu l'occasion de mettre à profit leurs spectres de bruit d'intensité pour mesurer les taux d'extinction des modes longitudinaux de la cavité laser (SMSR). Compte tenu du faible écart entre les modes longitudinaux (40 MHz pour la cavité longue et 3,4 GHz pour la cavité surtendue), l'utilisation d'analyseurs de spectre optique à réseaux n'est pas adaptée. En pratique, nous comparons l'amplitude des remontées de bruit à l'ISL de la cavité laser (ou à ses fréquences harmoniques) au plancher du bruit de grenaille. De cette manière, nous comparons l'émission spontanée contenue dans le mode latéral à la puissance optique de la raie laser. Cette technique offre à la fois une grande résolution et une dynamique importante.

Par ailleurs, les modèles analytiques et les moyens expérimentaux développés autour du VECSEL de classe A sont mis à profit pour étudier le comportement du laser lors de la transition de la classe B à la classe A. Le laser se comporte comme un filtre résonant du second ordre quand il est de classe B. Lors de la transition, il réagit comme un filtre non-résonant du second ordre amorti. Dans ce cas, sa bande passante est définie à la fois par le temps de vie des photons et le temps de vie des porteurs. Quand il progresse vers une dynamique de classe A, le laser se comporte comme un filtre passe-bas du premier ordre. Comme les porteurs sont éliminés adiabatiquement dans un régime de classe A, seuls les photons contrôlent la bande passante du bruit. Par conséquent, le régime dynamique de classe A est le plus avantageux pour obtenir une source optique à faible bruit d'intensité [112].

## Dans une vraie liaison ?

Des deux architectures de lasers de classe A proposées, le VECSEL est le plus approprié pour être utilisé directement dans une liaison optique/hyperfréquence. Nous l'avons alors intégré dans une liaison optique utilisant une modulation d'intensité par voie externe pour transmettre un oscillateur local à 3 GHz. Aux fréquences de la porteuse inférieures à 6 kHz, la pureté spectrale de ce dernier est dégradée par les perturbations acoustiques et électromagnétiques environnantes. En isolant de manière rudimentaire le laser, nous montrons une réduction de 14 dB du bruit de phase additif à 1 kHz du signal électrique. Nous pensons que l'utilisation d'un VECSEL dans une cavité monolithique entourée d'un blindage électromagnétique devrait aboutir à une meilleure réduction du bruit de phase additif à basse fréquence.

Aux fréquences supérieures à 6 kHz du signal électrique, le bruit de phase additif de la liaison optique basée sur le VECSEL de classe A est limité au bruit de grenaille de détection. Ainsi, la pureté spectrale de l'oscillateur local transmis par voie optique sera d'autant plus importante que le photocourant mesuré est élevé, ce qui n'est pas le cas avec un laser de classe B. Le bruit d'intensité de la source optique n'étant plus une limitation, le travail d'optimisation de la liaison optique doit désormais porter sur l'augmentation des puissances de saturation des photodiodes rapides [105].

## Et après ?

Au terme de cette thèse, le bruit d'intensité relatif du VECSEL est limité à -155 dB/Hz par le photocourant mesuré, soit 1 mA. Cette limite serait égale à -172 dB/Hz si nous pouvions détecter toute la puissance émise, soit les 50 mW obtenus. Pour diminuer le plancher du bruit de grenaille, la solution la plus immédiate serait d'utiliser un 1/2-VCSEL offrant une puissance optique élevée autour de 1,55  $\mu\text{m}$  [113]. Dans ce cas, on pourrait bénéficier des fortes puissances de saturation des photodiodes rapides développées à 1,55  $\mu\text{m}$  [105]. On pourrait également profiter des diodes de pompe à la fois puissantes et monomodes disponibles<sup>9</sup> à 980 nm. Cette voie pourrait nous permettre de nous affranchir du bruit d'intensité de la pompe transféré vers le VECSEL aux basses fréquences. Deux autres alternatives à la suppression du bruit d'intensité en excès aux basses fréquences sont possibles :

- L'utilisation d'un milieu actif à pompage électrique. Dans ce cas, il sera difficilement envisageable de pomper sur une zone de diamètre de l'ordre de 100  $\mu\text{m}$ . Un compromis entre la taille de la zone de pompe et la puissance optique extraite sera nécessaire.
- L'utilisation d'une rétroaction optoélectronique pour la réduction des fluctuations d'intensité de la pompe. Cette technique peut être facile à mettre en oeuvre dans le cas du VECSEL de classe A car ce dernier réagit comme un filtre passe-bas du premier ordre aux basses fréquences. Par ailleurs, cette technique est simple et directe avec un VECSEL pompé électriquement.

Nous avons pu montrer, au cours de ce mémoire de thèse, que le VECSEL de classe A présente un grand potentiel en tant que source optique à très faible bruit d'intensité pour les liaisons optique/hyperfréquence. L'intérêt du VECSEL de classe A pourrait s'étendre à d'autres fonctionnalités comme la génération d'oscillateurs locaux au moyen d'une source optique bifréquence [114, 115]. Il est donc intéressant de mettre à profit les caractéristiques de bruit intrinsèquement bonnes du laser de classe A pour faire un laser bifréquence destiné à la génération d'oscillateurs locaux de grande pureté spectrale. Une étude portant sur la réalisation et l'application d'une telle source vient de débiter dans le cadre d'un projet ANR-blanc en partenariat avec le LAC, le LPN, le SYRTE et l'Institut d'Optique.

Finalement, il sera intéressant d'explorer ces techniques de réduction du bruit avec d'autres matériaux présentant de plus faibles durées de vie de porteurs, afin de réduire davantage la longueur de la cavité laser. Dans ce contexte, les matériaux à boîtes quantiques sont potentiellement intéressants. Par ailleurs, l'étude de réduction du bruit d'intensité des lasers par effets non-linéaires, tels que la diffusion Brillouin, mérite d'être plus approfondie.

---

9. Par exemple, Bookham fournit des diodes monomodes fibrées à 980 nm émettant jusqu'à 700 mW. Voir [www.bookham.com](http://www.bookham.com).



# Annexe A

## Caractéristiques statique et dynamique d'un laser à semiconducteur de type DFB

Nous présentons dans cette annexe une description analytique des aspects suivants d'un laser SC de type DFB :

- la caractéristique statique.
- la caractéristique dynamique.
- le bruit d'intensité relatif.
- la corrélation entre le bruit de phase optique et le bruit d'intensité.

### A.1 Équations d'évolution dynamiques

Pour une description complète de l'oscillateur laser, nous introduisons les équations d'évolution temporelles du nombre de photons  $N_{ph}$  et du nombre de porteurs  $N$  [10].

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = (G - \gamma_{cav}) N_{ph} + R'_{sp}, \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{dN}{dt} = \eta_i \frac{I}{q} - \gamma_e N - GN_{ph}, \quad (\text{A.2})$$

où  $I$  est le courant électrique injecté dans la diode laser,  $\eta_i$  est le rendement quantique interne,  $q$  désigne la charge élémentaire d'un électron. La durée de vie des photons  $\tau_p$ , et la durée de vie des porteurs  $\tau_e$  sont respectivement inversement proportionnelles au taux de décroissance du nombre de photons  $\gamma_{cav}$  et au taux de relaxation du nombre de porteurs noté  $\gamma_e$  :

$$\tau_p = \frac{1}{\gamma_{cav}}, \quad (\text{A.3})$$

$$\tau_e = \frac{1}{\gamma_e}. \quad (\text{A.4})$$

Le taux de décroissance du nombre de photons dans la cavité est défini à partir des pertes linéiques internes notées  $\alpha_i$  et des pertes de transmission des miroirs de la cavité laser :

$$\gamma_{cav} = \Gamma v_g \alpha_i + v_g \left( \frac{1}{L_{cav}} \ln \left[ \frac{1}{R_{m_1} R_{m_2}} \right] \right), \quad (\text{A.5})$$

où  $L_{cav}$  est la longueur optique qui correspond à un aller-retour dans la cavité et  $v_g$  est la vitesse de l'onde optique dans le semiconducteur.  $R_{m_1}$  et  $R_{m_2}$  sont les coefficients de réflexion des miroirs constituant le résonateur optique. Nous noterons par  $\gamma_i$  et  $\gamma_m$  les composantes de  $\gamma_{cav}$  liées respectivement aux pertes optiques internes et aux transmissions des miroirs. Les taux  $\gamma_i$  et  $\gamma_m$  sont définis par :

$$\gamma_i = v_g \alpha_i, \quad (\text{A.6})$$

$$\gamma_m = v_g \left( \frac{1}{L_{cav}} \ln \left[ \frac{1}{R_{m_1} R_{m_2}} \right] \right). \quad (\text{A.7})$$

Le gain optique  $G$  est défini par [10] :

$$G(N) = \frac{v_g a}{V_{mode}} (N - N_{tr}), \quad (\text{A.8})$$

où  $a$  est le gain différentiel en  $m^2$ ,  $V_{mode}$  est le volume occupé par le mode laser dans le semiconducteur,  $N_{tr}$  est le nombre de porteurs à la transparence du milieu actif. Seule une partie du mode dans la cavité est amplifiée par émission stimulée. Cette partie correspond au facteur de confinement du mode laser, noté  $\Gamma$ . Par ailleurs, une fraction de l'émission spontanée est couplée au mode qui résonne dans la diode laser. Le taux d'émission spontanée participant au mode laser est noté  $R'_{sp}$ . Dans toute la suite, nous noterons  $G_0$  le facteur  $\Gamma v_g a / V_{mode}$ .

## A.2 Caractéristique statique

Considérons un laser SC de courant de polarisation  $I$ . Sa caractéristique statique décrit la puissance optique extraite du laser en fonction du courant  $I$ . Dans ce qui suit, nous déduisons la caractéristique statique d'un laser SC à partir des équations d'évolution (A.3) et (A.4).

Au seuil de l'oscillation laser, l'équation (A.2) s'écrit :

$$I_{th} = \frac{\gamma_e q}{\eta_i} N_0, \quad (\text{A.9})$$

où  $I_{th}$  est le courant de seuil du laser,  $N_0$  est le nombre de porteurs à l'état stationnaire. Au dessus du seuil de l'oscillation laser et à l'état stationnaire, les équations (A.1) et (A.2) s'écrivent ainsi :

$$G(N_0) = \gamma_{cav} \quad (\text{A.10})$$

$$\eta_i \frac{I}{q} - \gamma_e N_0 = G(N_0) N_{ph0}, \quad (\text{A.11})$$

où  $N_{ph0}$  est le nombre de photons moyen pour un courant injecté égal à  $I$ . Dans l'équation (A.10), le taux d'émission spontanée,  $R'_{sp}$  a été négligée.

En utilisant les équations (A.9), (A.10) et (A.11), nous déduisons le nombre de photons moyen  $N_{ph0}$  :

$$\langle N_{ph} \rangle \equiv N_{ph0} = \frac{\eta_i}{q \gamma_{cav}} (I - I_{th}). \quad (\text{A.12})$$

La puissance optique extraite du laser est proportionnelle au nombre de photons :

$$P_{opt} = h \frac{c}{\lambda} v_g \alpha_m N_{ph0}, \quad (\text{A.13})$$

où  $h$  est la constante de Planck,  $c$  est la vitesse de la lumière et  $\lambda$  est la longueur d'onde optique. La caractéristique statique du laser est donc donnée par l'équation suivante :

$$P_{opt} = \frac{hc}{\lambda q} \eta_d (I - I_s), \quad (\text{A.14})$$

où  $\eta_d$  est l'efficacité quantique différentielle du laser définie par :

$$\eta_d = \eta_i \frac{\gamma_m}{\gamma_m + \gamma_i}. \quad (\text{A.15})$$

### A.3 Caractéristique dynamique

La réponse dynamique d'un laser SC est obtenue en modulant directement son courant d'injection  $I$ . Dans un premier temps, nous exprimons cette réponse dynamique à partir des équations (A.1) et (A.2). Ensuite, nous simplifions l'expression obtenue dans le cas particulier d'un laser de classe A.

Pour exprimer la réponse dynamique d'un laser SC, nous modulons le courant  $I$  puis nous nous intéressons à la réponse des variables dynamiques  $N_{ph}$ ,  $N$  et  $P_{opt}$ . Nous décrivons la modulation à la fréquence  $f$  par les équations suivantes :

$$I = I_0 + \Delta I e^{2i\pi f t}, \quad (\text{A.16})$$

$$N_{ph} = N_{ph0} + \Delta N_{ph} e^{2i\pi f t}, \quad (\text{A.17})$$

$$N = N_0 + \Delta N e^{2i\pi f t}, \quad (\text{A.18})$$

$$P_{opt} = P_{opt0} + \Delta P_{opt} e^{2i\pi f t}, \quad (\text{A.19})$$

Nous injectons les équations (A.16), (A.17) et (A.18) dans (A.1) et (A.2). Ensuite, on en prend les transformées de Fourier qui s'écrivent :

$$i2\pi f \times \Delta \tilde{N}_{ph} = G_0 N_{ph0} \Delta \tilde{N}, \quad (\text{A.20})$$

$$i2\pi f \times \Delta \tilde{N} = \frac{\eta_i}{q} \Delta \tilde{I} - (\gamma_e + G_0 N_{ph0}) \Delta \tilde{N} - \gamma_{cav} \Delta \tilde{N}_{ph}. \quad (\text{A.21})$$

Où  $\Delta \tilde{I}$ ,  $\Delta \tilde{N}_{ph}$  et  $\Delta \tilde{N}$  sont les transformées de Fourier respectives de  $\Delta I$ ,  $\Delta N_{ph}$  et  $\Delta N$ . En exprimant  $\Delta \tilde{N}_{ph}$  en fonction de  $\Delta \tilde{I}$ , nous obtenons :

$$\frac{\Delta \tilde{N}_{ph}}{\Delta \tilde{I}}(f) = \frac{\eta_i / q \gamma_{cav}}{1 - \left(\frac{f}{f_r}\right)^2 + i \frac{f}{f_r} \left(\frac{\gamma_e}{2\pi f_r} + \frac{2\pi f_r}{\gamma_{cav}}\right)}, \quad (\text{A.22})$$

où  $f_r$  est la fréquence des oscillations de relaxation du laser. Elle est donnée par l'expression suivante :

$$f_r^2 = \frac{1}{4\pi^2} G_0 N_{ph0} \gamma_{cav}, \quad (\text{A.23})$$

où nous rappelons que  $G_0 = \frac{\Gamma v_g a}{V_{mode}}$ .

Finalement, en rappelant que  $\Delta \tilde{P}_{opt} = h \frac{c}{\lambda} v_g \alpha_m \Delta \tilde{N}_{ph}$ , nous obtenons l'expression de la fonction de transfert  $H$  :

$$H(f) = \left( \frac{\Delta \tilde{P}_{opt}}{\Delta \tilde{I}} \right) (f) = \frac{\eta_d h c / \lambda q}{1 - \left(\frac{f}{f_r}\right)^2 + i \frac{f}{\gamma_a}}, \quad (\text{A.24})$$

où le taux d'amortissement  $\gamma_a$  est défini par :

$$\frac{1}{\gamma_a} = \left[ \frac{2\pi}{\gamma_{cav}} + \frac{\gamma_e}{2\pi f_r^2} \right]. \quad (\text{A.25})$$

En utilisant l'équation (A.12), l'expression de la fréquence des oscillations de relaxation se simplifie ainsi :

$$f_r \simeq \frac{1}{2\pi} \sqrt{\gamma_{cav} \gamma_e [r - 1]}, \quad (\text{A.26})$$

où  $r$  est le taux de pompage défini par  $r = I/I_{th}$ .

Dans ce qui suit, nous exprimons la fonction de transfert du laser SC quand il est de classe A. Considérons d'abord la fonction de transfert normalisée, c'est-à-dire d'amplitude égale à 1 aux fréquences nulles. Nous la notons  $H_n$ . Son expression est donnée par :

$$H_n(f) = \frac{f_r^2}{f_r^2 - f^2 + i f_r^2 \frac{f}{\gamma_a}}, \quad (\text{A.27})$$

En utilisant les équations (A.44) et (A.25), l'expression de  $H_n$  se simplifie ainsi :

$$H_n(f) = \frac{\frac{1}{2\pi} \frac{r-1}{r} \gamma_{cav}}{\frac{1}{2\pi} \frac{r-1}{r} \gamma_{cav} - \frac{2\pi}{r\gamma_e} f^2 + i f}, \quad (\text{A.28})$$

Prenons son module au carré :

$$H_n^2(f) = \frac{\left( \frac{1}{2\pi} \frac{r-1}{r} \gamma_{cav} \right)^2}{\left( \frac{1}{2\pi} \frac{r-1}{r} \gamma_{cav} \right)^2 + \left( \frac{2\pi}{r\gamma_e} f^2 \right)^2 - \frac{\gamma_{cav}}{\gamma_e} (r-1) f^2 + f^2}, \quad (\text{A.29})$$

En faisant l'hypothèse que  $\gamma_{cav} \ll \gamma_e$  (laser de classe A) et que  $f < \gamma_e/2\pi$ ,  $H_n^2$  prend l'expression suivante :

$$H_n^2(f) = H_A^2(f) = \frac{\left( \frac{\gamma_{cav}}{2\pi} \frac{r-1}{r} \right)^2}{\left( \frac{\gamma_{cav}}{2\pi} \frac{r-1}{r} \right)^2 + f^2}. \quad (\text{A.30})$$

où  $H_A$  est la fonction de transfert d'un laser de classe A introduite au chapitre III.

## A.4 Bruit d'intensité relatif

Nous présentons dans ce paragraphe les principales étapes du calcul du bruit d'intensité relatif d'un laser SC. Rappelons son expression à partir des fluctuations du nombre de photons dans la cavité :

$$RIN(f) = \frac{2W_{n_{ph}}}{\langle N_{ph}^2 \rangle}, \quad (\text{A.31})$$

où  $W_{n_{ph}}$  est la densité spectrale de puissance des fluctuations du nombre de photons dans la cavité et  $\langle N_{ph}^2 \rangle$  est le nombre moyen de photons dans la cavité optique. Le facteur "2" rappelle que nous considérons des densités spectrales s'étalant sur les fréquences positives.

Considérons les équations d'évolution temporelles aux forces de Langevin :

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = (G - \gamma_{cav}) N_{ph} + R'_{sp} + F_{N_{ph}}, \quad (\text{A.32})$$

$$\frac{dI}{dt} = \eta_i \frac{I}{q} - \gamma_e I - G N_{ph} + F_N, \quad (\text{A.33})$$

Rappelons que les forces de Langevin décrivent des fluctuations temporelles stochastiques dues à l'émission spontanée amplifiée tombant dans le mode laser. Leurs densités spectrales de puissance sont décrites par les équations (I.38) et (I.39).

Nous cherchons à exprimer la densité spectrale de puissance des fluctuations du nombre de photons dans la cavité. Pour cela, nous nous intéressons aux fluctuations des deux variables  $N$  et  $N_{ph}$  autour de leurs valeurs stationnaires en écrivant :

$$N_{ph}(t) = \langle N_{ph} \rangle + n_{ph}(t), \quad (\text{A.34})$$

$$N(t) = N_0 + n(t), \quad (\text{A.35})$$

où  $n_{ph}(t)$  et  $n(t)$  sont des petites fluctuations. En injectant les équations (A.34) et (A.35) dans les équations couplées (A.32) et (A.33) et en ne gardant que les termes du premier ordre, nous obtenons :

$$\frac{dn_{ph}}{dt} = \frac{-R'_{sp}}{\langle N_{ph} \rangle} n_{ph} + G_0 \langle N_{ph} \rangle n + F_{N_{ph}}. \quad (\text{A.36})$$

$$\frac{dn}{dt} = -(\gamma_e + G_0 \langle N_{ph} \rangle) n - G(N_0) n_{ph} + F_N. \quad (\text{A.37})$$

En prenant les transformées de Fourier des équations précédentes nous obtenons :

$$2i\pi f \tilde{n}_{ph} = -\frac{R'_{sp}}{\langle N_{ph} \rangle} \tilde{n}_{ph} + G_0 \langle N_{ph} \rangle \tilde{n} + \tilde{F}_{ph}, \quad (\text{A.38})$$

$$2i\pi f \tilde{n} = -(\gamma_e + G_0 \langle N_{ph} \rangle) \tilde{n} - G(N_0) \tilde{n}_{ph} + \tilde{F}_N, \quad (\text{A.39})$$

où  $\tilde{n}_{ph}$ ,  $\tilde{n}$ ,  $\tilde{F}_{N_{ph}}$  et  $\tilde{F}_N$  sont les transformées de Fourier respectives de  $n_{ph}$ ,  $n$ ,  $F_{N_{ph}}$  et  $F_N$ . A partir des équations (A.38) et (A.39), nous exprimons  $\tilde{n}_{ph}$  en fonction des termes de Langevin  $\tilde{F}_{N_{ph}}$  et  $\tilde{F}_N$ . Nous obtenons :

$$\tilde{n}_{ph} = \frac{G_0 \langle N_{ph} \rangle \tilde{F}_N + (2i\pi f + \gamma_e + G_0 \langle N_{ph} \rangle) \tilde{F}_{N_{ph}}}{\left(2i\pi f + \frac{R'_{sp}}{\langle N_{ph} \rangle}\right) (2i\pi f + \gamma_e + G_0 \langle N_{ph} \rangle) + G(N_0) G_0 \langle N_{ph} \rangle}. \quad (\text{A.40})$$

Nous introduisons les paramètres  $f_r$  et  $\Gamma_r$  tels que :

$$\tilde{n}_{ph} = \frac{G_0 \langle N_{ph} \rangle \tilde{F}_N + (2i\pi f + \gamma_e + G_0 \langle N_{ph} \rangle) \tilde{F}_{N_{ph}}}{(2\pi f_r + 2\pi f - i\Gamma_r)(2\pi f_r - 2\pi f + i\Gamma_r)}, \quad (\text{A.41})$$

où

$$(2\pi f_r)^2 = G(N_0) G_0 \langle N_{ph} \rangle - \left( \frac{\gamma_e + G_0 \langle N_{ph} \rangle - \frac{R'_{sp}}{\langle N_{ph} \rangle}}{2} \right)^2, \quad (\text{A.42})$$

$$\Gamma_r = \frac{1}{2} \left( \gamma_e + G_0 \langle N_{ph} \rangle + \frac{R'_{sp}}{\langle N_{ph} \rangle} \right). \quad (\text{A.43})$$

En tenant compte des équations (A.9), (A.10), (A.11) et (A.12), les expressions de  $f_r$  et  $\Gamma_r$  se simplifient ainsi :

$$f_r \simeq \frac{1}{2\pi} \sqrt{\gamma_{cav} \gamma_e [r - 1]}, \quad (\text{A.44})$$

$$\Gamma_r = \frac{4\pi^2 f_r^2}{4\pi \gamma_a}. \quad (\text{A.45})$$

Nous calculons ensuite la densité spectrale de puissance des fluctuations  $\tilde{n}_{ph}$ . Nous obtenons :

$$W_{n_{ph}}(f) = \frac{2R'_{sp} \langle N_{ph} \rangle \left( (2\pi f)^2 + \gamma_e^2 + \frac{(2\pi f_r)^2 \gamma_e}{R'_{sp}} \right)}{|(2\pi f_r + 2\pi f - i\Gamma_r)(2\pi f_r - 2\pi f + i\Gamma_r)|^2} \quad (\text{A.46})$$

Finalement, nous déduisons le bruit d'intensité relatif en divisant l'équation précédente par  $\langle N_{ph} \rangle^2$  :

$$RIN(f) = \frac{4R'_{sp}}{\langle N_{ph} \rangle} \frac{\gamma_e^2 + (2\pi f)^2 + \frac{(2\pi f_r)^2 \gamma_e}{R'_{sp}}}{\left( (2\pi f_r + 2\pi f)^2 + \Gamma_r^2 \right) \left( (2\pi f_r - 2\pi f)^2 + \Gamma_r^2 \right)}, \quad (\text{A.47})$$

## A.5 Corrélation du bruit de phase optique au bruit d'amplitude

Dans ce paragraphe, nous présentons les étapes du calcul du terme de corrélation du bruit de phase optique et du bruit d'amplitude. Nous désignons par  $\phi(t)$  la phase instantanée de l'onde optique issue du laser SC. Considérons de petites fluctuations  $\varphi(t)$  autour de la phase moyenne  $\langle \phi \rangle$ . La phase instantanée s'écrit donc :

$$\phi(t) = \langle \phi \rangle + \varphi(t). \quad (\text{A.48})$$

L'équation d'évolution temporelle des fluctuations de phase est donnée par [10] :

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{1}{2} \alpha_H G_0 \tilde{n} + F_\phi, \quad (\text{A.49})$$

où  $F_\phi$  représente l'amplitude aléatoire complexe de l'émission spontanée alimentant les fluctuations de la phase optique.  $F_\phi$  a une valeur moyenne nulle. Sa densité spectrale de puissance vaut :

$$W_{F_\phi} = \frac{R'_{sp}}{4 \langle N_{ph} \rangle}. \quad (\text{A.50})$$

Les densités spectrales de puissance croisées  $W_{F_{N_{ph}} F_\phi}$  et  $W_{F_N F_\phi}$  sont nulles.

Dans un premier temps, prenons la transformée de Fourier de l'équation (A.49). Nous obtenons :

$$2i\pi f \tilde{\varphi} = \frac{1}{2} \alpha_H G_0 \tilde{n} + \tilde{F}_\phi, \quad (\text{A.51})$$

où  $\tilde{\varphi}$  et  $\tilde{F}_\phi$  sont les transformées de Fourier respectives de  $\varphi$  et  $F_\phi$ . Le terme de corrélation entre le bruit de phase optique et le bruit d'amplitude est proportionnelle à  $\text{Re}[\tilde{n}_{ph}(f) \times \tilde{\varphi}^*(f)]$ . En utilisant les équations (A.38) et (A.39), Le produit  $\tilde{\varphi}^* \times \tilde{n}_{ph}$  s'écrit :

$$\tilde{\varphi}^* \times \tilde{n}_{ph} = \frac{i}{2\pi f} \left[ \tilde{F}_\phi^* \times \tilde{n}_{ph} + \frac{1}{2} \frac{\alpha_H}{\langle N_{ph} \rangle} \left( \left( -2i\pi f + \frac{R'_{sp}}{\langle N_{ph} \rangle} \right) |\tilde{n}_{ph}|^2 - \tilde{F}_{N_{ph}}^* \times \tilde{n}_{ph} \right) \right]. \quad (\text{A.52})$$

La partie réelle de sa valeur moyenne vaut :

$$\text{Re}[\langle \tilde{\varphi}^* \times \tilde{n}_{ph} \rangle] = \frac{\alpha_H}{2 \langle N_{ph} \rangle} |\tilde{n}_{ph}|^2 + \text{Re} \left[ \frac{-i\alpha_H}{2\pi f 2 \langle N_{ph} \rangle} \tilde{F}_{N_{ph}}^* \times \tilde{n}_{ph} \right]. \quad (\text{A.53})$$

En utilisant les équations (A.40), (I.38) et (I.39), nous obtenons :

$$\operatorname{Re} [\langle \tilde{\varphi}^* \times \tilde{n}_{ph} \rangle] = \frac{\alpha_H}{2 \langle N_{ph} \rangle} |\tilde{n}_{ph}^2| - \alpha_H R'_{sp} \frac{(2\pi f)^2 - (2\pi f_r)^2 - \Gamma_r^2 + 2\gamma_e \Gamma_r}{\left( (2\pi f_r + 2\pi f)^2 + \Gamma_r^2 \right) \left( (2\pi f_r - 2\pi f)^2 + \Gamma_r^2 \right)} \quad (\text{A.54})$$

Finalement, pour appliquer ce calcul au contexte de l'étude du chapitre II, nous divisons l'équation précédente par  $\langle N_{ph} \rangle / 4$ , nous obtenons :

$$\frac{4}{\langle N_{ph} \rangle} \operatorname{Re} [\langle \tilde{\varphi}^* \times \tilde{n}_{ph} \rangle] = \alpha_H \frac{4R'_{sp}}{\langle N_{ph} \rangle} \left[ \frac{B + (2\pi f_r)^2 + \Gamma_r^2 - 2\gamma_e \Gamma_r}{\left( (2\pi f_r + 2\pi f)^2 + \Gamma_r^2 \right) \left( (2\pi f_r - 2\pi f)^2 + \Gamma_r^2 \right)} \right], \quad (\text{A.55})$$

où le paramètre  $B$  s'écrit :

$$B = \gamma_e^2 + \frac{2\pi f_r^2 \gamma_e}{R'_{sp}}. \quad (\text{A.56})$$



## Annexe B

# Description du banc de mesure du bruit d'intensité relatif

Dans cette annexe, nous décrivons le principe de la mesure du bruit d'intensité relatif d'une source laser.

### B.1 Composition du banc de mesure

Le schéma de principe du banc de mesure de *RIN* est représenté en B.1.

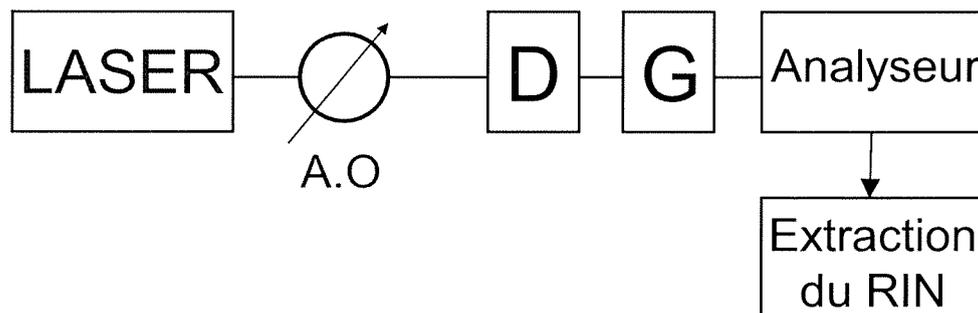


FIGURE B.1 – Schéma de principe du banc de mesure de *RIN*. AO : atténuateur optique variable. D : photodiode. G : amplificateur électrique.

Pour mesurer le spectre de *RIN* d'une source optique nous procédons par étapes. D'abord, nous détectons la puissance optique au moyen d'une photodiode. Afin d'éviter de saturer la photodétection, nous insérons un atténuateur optique en sortie de la source optique. La puissance électrique résultante est mesurée avec un analyseur de spectre électrique. La puissance à mesurer étant inférieure au plancher de bruit de l'analyseur, il est nécessaire de l'amplifier avant de la mesurer. Nous utilisons donc un amplificateur électrique approprié aux mesures de bruit souhaitées. Ensuite, nous déduisons de la puissance de bruit détectée les fluctuations propres à la source optique.

Plusieurs critères doivent être pris en compte lors du choix des composants constituant le banc de mesure de *RIN*. Ces critères sont les suivants :

1. Nous souhaitons mesurer des spectres électriques allant de 10 kHz à 18 GHz : nous choisissons une photodiode, un amplificateur électrique et un analyseur de spectre électrique

dont la bande passante couvre la plage spectrale souhaitée.

2. Le plancher de la mesure étant inversement proportionnel au photocourant moyen mesuré, nous optons pour une photodiode supportant des puissances optiques élevées.
3. Afin de ramener confortablement la puissance électrique au dessus du plancher de bruit de l'analyseur de spectre électrique, nous utilisons un amplificateur électrique à fort gain et de faible facteur de bruit.

En vue de caractériser des sources optiques émettant à  $1,55 \mu\text{m}$ , nous choisissons d'utiliser une photodiode PIN en InGaAs optimisée pour avoir une forte puissance de saturation à  $1,55 \mu\text{m}$ . En pratique, nous effectuons la mesure de  $RIN$  sur deux plages spectrales : une première allant de 10 kHz à 100 MHz et une deuxième couvrant la bande 0,1-18 GHz. Les principales caractéristiques du banc de mesure sont regroupées dans le tableau B.1.

Plage spectrale	10 kHz-100 MHz	0,1 GHz-18 GHz
Amplificateur électrique	Miteq Au-1291 G=56 dB NF=1,1 dB	Miteq AMF-6D-001200-30-8P G=47 dB NF=3 dB
Photodiode <sup>1</sup> Discovery (DSC30S)	DC-22 GHz $P_{sat}=13 \text{ dBm @ } 1,55 \mu\text{m}$	
Analyseur électrique Agilent E4407B	9 kHz-26 GHz	

TABLE B.1 – Principales caractéristiques du banc de mesure de  $RIN$ . G : gain électrique, NF : facteur de bruit.  $P_{sat}$  : puissance optique de saturation de la photodiode.

## B.2 Principe de la mesure

La mesure du  $RIN$  nécessite une calibration de l'ensemble "photodiode, amplificateur et analyseur de spectre". Par ailleurs, il est indispensable de soustraire la contribution du bruit thermique et du bruit de grenaille de détection.

### B.2.a. Expression de la puissance de bruit total

Rappelons que la puissance de bruit électrique mesurée en sortie de la photodiode est la somme de trois contributions : le bruit thermique, le bruit de grenaille et le bruit d'intensité en excès de la source optique, c'est-à-dire son  $RIN$ . La puissance de bruit mesurée à l'analyseur de spectre électrique s'écrit ainsi :

$$P_{total}(f) = K_{calib}(f) \left[ \frac{k_B T}{R_{ph}} + 2q \langle I_{ph} \rangle + RIN(f) \langle I_{ph} \rangle^2 \right], \quad (\text{B.1})$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzman,  $R_{ph}$  est la résistance de charge de la photodiode,  $T$  est la température de la résistance de charge en Kelvin,  $q$  est la charge élémentaire d'un électron et  $\langle I_{ph} \rangle$  est le photocourant moyen mesuré. Le facteur  $K_{calib}$  tient compte des aspects suivants :

1. <http://www.chipsat.com/products/photodiodes/description.php>

- Réponse en fréquence de la photodiode.
- Désadaptation hyperfréquence entre la photodiode et l'amplificateur et entre l'amplificateur et l'analyseur de spectre.
- Gain et facteur de bruit de l'amplificateur.
- Facteur de forme de l'analyseur de spectre dans la bande d'analyse considérée.

Il est important de mentionner que ce facteur dépend du niveau de la puissance optique détectée par la photodiode. Il est donc nécessaire de connaître son spectre électrique à la valeur du photocourant moyen de la mesure.

### B.2.b. Calibration du banc de mesure

Pour calibrer le banc de mesure, nous utilisons une source optique dont le bruit d'intensité est négligeable par rapport au bruit de grenaille sur la plage spectrale qui nous intéresse, c'est à dire de 10 kHz à 18 GHz [116]. Dans ces conditions, la puissance de bruit totale est égale à la somme du bruit thermique et du bruit de grenaille de détection. Rappelons que ces deux bruits sont blancs. Il suffit donc de connaître leurs amplitudes pour déduire le facteur de calibration  $K_{calib}$ .

Aux fréquences supérieures à 100 MHz, nous utilisons un laser solide dont le bruit d'intensité en excès, dû aux oscillations de relaxation, est situé aux basses fréquences. Son bruit d'intensité relatif est donc limité au bruit de grenaille sur une large bande passante, typiquement de 100 MHz à 18 GHz. Aux basses fréquences, c'est-à-dire de 10 kHz à 100 MHz, nous calibrons le banc de mesure au moyen d'une source blanche dont le bruit d'intensité est limité au bruit de grenaille. Nous résumons dans le tableau B.2 les sources optiques utilisées pour la calibration du banc de mesure de  $RIN$  en fonction de la longueur d'onde du laser à caractériser.

Plage spectrale	Longueur d'onde du laser à caractériser	
	1,55 $\mu\text{m}$	1 $\mu\text{m}$
10 kHz-100 MHz	Source blanche (Oriel)	
100 MHz-18 GHz	Laser Er :Yb (AMOCO)	Laser Nd :YAG (Innolight) <sup>2</sup>

TABLE B.2 – Sources optiques utilisées pour la calibration du banc de mesure de  $RIN$  en fonction de la longueur d'onde du laser à caractériser.

En pratique, nous faisons une *première* mesure avec une source optique de référence (une des sources optiques citées dans B.2). Nous utilisons un photocourant moyen identique à celui mesuré en sortie de la source laser à caractériser. La puissance de bruit résultante est donnée par :

$$P_{ref}(f) = K_{calib}(f) \left[ \frac{k_B T}{R_{ph}} + 2q \langle I_{ph} \rangle \right]. \quad (\text{B.2})$$

La soustraction du bruit thermique nous permet de restituer le facteur de calibration  $K_{calib}$ . Pour cela, nous effectuons une *deuxième* mesure où nous retirons le flux de photons incidents

2. Le laser Nd :YAG présente des pics de bruit aux fréquences multiples de son intervalle spectral libre (à 6 et 12 GHz). Nous nous en affranchissons numériquement.

sur la photodiode. La puissance de bruit électrique mesurée est donnée par :

$$P_{therm}(f) = K_{calib}(f) \left[ \frac{k_B T}{R_{ph}} \right]. \quad (\text{B.3})$$

Ensuite, nous déduisons le facteur de calibration par l'opération suivante :

$$K_{calib}(f) = \frac{P_{ref} - P_{therm}}{2q \langle I_{ph} \rangle}. \quad (\text{B.4})$$

L'équation (B.4) est vraie tant que la contribution du bruit de grenaille est supérieure à celle du bruit thermique. Pour cela, il est nécessaire de disposer d'un photocourant moyen non-négligeable (de l'ordre du mA) et d'utiliser un amplificateur électrique à faible facteur de bruit.

Il est important de mentionner que le facteur de calibration aux basses fréquences peut être entaché par des signaux parasites provenant des alimentations électriques du banc de mesure. Afin de nous affranchir, des alimentations sur batteries sont utilisées.

### B.2.c. Déduction du spectre de $RIN$

Finalement, nous effectuons une *troisième* mesure où nous plaçons la source optique à caractériser à la place de la source de référence. Le  $RIN$  est calculé en utilisant l'expression suivante :

$$RIN(f) = \frac{\frac{P_{total} - P_{therm}}{K_{calib}(f)} - 2q \langle I_{ph} \rangle}{\langle I_{ph} \rangle^2}. \quad (\text{B.5})$$

Pour une source optique dont le bruit d'intensité est inférieur à la contribution du bruit de grenaille, nous considérons que le  $RIN$  est limité par le bruit de grenaille relatif, c'est-à-dire égal à  $\frac{2e}{\langle I_{ph} \rangle}$ . Plus la contribution du bruit de grenaille de détection est faible devant celle du  $RIN$ , plus la dynamique de la mesure est importante. La précision de la mesure repose principalement sur la qualité du facteur de calibration ainsi que la valeur du photocourant moyen détecté.

## Annexe C

# “Creusement” de l’excès de bruit à $c/L_{cav}$ : effet lié à la saturation du gain optique dans le VECSEL

L’émission spontanée contenue dans les modes longitudinaux latéraux engendre du bruit d’intensité en excès aux fréquences multiples de  $c/L_{cav}$ . Au moyen d’un modèle semi-classique développé au chapitre IV, nous montrons que cet excès de bruit est représenté par un spectre lorentzien dont la largeur à mi-hauteur est attribuée au filtrage spectral dans la cavité laser. Rappelons que notre modèle consistait à tenir compte de l’émission spontanée aux fréquences des modes latéraux ainsi que des pertes optiques réparties sur les modes de la cavité.

En caractérisant expérimentalement l’excès de bruit à  $c/L_{cav}$  pour  $r=1,2$ , nous avons validé les prédictions du modèle. En effet, nous retrouvons bien un spectre lorentzien de largeur à mi-hauteur égale à 50 kHz, en accord avec les 47 kHz attendus. Seulement, en augmentant le taux de pompage, le spectre de la remontée de bruit à  $c/L_{cav}$  s’éloigne d’une lorentzienne et devient plus large que prévu.

Nous dédions cette annexe à la description qualitative de l’excès de bruit aux fréquences harmoniques de  $c/L_{cav}$  quand le VECSEL de classe A est utilisé à fort taux de pompage.

### C.1 “Creusement” de l’excès de bruit à $c/L_{cav}$

Nous considérons dans ce paragraphe le VECSEL de classe A décrit en IV.2.c.. Rappelons que la longueur de la cavité optique est de l’ordre de 44 mm. Ainsi, l’intervalle spectral libre vaut 3,4 GHz. Focalisons nous sur la remontée de bruit autour de  $c/L_{cav}$ . En mesurant son spectre électrique, nous observons un “creusement” local de la remontée de bruit mesurée. En effet, le spectre de la figure C.1 illustre un minimum local situé entre deux pics de bruit espacés de 350 kHz. Ainsi, contrairement à ce que prévoit notre modèle, l’excès de bruit s’étend sur une largeur plus grande que 47 kHz.

Par ailleurs, nous avons observé que le “creusement” dépend du point de fonctionnement du VECSEL. En effet, comme l’illustrent les spectres de la figure C.2, l’écart en fréquence entre les deux pics de bruit croît quand on augmente le taux de pompage. Ainsi, à la fréquence  $c/L_{cav}$ , nous mesurons un écart en fréquence qui croît de 180 à 620 kHz quand le taux de pompage augmente de 1,35 à 2,9.

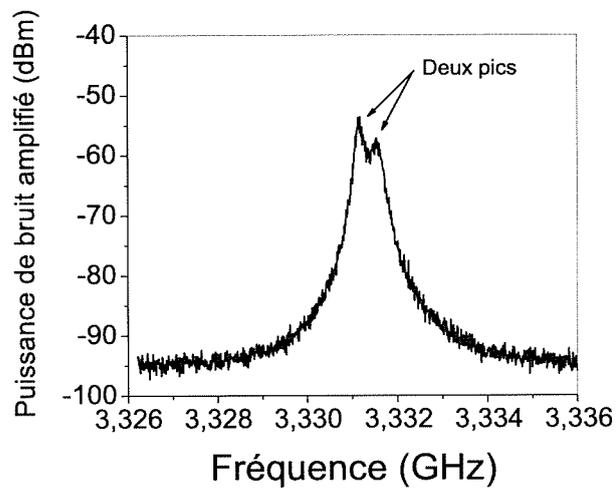


FIGURE C.1 – Puissance de bruit amplifié autour de  $c/L_{cav}$  pour un taux de pompage de 2. Le photocourant de la mesure est de 2 mA. Amplification électrique égale à 47 dB. RBW=3 kHz.

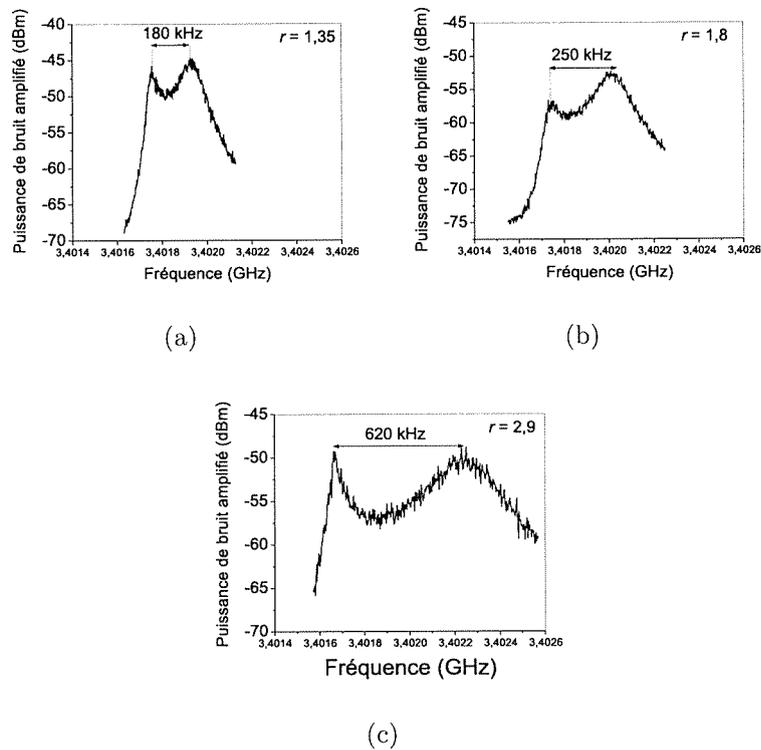


FIGURE C.2 – Puissance de bruit amplifié autour de  $c/L_{cav}$ . Le photocourant de la mesure est de 1,6 mA. Amplification électrique égale à 49 dB. RBW=3 kHz. (a) :  $r=1,35$ . (b) :  $r=1,8$  (c) :  $r=2,9$ .

Nous pensons que les oscillations cohérentes de population (OCP) [63,117,118] dans le milieu actif SC sont responsables de cet effet. Les OCP apparaissent dans un système à deux niveaux

en présence d'une pompe et d'une sonde. Elles peuvent être interprétés comme une modulation de l'inversion de population, et donc du gain, à la fréquence de battement pompe-sonde. Dans notre cas, la pompe est le mode laser et la (les) sonde(s) correspond à l'émission spontanée amplifiée à l'ISL de la cavité. Les OCP se traduisent par un creusement du spectre de gain autour de la fréquence pompe. Le trou, ainsi produit, a une largeur inversement proportionnelle à la durée de vie des porteurs dans le milieu actif, soit quelques GHz dans notre cas. Appelons  $\delta\nu_{p,p-1}$  (respectivement  $\delta\nu_{p,p+1}$ ) la différence de fréquence entre le mode laser d'ordre  $p$  et le mode adjacent non oscillant d'ordre  $p-1$  (respectivement d'ordre  $p+1$ ). La dispersion, associée au creusement spectral par OCP, induit un léger écart de fréquence entre  $\delta\nu_{p,p-1}$  et  $\delta\nu_{p,p+1}$  (de l'ordre de la dizaine de kHz dans notre cas). Or, le spectre électrique que nous observons correspond au repliement spectral du spectre optique autour de la fréquence pompe (mode laser). Par conséquent, l'excès de bruit à l'ISL de la cavité est la superposition de deux lorentziennes légèrement décalées. Lorsque les bruits associés à ces deux lorentziennes ne sont pas corrélés, ils s'additionnent de manière non cohérente. Or, expérimentalement, les signaux de battement semblent indiquer qu'il y a une certaine corrélation entre les deux battements électriques, ce qui crée un déphasage déterminé entre les deux lorentziennes. Nous pensons que cet effet est lié au fait que l'émission spontanée amplifiée subissent les effets de déphasage dus à la dynamique du gain optique observés dans la référence [63]. On peut alors imaginer que les deux modes latéraux, étant couplés par le gain, tentent de s'imposer mutuellement une relation d'opposition de phase. Autrement dit, le système formé par le milieu actif, la pompe et les deux sondes atteint un équilibre stable lorsque les deux battements pompe-sonde, de part et d'autre de la pompe, sont plutôt en opposition de phase. Si tel est réellement le cas, ces battements doivent interférer destructivement. Sur le spectre électrique, cela se traduit par une diminution de la densité spectrale de bruit dans la région où les deux lorentziennes se recouvrent.

La modélisation de ces mécanismes de corrélation de bruit via les OCP est en cours. Elle devrait nous permettre de reproduire les spectres observés. Dans cette annexe nous nous contentons de présenter les différentes observations expérimentales qui nous poussent à soutenir cette thèse.

Si l'effet observé est réellement lié aux OCP, alors il doit disparaître à haute fréquence, c'est-à-dire loin de l'inverse de la durée de vie des porteurs. Pour cela, nous rallongeons la cavité de manière à disposer de plusieurs pics dans la bande  $[0 - 20]$  GHz.

## C.2 Étude expérimentale préliminaire

Nous augmentons donc la longueur de la cavité optique de 44 à 98 mm au moyen d'un miroir de rayon de courbure égal à 100 mm. Dans ce cas,  $c/L_{cav}$  vaut environ 1,53 GHz. Pour obtenir une oscillation monomode longitudinale, nous employons l'étalon solide non traité d'épaisseur égale à 150  $\mu\text{m}$  (utilisé dans le VECSEL de 44 mm). Nous observons des remontées de bruit aux 5 premières harmoniques de l'ISL (1,53 GHz).

Ici, nous fixons le taux de pompage du VECSEL à 2. La puissance optique extraite vaut 62 mW. Les spectres obtenus, en mesurant la puissance de bruit autour des fréquences multiples de  $c/L_{cav}$ , sont reproduits dans la figure C.3.

À l'exception du spectre de la figure C.3(e), les spectres obtenus illustrent un "creusement" des pics de bruit aux fréquences multiples de 1,53 GHz. Nous remarquons que l'écart en fréquence entre les deux remontées résultantes diminue à mesure que la fréquence considérée augmente. A

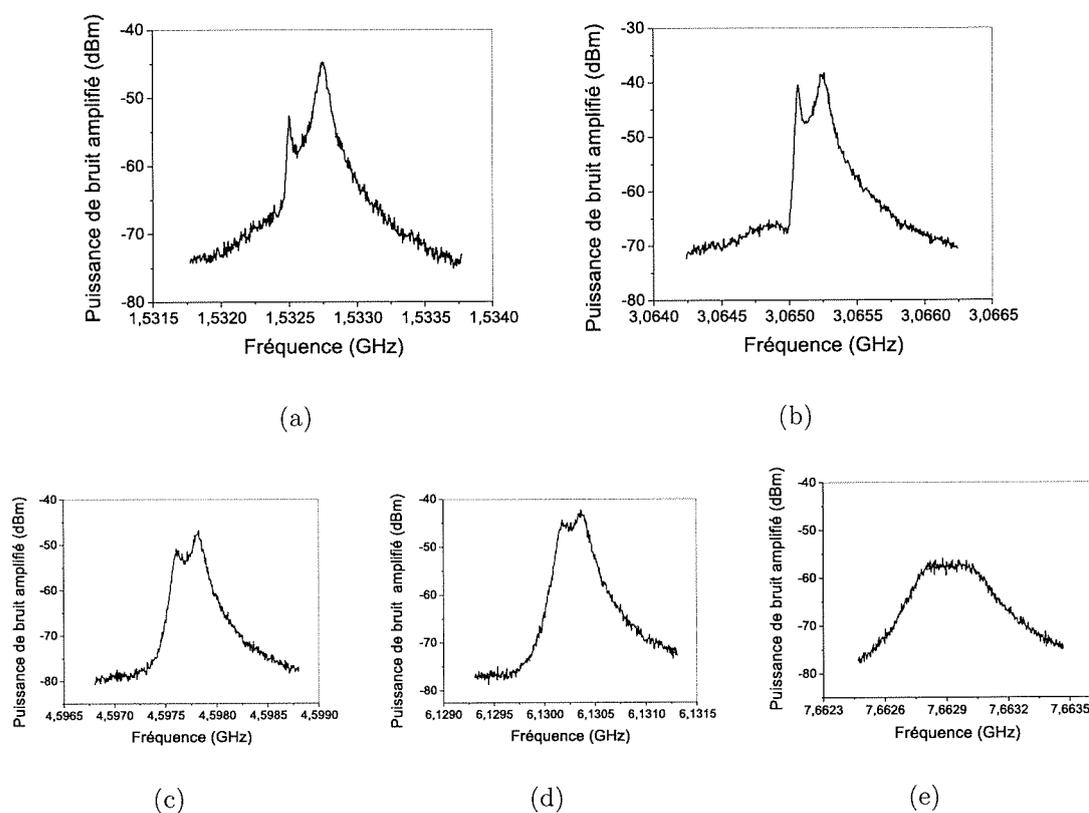


FIGURE C.3 – Puissance de bruit amplifié autour des fréquences multiples de  $c/L_{cav}$ . Le photocourant de la mesure est de 1,6 mA. Amplification électrique égale à 47 dB. RBW=3 kHz. (a) :  $1 \times c/L_{cav}$ . (b) :  $2 \times c/L_{cav}$ . (c) :  $3 \times c/L_{cav}$ . (d) :  $4 \times c/L_{cav}$ . (e) :  $5 \times c/L_{cav}$ .

7,6 GHz, l'écart est difficilement observable. Nous représentons dans la figure C.4 l'évolution de cet écart en fonction de la fréquence centrale de l'excès de bruit considéré. A 1,53 GHz, il vaut 285 kHz. Il diminue à 120 kHz quand on considère l'excès de bruit à 6,1 GHz. Par conséquent, la bande passante de l'effet observé semble bien être compatible avec l'inverse de la durée de vie de l'inversion de population, c'est-à-dire quelques ns.

Par ailleurs, notons qu'il existe une dissymétrie entre les deux remontées de bruit observées. En particulier, on voit une différence remarquable entre la pente montante et la pente descendante de l'excès de bruit.

Afin de compléter cette étude expérimentale, il serait judicieux d'augmenter davantage la longueur de la cavité optique afin de regarder le comportement de ce "creusement" aux fréquences proches du mode laser.

Par ailleurs, si l'effet décrit ici est bien lié aux mécanismes d'OCP, on s'attend à ce qu'il soit plus prononcé quand on augmente la puissance intracavité. Or, nous avons vu au paragraphe C.1 que l'écart de fréquence entre les deux pics observés croît bien à mesure que nous augmentons le taux de pompage. Seulement, nous souhaitons caractériser cet effet indépendamment de la puissance de pompe incidente. Il nous faut donc fixer la puissance de pompe incidente et modifier la puissance optique dans le VECSEL en insérant des pertes optiques supplémentaires. Dans la pratique, nous insérons une lame métallique à proximité du mode laser de manière à provoquer

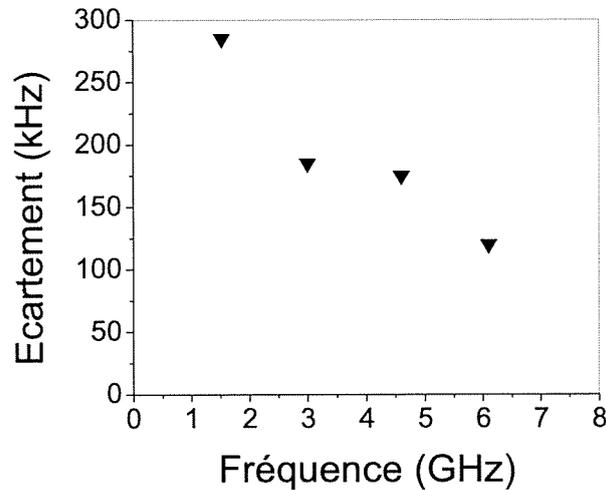


FIGURE C.4 – Écart en fréquence entre les deux remontées observées en fonction de la fréquence de l'excès de bruit considéré.

des pertes intracavité. Par ce moyen, nous modifions graduellement la puissance optique intracavité. Les spectres de bruit autour de la fréquence  $2 \times c/L_{cav}$ , mesurés pour différentes puissances optiques extraites du VECSEL, sont reproduits dans la figure C.5(a). Comme attendu, l'écart

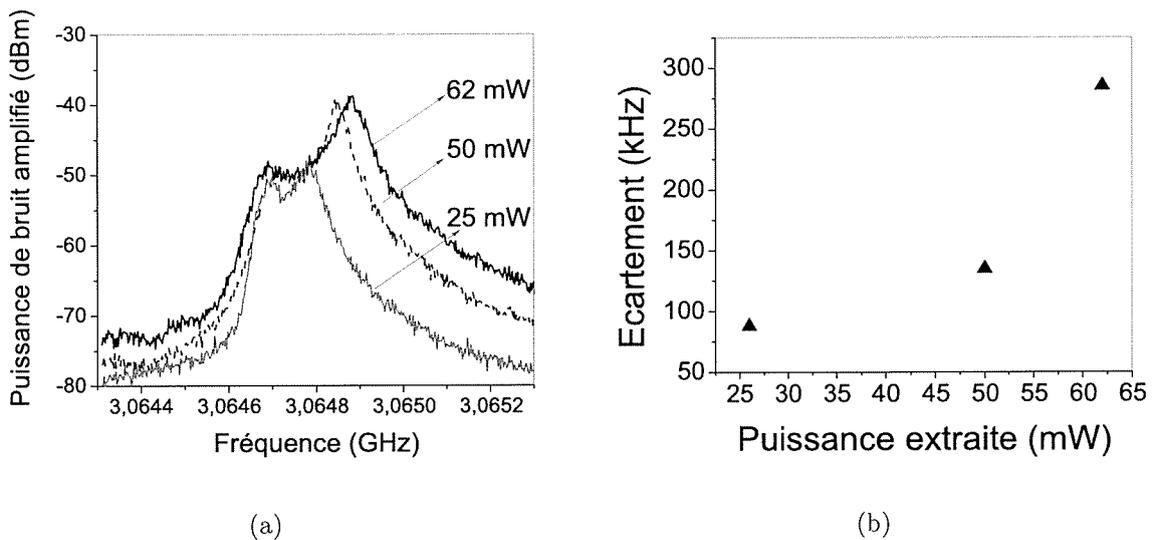


FIGURE C.5 – (a) : Puissance de bruit amplifié autour de  $c/L_{cav}$  pour différentes puissances extraites du VECSEL. (b) : Évolution de l'écart en fréquences entre les deux remontées de bruit autour de  $c/L_{cav}$  en fonction de la puissance optique extraite du VECSEL.

spectral entre les deux remontées de bruit augmente avec la puissance intracavité. Cet écart est reproduit dans la figure C.5(b).

Compte tenu de la transmission du coupleur de sortie (1%), la puissance optique dans le VECSEL s'élève à 2,5 W pour 25 mW de puissance extraite. Dans ce cas, nous mesurons un écart

en fréquence entre les deux remontées de bruit de 88 kHz. Dans le cas où la puissance optique intracavité vaut 6,2 W (62 mW de puissance extraite), l'écart en fréquences s'élève à 285 kHz.

Nous pouvons donc affirmer que le "creusement" observé est d'autant plus important que la saturation du gain optique dans le 1/2-VCSEL est élevée.

Nous avons attribué le phénomène observé aux mécanismes d'OCP dans le milieu SC. Ces mécanismes sont inhérents à la dynamique du milieu actif et par conséquent indépendant du type de lasers SC utilisés. On doit donc pouvoir obtenir des effets similaires dans un laser SC à émission par la tranche pourvu que son ISL soit inférieur à la bande passante d'analyse.

Or, nous disposons dans notre laboratoire d'une diode laser en cavité externe (TUNICS). Nous avons mesuré le *RIN* de cette source de 100 MHz à 18 GHz pour une puissance optique extraite de 2 mW. Le spectre obtenu est représenté dans la figure C.6.

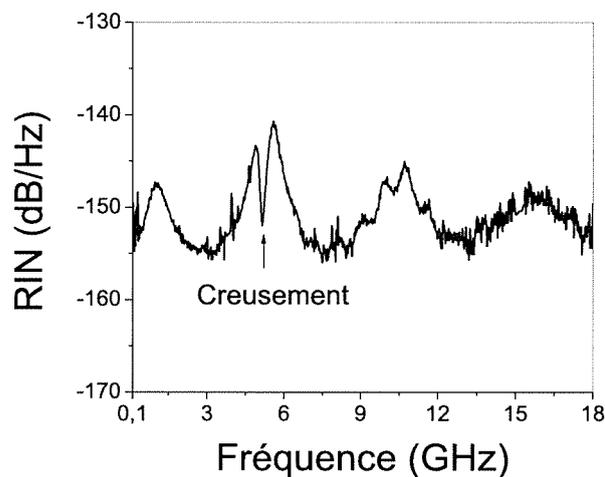


FIGURE C.6 – Spectre de *RIN* de la source TUNICS. (Puissance émise égale à 2 mW)

Avant toute chose, nous remarquons que ce laser à cavité externe est de classe B car il présente du bruit d'intensité en excès à la fréquence des oscillations de relaxation, soit à 1,1 GHz. Par ailleurs, comme attendu, nous observons des remontées de bruit périodiques (espacées de 5 GHz). Elles correspondent au battement entre le mode central et l'émission spontanée contenue dans les modes latéraux.

L'excès de bruit autour de  $c/L_{cav}$  présente une forme particulière, similaire à celle obtenue avec le VECSEL de classe A. Ici aussi, on voit clairement que l'excès de bruit se "creuse" localement. Il en résulte donc deux remontées de bruit espacées de 660 MHz. Il n'est pas légitime de comparer directement cet écart au cas du VECSEL de classe A car ce laser ne fonctionne pas dans les mêmes conditions (surtension de la cavité plus faible et milieu actif long). Néanmoins, l'effet que nous observons dans le VECSEL de classe A semble universel.

La modélisation de cet effet est en cours. Il est fort probable qu'elle nous permettra de proposer une architecture de cavité optimale dans laquelle l'excès de bruit aux fréquences harmoniques de  $c/L_{cav}$  sera fortement atténué.

# Publications et Communications

## Publications dans des revues internationales à comité de lecture

G. Baili, M. Alouini, T. Malherbe, D. Dolfi, J.-P. Huignard, T. Merlet, J. Chazelas, I. Sagnes et F. Bretenaker, *Evidence of ultra low microwave additive phase noise for an optical RF link based on a Class-A semiconductor laser*, Opt. Express, 16, 10091-10097 (2008).

G. Baili, J. Lahitte, M. Alouini, D. Dolfi, J.-P. Huignard et F. Bretenaker, *Experimental investigation of noise reduction in an opto-microwave link based on highly-dispersive low-loss fiber*, European Phys. J. Appl. Phys., 44, 65-70 (2008).

S. Molin, G. Baili, M. Alouini, D. Dolfi et J.-P. Huignard, *Experimental investigation of relative intensity noise in Brillouin fiber ring lasers for microwave photonics applications*, Opt. Lett., 33, 1681-1683(2008).

G. Baili, F. Bretenaker, M. Alouini, L. Morvan, D. Dolfi et I. Sagnes, *Experimental Investigation and Analytical Modeling of Excess Intensity Noise in Semiconductor Class-A Lasers*, J. Lightwave Technol., Sous presse.

G. Baili, M. Alouini, F. Bretenaker, D. Dolfi, I. Sagnes et A. Garnache, *Shot-noise-limited operation of a monomode high-cavity-finesse semiconductor laser for microwave photonics applications*, Opt. Lett. 32, 650-652 (2007).

G. Baili, M. Alouini, C. Moronvalle, D. Dolfi et F. Bretenaker, *Broad-bandwidth shot-noise-limited class-A operation of a monomode semiconductor fiber-based ring laser*, Opt. Lett. 31, 62-64 (2006).

V. Crozatier, B. K. Das, G. Baili, G. Gorju, F. Bretenaker, J. L. Le Gouët, I. Lorgeré et W. Sohler *Highly Coherent Electronically Tunable Waveguide Extended Cavity Diode Laser*, IEEE Photon. Technol. Lett, 18, 1527-1529 (2006).

## Conférences

T. Malherbe, G. Baili, M. Alouini, F. Bretenaker, D. Dolfi et I. Sagnes, *Influence of class-B to class-A transition on relative intensity noise in semiconductor lasers*, CLEO/USA Californie

(Mai 2008) -**Poster**.

G. Baili, M. Alouini, F. Bretenaker et D. Dolfi , *Etude expérimentale et analytique du bruit d'intensité en excès dans un laser faible bruit classe A pour le transport des signaux hyperfréquences par voie optique*, Horizons de l'Optique, Grenoble (Juillet 2007) -**Poster**.

G. Baili, M. Alouini, F. Bretenaker, D. Dolfi et I. Sagnes, *A simple model for the intensity noise of single mode class-A lasers*, Conference on Lasers and Electro-Optics Europe CLEO/Europe 2007, papier CB9-4-WED (Munich,2007).-**Oral**.

G. Baili, M. Alouini, D. Dolfi, F. Bretenaker, I. Sagnes, T. Merlet et J. Chazelas, *Novel architectures of very low RIN semiconductor lasers in extended cavities for high performance microwave links*, International Topical Meeting on Microwave Photonics, Grenoble, France (Octobre 2006) -**Oral**.

M. Alouini, G. Baili, F. Bretenaker, V. Crozatier, D. Dolfi, C. Drag, G. Gorju, J.-L. Le Gouët, I. Lorgeté, A. Louchet, J.-M. Melkonian et T. H. My, *Development of specific laser sources for radiofrequency signal processing and quantum information using rare earth doped crystals*, International Conference on Physics of Optical Materials and Devices (Herceg Novi, 2006) -**Papier invité**

G. Baili, L. Morvan, M. Alouini, D. Dolfi et J.-P. Huignard, *Advanced Laser Architectures for Lidar and Microwave Photonics Applications*, Lasers & Electro-Optics Society conference, Canada (Octobre 2006) -**Papier invité**.

G. Baili, M. Alouini, D. Dolfi, C. Moronvalle et F. Bretenaker, *Réalisation expérimentale d'un laser semiconducteur fibré en anneau monomode longitudinal de classe A et de très faible bruit sur une large bande passante*, Neuvième Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique Dijon (septembre 2005)-**Poster**.

G. Baili, M. Alouini, C. Moronvalle, D. Dolfi et F. Bretenaker, *Experimental demonstration of very low noise class-A operation of a monomode semiconductor fibre based ring laser*, Conference on Lasers and Electro-Optics Europe CLEO/Europe 2005, papier CB8-1-THU (Munich, 2005). -**Oral**.

## Brevets

M. Alouini, G. Baili, C. Moronvalle, D. Dolfi et F. Bretenaker, *Laser à semi-conducteur à très faible bruit*, Brevet Thales WO/2006/131536 (2005).

# Bibliographie

- [1] T. Maiman, *Optical and Microwave-Optical Experiments in Ruby*, Phys. Rev. Lett, 4 (11), pp. 564–566 (Juin 1960).
- [2] A. Cook and J. Stern, *Optical Fiber Access-Perspectives Toward The 21st Century*, IEEE Communications Magazine, 1, p. 78 (1994).
- [3] J. P. V. D. Ziel, W. T. Tsang, R. A. Logan, R. M. Mikulyak and W. M. Augustyniak, *Subpicosecond pulses from passively mode-locked GaAs buried optical guide semiconductor lasers*, Appl. Phys. Lett, 38 (7), p. 525 (Octobre 1981).
- [4] E. Burrows and K.-Y. Liou, *High resolution laser lidar utilising two-section distributed feedback semiconductor laser as a coherent source*, Electron. Lett., 26, pp. 577–579 (1990).
- [5] C. M. DePriest, A. Braun, J. H. Abeles and P. J. J. Delfyett, *10-GHz ultralow-noise optical sampling stream from a semiconductor diode ring laser*, IEEE Photon. Technol. Lett, 13 (10), pp. 1109–1111 (Octobre 2001).
- [6] M. Hashimoto and M. Ohtsu, *Modulation transfer and optical Stark effect in a rubidium atomic clock pumped by a semiconductor laser*, J. Opt. Soc. Am. B, 6 (10), p. 1777 (1989).
- [7] W. Lenth, *Optical heterodyne spectroscopy with frequency and amplitude modulated semiconductor lasers*, Opt. Lett, 8, p. 575 (1983).
- [8] A. Garnache, A. Kachanov, F. Stoeckel and R. Houdre, *High-sensitivity intracavity laser absorption spectroscopy with vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers*, Opt. Lett, 24 (12), pp. 826–828 (1999).
- [9] K. Garenaux, T. Merlet, M. Alouini, J. Lopez, N. Vodjani, R. Boula-Picard, C. Fourdin and J. Chazelas, *Recent Breakthroughs in RF Photonics for Radar Systems*, IEEE Aerospace and Electronic Systems Magazine, 22 (2), pp. 3–8 (Février 2007).
- [10] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, Vol. 1. Van Nostrand Reinhold, second edition edition (1993).
- [11] T. Ikegami and Y. Suematsu, *Resonance-Like Characteristics of the Direct Modulation of a Junction Laser*, Proceedings of the IEEE, pp. 122–123 (1967).
- [12] D. E. McCumber, *Intensity Fluctuations in the Output of cw Laser Oscillators. I*, Physical Review, 141 (1), pp. 306–322 (Janvier 1966).
- [13] M. Lax, *Quantum Noise VII : The Rate Equations and Amplitude Noise in Lasers*, IEEE J. Quantum Electron., 3 (2), pp. 37–46 (Février 1967).
- [14] H. Haug, *Quantum-Mechanical Rate Equations for Semiconductor Lasers*, Physical Review, 184 (2), pp. 338–348 (Août 1969).

- [15] M. Yamada, N. Nakaya and M. Funaki, *Characteristics of mode-hopping noise and its suppression with the help of electric negative feedback in semiconductor laser*, IEEE J. Quantum Electron., QE-23 (8), pp. 1297–1302 (Août 1987).
- [16] S. Inoue, I. Ohzu, S. Machid and Y. Yamamoto, *Quantum correlation between longitudinal mode intensities in a multimode squeezed semiconductor laser*, Phys. Rev. A, 46 (5), pp. 2757–2765 (Septembre 1992).
- [17] T. Fujita, S. Ishizuka, K. Fujito, H. Serizawa and H. Sato, *Intensity noise suppression and modulations characteristics of a laser diode coupled to an external cavity*, IEEE J. Quantum Electron., QE-20 (5), pp. 492–499 (Mai 1984).
- [18] H. Sato, T. Fujita and K. Fujito, *Intensity fluctuations in semiconductor lasers coupled to external cavity*, IEEE J. Quantum Electron., QE-21 (1), p. 4651 (Janvier 1985).
- [19] W. K. Marshalla, J. Paslaski and A. Yariv, *Reduction of relative intensity noise of the output field of semiconductor lasers due to propagation in dispersive optical fiber*, Appl. Phys. Lett., 68 (18), pp. 2496–2498 (Avril 1996).
- [20] C. H. Cox, E. I. Ackermann, G. E. Betts and J. L. Prince, *Limits on the Performance of RF-Over-Fiber Links and Their Impact on Device Design*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 54 (2), pp. 906–920 (Février 2006).
- [21] G. Zhang, J. Nappi, K. Vanttinen, H. Asonen and M. Pessa, *InGaAs/GaAs/GaInP SCH-SQW lasers with low threshold current and high internal quantum efficiency*, Electron. Lett., 28 (6), pp. 595–597 (Mars 1992).
- [22] S. Y. Hu, D. Young, S. W. Corzine, A. C. Gossard and L. A. Coldren, *High-efficiency and Low-threshold InGaAs/AlGaAs quantum-well lasers*, J. Appl. Phys., 76, pp. 3932–3934 (1994).
- [23] S.-I. Chang and J.-B. Yoon, *A 3-D Planar Microlens for an Effective Monolithic Optical Interconnection System*, IEEE Photon. Tech. Lett., 18 (7), pp. 814–816 (Avril 2006).
- [24] G.-D. Khoe, H. G. Kock, D. Kuppers, J. H. F. M. Poulissen and H. M. D. Vrieze, *Progress in Monomode Optical-Fiber Interconnection Devices*, J. Lightwave Technol., 2 (3), pp. 217–227 (1984).
- [25] J. R. Tredicce, F. T. Arecchi, G. L. Lippi and G. P. Puccioni, *Instabilities in lasers with an injected signal*, J. Opt. Soc. Am. B, 2, pp. 173–182 (1985).
- [26] Y. Yuasa, T. Yamada, K. Asakawa, M. Ishii and M. Uchida, *Very high relaxation oscillation frequency in dry-etched short cavity GaAs/AlGaAs multiquantum well lasers*, App. Phys. Lett., 50 (17), pp. 1122–1124 (avril 1987).
- [27] K. Y. Lau and A. Yariv, *Ultra-High speed semiconductor lasers*, IEEE J. Quantum Electron., QE-21 (2), pp. 121–138 (Février 1985).
- [28] S. Weisser, E. C. Larkins, K. Czotscher, W. Benz, J. Daleiden, I. Esquivias, J. Fleissner, J. D. Ralston, B. Romero, R. E. sah, A. Schonfelder and J. Rosenzweig, *Damping-Limited Modulation Bandwidths Up to 40 GHz in Undoped Short-Cavity In<sub>0.35</sub>Ga<sub>0.65</sub>As-GaAs Multiple-Quantum-Well lasers*, IEEE Photon. Technol. Lett., 8 (5), pp. 608–610 (Mai 1996).
- [29] R. Nagarajan, S. Levy, A. mar and J. E. Bowers, *Resonantly enhanced semiconductor lasers for efficient transmission of millimeter wave modulated light*, IEEE Photon. Technol. Lett., 5 (1), pp. 4–6 (Janvier 1993).

- [30] K. Noguchi, O. Mitomi and H. Miyazawa, *Millimeter-Wave Ti : LiNbO<sub>3</sub> Optical Modulators*, J. Lightwave Technol., 16 (4), pp. 615–619 (Avril 1998).
- [31] T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka and T. Miyashita, *Ultimate Low-Loss single-mode fibre at 1.55 $\mu$ m*, Electron. Lett, 15 (4), pp. 106–108 (Janvier 1979).
- [32] F. P. Kapron, D. B. Keck and R. D. Maurer, *Radiation losses in glass optical waveguides*, Appl. Phys. Lett, 17 (10), pp. 423–425 (Novembre 1970).
- [33] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber optics*, San Diego, 2nd edition (1995).
- [34] U. Gliese, S. Norskov and T. N. Nielsen, *Chromatic Dispersion In Fiber-Optic Microwave and Millimeter-Wave Links*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 44 (10), pp. 1716–1724 (Octobre 1996).
- [35] J. Marti, J. Fuster and R. Laming, *Experimental reduction of chromatic dispersion effects in lightwave microwave/millimetre-wave transmissions using tapered linearly chirped fibre gratings*, Electron. Lett, 33 (13), pp. 1170–1171 (Juin 1997).
- [36] G. H. Smith, D. Novak and Z. Ahmed, *Technique for generation of optical SSB with carrier using a single MZM to overcome fiber chromatic dispersion*, Electron. Lett, 33 (1), pp. 74–75 (Janvier 1997).
- [37] J. Bowers and C. Burrus, *High-speed zero-bias waveguide photodetectors*, Electron. Lett., 22 (17), pp. 905–906 (Août 1986).
- [38] K. Kato, S. Hata, A. Kozen, J.-I. Yoshidan and K. Kawano, *High-Efficiency Waveguide InGaAs pin Photodiode with Bandwidth of over 40 GHz*, IEEE Photon. Technol. Lett., 3 (5), pp. 473–474 (Mai 1991).
- [39] K. Kato, S. Hata, K. Kawano, J. Yoshida and A. Kozen, *A High-Efficiency 50 GHz InGaAs Multimode Waveguide Photodetector*, IEEE J. Quantum Electron., 28 (12), pp. 2728–2735 (Décembre 1992).
- [40] K. J. Williams and R. D. Esman, *Design Considerations for High-Current Photodetectors*, J. Lightwave Technol., 17 (8), pp. 1443–1454 (Août 1999).
- [41] K. J. Williams, R. D. Esman and M. Dagenais, *Effects of High Space-Charge Fields on the Response of Microwave Photodetectors*, IEEE Photon. Technol. Lett, 6, pp. 639–641 (Mai 1994).
- [42] L. Y. Lin, M. C. Wu, T. Itoh, T. A. Vang, R. E. Muller, D. L. Sivco and A. Y. Cho, *High-power high-speed photodetectors design, analysis and experimental demonstration.*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 45, pp. 1320–1331 (Août 1997).
- [43] P. Langevin, *Sur la théorie du mouvement brownien*, Comptes-Rendus de l'Académie des Sciences, 146, pp. 530–532 (1908).
- [44] K. Petermann, *Laser Diode Modulation and Noise*, Kluwer Academic Publishers (1988).
- [45] L. A. Coldren and S. W. Corzine, *Diode lasers and photonic integrated circuits*, John Wiley & Sons (1995).
- [46] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books (1986).
- [47] T. J. Kane, *Intensity Noise in Diode-Pumped Single-Frequency Nd :YAG Lasers and its Control by Electronic Feedback*, IEEE Photon. Technol. Lett, 2 (4), pp. 244–245 (Avril 1990).

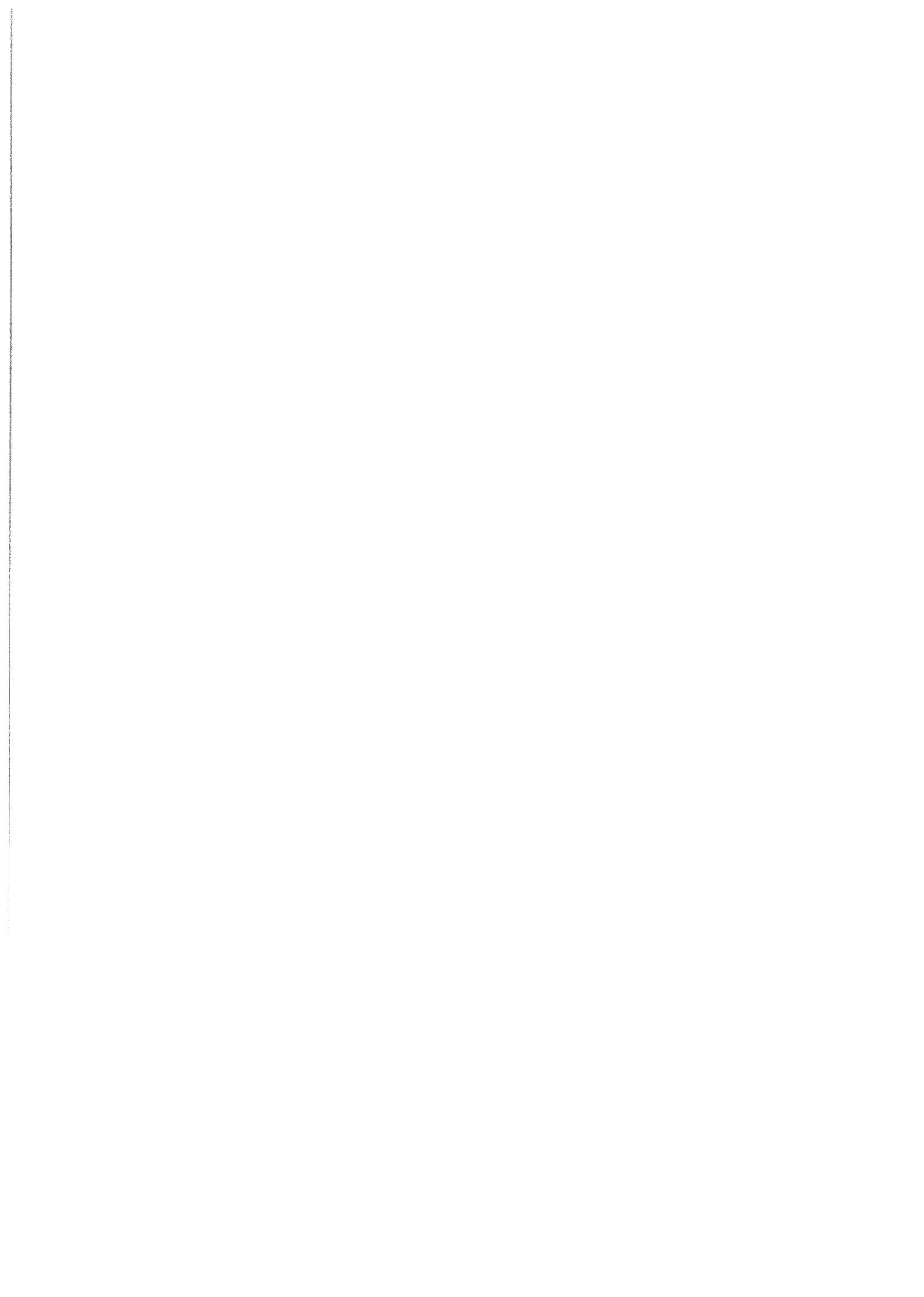
- [48] M. Fujiwara, K. Kubota and R. Lang, *Low-frequency intensity fluctuations in laser diodes with external optical feedback*, Appl. Phys. Lett, 38 (4), pp. 217–220 (Février 1981).
- [49] N. Chinone, T. Kuroda, T. Ohtoshi, T. Takahashi and T. Kajimura, *Mode-Hopping Noise in Index-Guided Semiconductor Lasers and Its reduction by saturable Absorbers*, IEEE J. Quantum Electron., QE-21 (8), pp. 1264–1270 (Août 1985).
- [50] I. Joindot and C. Boisrobert, *Intensity fluctuations in longitudinal modes of a nearly single-mode AlGaAs laser*, Electron. Lett, 18 (7), pp. 304–305 (Avril 1982).
- [51] M. Port and K. J. Ebeling, *Intensity Noise Dependence On the Injection Current of Laser Diodes with Optical Feedback*, IEEE J. Quantum Electron., 26 (3), pp. 449–455 (Mars 1990).
- [52] M. Yamada, *Theory of Mode Competition Noise in Semiconductor Injection Lasers*, IEEE J. Quantum Electron., QE-22 (7), pp. 1052–1059 (Juillet 1986).
- [53] M. M. Hall and J. L. Carlsten, *Low-frequency intensity noise in semiconductor lasers*, Appl. Opt., 35 (33), pp. 6438–6444 (Novembre 1996).
- [54] C. B. Su, J. Schlafer and R. B. Lauer, *Explanation of low-frequency relative intensity noise in semiconductor lasers*, Appl. Phys. Lett, 57 (9), pp. 849–851 (Août 1990).
- [55] G. Tenchio, *Low-frequency intensity fluctuations of C. W. D. H GaAlAs-diode lasers*, Electron. Lett, 12 (21), pp. 562–563 (Octobre 1976).
- [56] A. Dandridge and H. F. Taylor, *Correlation of Low-Frequency Intensity and Frequency Fluctuations in GaAlAs Lasers*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-30 (10), pp. 1726–1738 (Octobre 1982).
- [57] K. Y. Lau and H. Blauvelt, *Explanation of low-frequency intensity noise on high-frequency direct modulation of semiconductor injection lasers*, Appl. Phys. Lett, 52 (9), pp. 694–696 (Février 1988).
- [58] R. Boula-Picard, *Contribution à l'étude des amplificateurs optiques à semiconducteur pour applications analogiques*, Thèse de doctorat, Université de Rennes I (Juillet 2004).
- [59] T.-D. Ni, X. Zhang and A. S. Daryoush, *Experimental study on close-in to microwave carrier phase noise of laser diode with external feedback*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 43 (9), pp. 2277–2283 (Septembre 1995).
- [60] M.-B. Bibey, F. Deborgies, M. Krakowski and D. Mongardien, *Very Low Phase-Noise Optical Links- Experiments and Theory*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 47 (12), pp. 2257–2262 (Décembre 1999).
- [61] M. McAdams, D. Provenzano, E. Peral, W. K. Marshall, and A. Yariv, *Effect of transmission through fiber gratings on semiconductor lasers intensity noise*, Appl. Phys. Lett, 73 (23), pp. 3341–3343 (Décembre 1997).
- [62] A. V. T. Cartaxo, B. Wedding and W. Idler, *Influence of fiber Nonlinearity on the phase noise to intensity noise conversion in fiber transmission : Theoretical and experimental Analysis*, J. Lightwave Technol., 16 (7), pp. 1187–1193 (Juillet 1998).
- [63] R. Boula-Picard, M. Alouini, J. Lopez, N. Vodjdani and J.-C. Simon, *Impact of the gain saturation dynamics in semiconductor optical amplifiers on the characteristics of an analog optical link*, J. Lightwave Technol., 23 (8), pp. 2420–2426 (2005).

- [64] A. McCoy, L. Fu, M. Ibsen, B. Thomsen and D. Richardson, *Intensity Noise suppression in fibre DFB laser using gain saturated SOA*, Electron. Lett, 40 (2), pp. 107–108 (Janvier 2004).
- [65] M. S. Islam, T. Chau, S. Mathai, T. Itho, M. C. Wu, D. L. Sivco and A. Y. Cho, *Distributed balanced photodetectors for broad-band noise suppression*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 47 (7), pp. 1282–1288 (Juillet 1999).
- [66] M. S. Islam, *Distributed balanced photodetectors*, In *The 14th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society*, vol. 1, pp. 380 – 381 (Novembre 2001).
- [67] A. Capua, L. Rozenfeld, V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, M. Kuntz, M. Laemmlin and D. Bimberg, *Direct correlation between a highly damped modulation response and ultra low relative intensity noise in InAs/GaAs quantum dot laser*, Opt. Express, 15 (9), pp. 5388–5393 (Avril 2007).
- [68] A. V. T. Cartaxo and J. A. P. Morgado, *Rigorous assessment of small-signal analysis for linear and dispersive optical communication systems operating near zero-dispersion wavelength*, J. Lightwave Technol., 17 (1), pp. 86–94 (Janvier 1999).
- [69] E. Peral and A. Yariv, *Degradation of modulation and noise characteristics of semiconductor lasers after propagation in optical fiber due to a phase shift induced by stimulated Brillouin scattering*, IEEE J. Quantum Electron., 35 (8), pp. 1185–1198 (1999).
- [70] E. J. Bochove, E. M. de Carvalho and J. E. R. Filho, *FM-AM conversion by material dispersion in optical fiber*, Opt. Lett, 6 (2), pp. 58–60 (Février 1981).
- [71] C. H. Henry, *Theory of the linewidth of semiconductor lasers*, IEEE J. Quantum Electron., 18 (2), pp. 259–264 (Février 1982).
- [72] J.-L. Auguste, R. Jindal, J.-M. Blondy, M. Clapeau, J. Marcou, B. Dussardier, G. Monnom, D. B. Ostrowsky, B. P. Pal and K. Thyagarajan, *-1800ps/(nm.km) chromatic dispersion at 1.55 $\mu$ m in dual concentric core fibre*, Elec. Lett, 36 (20), pp. 1689–1691 (Septembre 2000).
- [73] H. Nakajima and J.-C. Bouley, *Observation of power dependant linewidth enhancement factor in 1.55 $\mu$ m strained quantum well laser*, Elec. Lett, 27 (20), pp. 1840–1841 (Septembre 1991).
- [74] G. P. Agrawal, *Intensity dependence of the linewidth enhancement factor and its implications for semiconductor lasers*, IEEE Photon. Technol. Lett, 1 (8), pp. 212–214 (Août 1989).
- [75] Z. Mi and P. Battacharya, *Analysis of the linewidth-enhancement factor for long-wavelength tunnel-injection quantum-dot lasers*, IEEE J. Quantum Electron, 43 (5), pp. 363–369 (Mai 2007).
- [76] S. Piazzola, P. Spano and M. Tamburrini, *Characterization of phase noise in semiconductor lasers*, Appl. Phys. Lett, 14 (8), p. 681 (Octobre 1982).
- [77] K. Kikuchi and T. Ockoshi, *Measurement of FM noise, AM noise and field spectra of 1.3 $\mu$ m of InGaAsP DFB lasers and determination of linewidth enhancement factor.*, IEEE J. Quantum Electron., 21 (11), pp. 1814–1818 (Novembre 1985).
- [78] R. C. Srinivasan and J. C. Cartledge, *On using fiber transfer function to characterize laser chirp and fiber dispersion*, IEEE Photon. Technol. Lett, 7 (11), pp. 1327–1329 (Novembre 1995).

- [79] C. Fabre and J. P. Pocholle, *Les lasers et leurs applications scientifiques et médicales*, Collection de la Société Française d'Optique (SFO) (1996-2002).
- [80] C. Wilmsen, H. Temkin and L. A. Coldren, *Vertical-cavity Surface-emitting lasers Design, Fabrication, Characterization and Applications* (1999).
- [81] K. S. Kim, J. R. Y. an S. H. Cho, S. M. Lee, S. J. Lim, J. Y. Kim, J. H. Lee, T. Kim and Y. J. Park, *1060 nm vertical-external-cavity surface -emitting lasers with an optical-to-optical efficiency of 44% at room temperature*, Appl. Phys. Lett., 88 (091107), pp. 1–3 (Mars 2006).
- [82] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague and A. Mooradian, *High-Power (0.5-W CW) Diode-Pumped Vertical-external-Cavity Surface-Emitting Semiconductor Lasers with Circular TEM<sub>00</sub> Beams*, IEEE Photon. Tech. Lett., 9 (8), pp. 1063–1065 (Août 1997).
- [83] L. Fan, T.-C. Hsu, M. Fallahi, J. T. Murray, R. Bedford, Y. Kaneda, J. Hader, A. R. Zakharian, J. V. Moloney, S. W. Koch and W. Stolz, *Tunable watt-level blue-green vertical-external-cavity surface-emitting lasers by intracavity frequency doubling*, Appl. Phys. Lett., 88 (251117), pp. 1–3 (Juin 2006).
- [84] M. Jacquemet, M. Domenech, G. Lucas-Leclin, J. Dion, M. Strassner, I. Sagnes and A. Garnache, *Single-frequency cw Vertical external cavity surface emitting semiconductor laser at 1003 nm and 501 nm by intracavity frequency doubling*, App. Phys. B, 86 (3), pp. 503–510 (Février 2007).
- [85] M. Y. A. Raja, S. R. J. Brueck, M. Osinsky, C. F. Schaus, J. G. McInerney, T. M. Brennan and B. E. Hammons, *Resonant periodic gain surface-emitting semiconductor laser*, IEEE J. Quantum Electron., 25, pp. 1500–1512 (1989).
- [86] J. Y. Law and G. P. Agrawal, *Mode Partition Noise in Vertical-cavity Surface-Emitting lasers*, IEEE Photon. Technol. Lett., 9 (4), pp. 437–439 (Avril 1997).
- [87] F. Koyama, K. Morito and K. Iga, *Intensity Noise and Polarization Stability of GaAlAs-GaAs Surface Emitting Lasers*, IEEE J. Quantum Electron., 27 (6), pp. 1410–14160 (Juin 1991).
- [88] M. Sanchez, P. Wen, M. Cross and E. Esener, *Polarization anisotropy in vertical-cavity semiconductor optical amplifiers*, Opt. Lett, 29, pp. 1888–1890 (2004).
- [89] K. Panajotov, F. B. abd M. Peeters, G. Verschaffelt, J. Danckaert, I. Veretennicoff and H. Thienpont, *Data transparent reconfigurable optical interconnections using polarization switching in VCSEL's induced by optical injection*, IEEE Photon. Technol. Lett, 11 (8), pp. 895–987 (Août 1998).
- [90] T. Mukaihara, N. Ohnoki, Y. Hayashi, N. Hatori, F. Koyama and K. Iga, *Excess Intensity Noise originated from Polarization Fluctuation in Vertical-Cavity Surface-Emitting lasers*, IEEE Photon. Technol. Lett, 7 (10), pp. 1113–1115 (Octobre 1995).
- [91] A. Ouvrard, A. Garnache, L. Cerutti, F. Genty and D. Romanini, *Single-Frequency Tunable Sb-Based VCSELs Emitting at 2.3  $\mu\text{m}$* , IEEE Photon. Technol. Lett, 17 (17), pp. 2020–2022 (Octobre 2005).
- [92] R. Graham, M. Höhnerbach and A. Schenzle, *Statistical Properties of Light from Dye Laser*, Phys. Rev. Lett, 48 (20), pp. 1396–1399 (Mai 1982).
- [93] L. J. Prescott and A. V. D. Ziel, *Detection of spontaneous emission noise in He-Ne lasers*, Phys. Lett, 12 (4), pp. 317–319 (Octobre 1964).

- [94] A. Aspect, C. Fabre and G. Grynberg, *Optique Quantique 1 : Lasers (Tome 1)*, Ecole Polytechnique, 2008 edition.
- [95] A. Aspect, *Optique Quantique 1 : Lasers (Tome 2)*, Ecole Polytechnique, 2008 edition.
- [96] A. W. Yu, G. P. Agrawal and R. Roy, *Noise propagation from pump to secondary lasers*, Opt. Lett, 12, p. 806 (1987).
- [97] H. Halbritter, F. Riemenschneider, J. Jacquet, J.-G. Provost, I. Sagnes and P. Meissner, *AM and RIN of a tunable Optically Pumped 1.6  $\mu\text{m}$  VCSEL*, IEEE Photon. Technol. Lett., 16 (3), pp. 723–725 (Mars 2004).
- [98] G. Baili, M. Alouini, C. Moronvalle, D. Dolfi and F. Bretenaker, *Broad-bandwidth shot-noise limited class-A operation of a monomode semiconductor fiber-based ring laser*, Opt. Lett, 31 (31), pp. 62–64 (Janvier 2006).
- [99] G. Baili, M. Alouini, D. Dolfi, F. Bretenaker, I. Sagnes and A. Garnache, *Shot-noise-limited operation of a monomode high-cavity-finesse semiconductor laser for microwave photonics applications*, Opt. Lett, 32, pp. 650–652 (Mars 2007).
- [100] L. T. Nichols, K. J. Williams and R. D. Esman, *Optimizing the ultrawide-band photonic link*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 45 (8), pp. 1384–1389 (Août 1997).
- [101] J. E. Roman, L. T. Nichols, K. J. Williams, R. D. Esman, G. C. Tavik, M. Livingston and M. G. Parent, *Fiber-Optic Remoting of an Ultrahigh Dynamic Range Radar*, J. Lightwave Technology, 46 (12), pp. 2317–2323 (Décembre 1998).
- [102] G. Qi, J. Yao, J. seregelyi, S. Paquet, C. Béliisle, X. Zhang, K. Wu and R. Kashyap, *Phase-noise analysis of optically generated millimeter-wave signals with external optical modulation techniques*, J. Lightwave Technol., 24 (12), pp. 4861–4875 (Décembre 2006).
- [103] G. Cibiel, M. Regis, E. Tournier and O. Lliopis, *AM Noise Impact on Low Level Phase Noise Measurements*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., 49 (9), pp. 784–788 (Juin 2002).
- [104] P. J. Matthews and R. D. Esman, *Intrinsic Microwave Phase Noise of Fiber-Optics Links*, In *IEEE MTT-S Digest*, pp. 1517–1520 (1998).
- [105] M. Chtioui, A. Enard, D. Carpentier, S. Bernard, B. Rousseau, F. Lelarge, F. Pommereau and M. Achouche, *High-Power High-Linearity Uni-Traveling-Carrier Photodiodes for Analog Photonic Links*, IEEE Photon. Technol. Lett, 20 (3), pp. 202–204 (Février 2008).
- [106] G. Baili, M. Alouini, D. Dolfi, F. Bretenaker, I. Sagnes, T. Merlet and J. Chazelas, *Novel architectures of very low RIN semiconductor lasers in extended cavities for high performance microwave links*, In *International Topical Meeting on Microwave Photonics* (Octobre 2006).
- [107] G. Baili, M. Alouini, D. Dolfi, C. Moronvalle and F. Bretenaker, *Réalisation expérimentale d'un laser semiconducteur fibré en anneau monomode longitudinal de classe A et de très faible bruit sur une large bande passante*, In *Neuvième colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique* (Septembre 2005).
- [108] G. Baili, M. Alouini, C. Moronvalle, D. Dolfi and F. Bretenaker, *Experimental demonstration of very low noise class-A operation of a monomode semiconductor fibre based ring laser*, In *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe* (2005).

- [109] G. Baili, F. Bretenaker, M. Alouini, L. Morvan, D. Dolfi and I. Sagnes, *Experimental Investigation and Analytical modeling of Excess Intensity Noise in Semiconductor Class-A Lasers*, J. Lightwave Technol., Sous presse (2008).
- [110] G. Baili, M. Alouini, F. Bretenaker and D. Dolfi, *Etude expérimentale et analytique du bruit d'intensité en excès dans un laser faible bruit classe A pour le transport des signaux hyperfréquences*, In *Horizons de l'Optique* (Juillet 2007).
- [111] G. Baili, M. Alouini, F. Bretenaker, D. Dolfi and I. Sagnes, *A simple model for the intensity noise of single mode class-A lasers*, In *Conference on Lasers and Electro-Optics Europe* (Juin 2007).
- [112] T. Malherbe, G. Baili, M. Alouini, F. Bretenaker, D. Dolfi and I. Sagnes, *Influence of class-B to class-A transition on relative intensity noise in semiconductor lasers*, In *CLEO/QELS (USA)* (Mai 2008).
- [113] H. Lindberg, A. Larsson and M. Strassner, *Single-frequency operation of a high-power long-wavelength semiconductor disk laser*, Opt. Lett, 30 (17), pp. 2260–2262 (Septembre 2005).
- [114] M. Brunel, F. Bretenaker and A. L. Floch, *Tunable optical microwave source using spatially resolved laser eigenstates*, Opt. Lett, 22, p. 384 (1997).
- [115] M. Alouini, M. Brunel, F. Bretenaker, M. Vallet and A. L. Floch, *Dual tunable wavelength Er :Yb :glass laser for THz beat frequency generation*, IEEE Photon. Technol. Lett, 10 (11), pp. 1554–1556 (Novembre 1998).
- [116] M. C. Cox, N. J. Copner and B. Williams, *High sensitivity precision relative intensity noise calibration standard using low noise reference laser source*, IEE Proc.-Sci. Meas. Technol., 145 (4), pp. 163–165 (Juillet 1998).
- [117] M. T. Gruneisen, K. R. MacDonald and R. W. Boyd, *Induced gain and modified absorption of a weak probe beam in a strongly driven sodium vapor*, J. Opt. Soc. Am. B, 5, p. 123 (1988).
- [118] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press, second edition (2003).





## Contribution à la réduction du bruit d'intensité relatif des lasers à semiconducteurs pour des applications aux radars

**Résumé.** L'objectif du travail de thèse présenté est d'étudier deux techniques originales de réduction du bruit d'intensité relatif (RIN) des lasers à semiconducteur pour le transport des signaux radar par voie optique.

La première technique consiste à exploiter, dans une fibre à compensation de dispersion et à faibles pertes, les mécanismes de conversion du bruit d'amplitude en bruit de phase et du bruit de phase en bruit d'amplitude avec une bonne dynamique sur une bande de fréquence égale à 20 GHz. La deuxième technique consiste à supprimer les oscillations de relaxation dans le laser SC en recherchant un fonctionnement de type classe-A. Deux architectures de lasers de classe-A sont proposées, analysées théoriquement et validées expérimentalement. La première architecture est basée sur un amplificateur optique à SC dans une cavité fibrée longue. La deuxième architecture utilise un milieu à gain à émission par la surface (un demi-VSCEL) dans une cavité étendue à surtension élevée. Au moyen de ces deux architectures, nous montrons que le comportement dynamique de classe-A permet de ramener le RIN du laser SC à la limite quantique standard (-155 dB/Hz pour 1 mA détecté) sur une large bande de fréquences, typiquement de 100 MHz à 18 GHz.

**Mots clés.** Laser semiconducteur, physique des lasers, oscillations de relaxation, bruit des lasers, optique/hyperfréquence, fibres optiques dispersives, conversion FM/AM.

---

## Contribution to relative intensity noise reduction in semiconductor lasers for radar applications

**Abstract.** The objective of the following thesis is to study two original techniques aiming at reducing the Relative Intensity Noise (RIN) of semiconductor lasers used in optical links for transmission of radar signals.

Within the first technique, a dispersion compensating fiber exhibiting low losses is used to study the phase to amplitude noise and amplitude to phase noise conversion mechanisms with a very good signal-to-noise ratio over a 20 GHz bandwidth. The second technique consists in increasing the photon lifetime well above the carrier lifetime in order to eliminate adiabatically the carrier population effects, leading to a relaxation oscillation free class-A laser operation. Two laser architectures have been proposed, theoretically analyzed and experimentally validated. The first configuration is based on a semiconductor optical amplifier in a long fibred cavity. The second one uses a 1/2-VCSEL in a high-Q external cavity. For both configurations, we demonstrated that class-A laser operation leads to a shot-noise-limited RIN ( at -155 dB/Hz for 1 mA detected) over a frequency bandwidth from 100 MHz to 18 GHz.

**Key words.** Semiconductor laser, laser physics, relaxation oscillations, laser noise, microwave photonics, dispersive optical fibers, FM/AM conversion.

## Contribution à la réduction du bruit d'intensité relatif des lasers à semiconducteurs pour des applications aux radars

**Résumé.** L'objectif du travail de thèse présenté est d'étudier deux techniques originales de réduction du bruit d'intensité relatif (RIN) des lasers à semiconducteur pour le transport des signaux radar par voie optique.

La première technique consiste à exploiter, dans une fibre à compensation de dispersion et à faibles pertes, les mécanismes de conversion du bruit d'amplitude en bruit de phase et du bruit de phase en bruit d'amplitude avec une bonne dynamique sur une bande de fréquence égale à 20 GHz. La deuxième technique consiste à supprimer les oscillations de relaxation dans le laser SC en recherchant un fonctionnement de type classe-A. Deux architectures de lasers de classe-A sont proposées, analysées théoriquement et validées expérimentalement. La première architecture est basée sur un amplificateur optique à SC dans une cavité fibrée longue. La deuxième architecture utilise un milieu à gain à émission par la surface (un demi-VSCEL) dans une cavité étendue à surtension élevée. Au moyen de ces deux architectures, nous montrons que le comportement dynamique de classe-A permet de ramener le RIN du laser SC à la limite quantique standard (-155 dB/Hz pour 1 mA détecté) sur une large bande de fréquences, typiquement de 100 MHz à 18 GHz.

**Mots clés.** Laser semiconducteur, physique des lasers, oscillations de relaxation, bruit des lasers, optique/hyperfréquence, fibres optiques dispersives, conversion FM/AM.

---

## Contribution to relative intensity noise reduction in semiconductor lasers for radar applications

**Abstract.** The objective of the following thesis is to study two original techniques aiming at reducing the Relative Intensity Noise (RIN) of semiconductor lasers used in optical links for transmission of radar signals.

Within the first technique, a dispersion compensating fiber exhibiting low losses is used to study the phase to amplitude noise and amplitude to phase noise conversion mechanisms with a very good signal-to-noise ratio over a 20 GHz bandwidth. The second technique consists in increasing the photon lifetime well above the carrier lifetime in order to eliminate adiabatically the carrier population effects, leading to a relaxation oscillation free class-A laser operation. Two laser architectures have been proposed, theoretically analyzed and experimentally validated. The first configuration is based on a semiconductor optical amplifier in a long fibred cavity. The second one uses a 1/2-VCSEL in a high-Q external cavity. For both configurations, we demonstrated that class-A laser operation leads to a shot-noise-limited RIN ( at -155 dB/Hz for 1 mA detected) over a frequency bandwidth from 100 MHz to 18 GHz.

**Key words.** Semiconductor laser, laser physics, relaxation oscillations, laser noise, microwave photonics, dispersive optical fibers, FM/AM conversion.