

N° d'ordre : 2365

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : **ELECTRONIQUE**

par

Marie-Bénédicte BIBEY

SUJET :

**"Transmission optique d'un signal hyperfréquence
à haute pureté spectrale"**

Soutenue le 25 novembre 1998 devant la commission d'examen :

Mr. G. SALMER	Président (Lille I)
Mr. P.A. ROLLAND	Directeur de Thèse (Lille I)
Mr. Ph. RICHIN	Co-directeur de Thèse (THOMSON-CSF- LCR)
Mr. B. ORSAL	Rapporteur (Montpellier II)
Mr. J. GRAFFEUIL	Rapporteur (LAAS Toulouse III)
Mr. L. MALIER	Examineur (DGA DSP STTC Armées)
Mr. B. de CREMOUX	Examineur (THOMSON-CSF- LCR)
Mr P. HERCZFELD	Examineur (Université de DREXEL - USA)



Ce travail portait sur le bruit, il s'agit de ne pas en faire trop lors des remerciements, mais, si les basses températures conviennent aux lasers, la chaleur est préférable pour dire merci.

Ainsi, je remercie Messieurs Jean Pierre d'Haenens et Georges Salmer qui m'ont permis de réaliser cette thèse dans le cadre d'une collaboration entre le Laboratoire Central de Recherche (LCR) de THOMSON-CSF et l'Institut d'Electronique et de Micro-électronique du Nord (IEMN).

Je souhaite également remercier, Monsieur Jean-Pascal Duchemin pour m'avoir accueillie au sein de son groupe Optoélectronique Appliquée et Monsieur Paul-Alain Rolland pour avoir dirigé ce travail.

Les membres du jury qui ont accepté de juger ce mémoire sont chaleureusement remerciés, particulièrement Monsieur Baudoin de Cremoux qui se trouve à l'origine de cette étude, Monsieur Peter Herczfeld qui me fait le grand honneur de traverser l'atlantique pour si peu de bruit, ainsi que Messieurs Bernard Orsal, Jacques Graffeuil et Laurent Mallier.

Je souhaite dire un grand merci à Monsieur Philippe Richin qui m'a tant appris et qui a la chance de diriger un laboratoire pas si bruyant que ça et très chaleureux. Tous, les anciens, les nouveaux, la section féminine en particulier, celle du Sud-Ouest en général, savent ce que je leur dois. Je rajouterai quelques décibels de plus pour remercier Madame Dominique Mongardien et Monsieur François Deborgies.

Je souhaite également adresser mes sincères remerciements à Monsieur Michel Krakowski pour les échanges que j'ai eus avec lui et qui m'ont beaucoup enrichie, ainsi que tous les membres du laboratoire Technologies Composants Optroniques du LCR.

Je n'oublie pas non plus les membres du groupe Hyperfréquence, RF et Connectique du LCR, ceux du laboratoire Composants et Circuits Optoélectroniques de l'IEMN et toutes les personnes que j'ai eu le plaisir de rencontrer durant ces trois années passées au Nord de la Loire.

Enfin, un dernier paragraphe s'adresse plus bruyamment et chaudement à mes parents, mes amis, qui m'ont soutenue et supportée, ainsi qu'à Emile, en espérant que ce bruit lui parviendra.

PARTIE I: RAPPEL DES BASES THEORIQUES - DESCRIPTION DES BANCS DE MESURE11

1- TRANSMISSION D'UN SIGNAL HYPERFREQUENCE PAR VOIE OPTIQUE: MISE EN PLACE DES BASES THEORIQUES..... 14

1-1 La source optique: le laser à semi-conducteurs en modulation directe..... 14

1-1-1 principe de fonctionnement.....14

a) rappel sur les semi-conducteurs.....14

b) émission laser: mécanismes de recombinaison.....16

c) cavité optique19

1-1-2 structures21

a) zone active.....22

b) confinement latéral.....24

c) confinement longitudinal.....27

1-1-3 distribution spectrale: monomode longitudinal ou multimode27

1-1-4 équations31

a) comportement statique.....37

b) comportement semi-statique: le bruit41

b-1) calcul du bruit d'amplitude: le bruit d'intensité relatif42

b-2) calcul du bruit d'amplitude basse fréquence: le bruit en $1/f$ 47

b-3) modification du bruit49

b-4) bruit de phase optique.....51

c) réponse en modulation.....53

c-1) petit signal.....53

c-2) remarque sur le grand signal59

d) non-linéarités: distorsions harmoniques et intermodulations.....64

1-1-5 conclusion - remarque sur le bruit en présence d'une modulation69

1-2 La détection..... 70

1-2-1 principe de détection de la lumière.....71

1-3-2) propriétés de la photodiode PIN.....73

a) le photocourant73

b) la bande passante - pertes dynamiques73

c) le bruit74

d) la linéarité.....77

1-3 La liaison optique complète 77

2- DESCRIPTION DES BANCS DE MESURES « CLASSIQUES » :82

2-1 Caractérisation de la source laser82

2-1-1 caractérisation statique: $P(I)$ et $V(I)$ 82

2-1-2 caractérisation statique: le spectre optique85

2-1-3 caractérisation dynamique : la réponse en modulation.....86

2-1-4 Caractérisation statique: mesure du bruit de la source89

a) calibrage pour la mesure de RIN:91

b) mesure de RIN.....94

2-1-5 mesure du bruit basse très fréquence: le bruit dit en « 1/f »	97
2-2 <i>Caractérisation du photodétecteur</i>	99
2-3 <i>Remarque sur la mesure du bruit en présence d'une modulation</i>	101
3- CONCLUSION.....	102

PARTIE II:	109
ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DE LA PURETE SPECTRALE DE LIAISONS OPTIQUES	109
1-ETUDE DU BRUIT AU PIED DE LA PORTEUSE HYPERFREQUENCE: LA PURETE SPECTRALE ..	112
<i>1-1- Introduction</i>	<i>112</i>
1-1-1- Bruit d'amplitude - bruit de phase électrique	112
1-1-2- Pureté spectrale	118
1-1-3- Problème: la dégradation de la pureté d'un signal dans un dispositif	121
<i>1-2- Description des différentes méthodes de mesure de bruit de phase et d'amplitude électrique</i>	<i>122</i>
1-2-1- Mesure du bruit de phase d'un oscillateur	122
a) mesure directe sur un analyseur de spectre :	123
b) méthodes indirectes	123
b-1 rappel sur l'utilisation d'un détecteur de phase.....	123
b-2 méthode à un seul oscillateur:	125
b-3 méthode à deux oscillateurs à boucle de verrouillage de phase	126
c) bilan des techniques de mesure des oscillateurs	127
1-2-2- mesure du bruit de phase rajouté par un Dispositif Sous Test (DST)	127
1-2-3 mesure du bruit d'amplitude au pied de la porteuse hyperfréquence	129
2- BRUIT D'AMPLITUDE ET DE PHASE ELECTRIQUE DANS LES LIAISONS OPTIQUES	130
<i>2-1- Le laser à semi-conducteur modulé directement en amplitude</i>	<i>130</i>
2-1-1 origine de la dégradation d'un signal hyperfréquence.....	130
2-1-2 bruit optique	136
2-1-3 modélisation : 1 ^{ère} approche par les Intermodulations.....	138
2-1-4 les fluctuations de phase et les fluctuations d'amplitude petit signal	147
a) bruit d'amplitude	149
b) bruit de phase	157
2-1-5 bilan: performances attendues	162
3 - CARACTERISATION DE LIAISONS OPTIQUES	177
<i>3-1- Caractérisation de liaisons optiques à modulation directe</i>	<i>177</i>
3-1-1- Description des liaisons	177
3-1-2 Caractérisations statiques	178
3-1-3- Mesure des bandes passantes	181
3-1-4- Mesure des bruits sans modulation	185
a) bruit « HF »	185
b) bruit « BF »	190
<i>3-2- Mesure des bruit d'AM et de PM au pied de la porteuse hyperfréquence</i>	<i>192</i>
3-2-1- Mise en place du banc de mesure.....	192
a) bruit de phase	192
b) bruit d'amplitude	198
3-2-2 Introduction d'une surmodulation BF	200
3-2-3- Mesure du bruit de phase	209

a) Evolution du bruit de phase avec la fréquence de modulation	211
b) mesure de spectres de bruit de phase.....	212
b-1 problèmes rencontrés	213
b-2 mesure du premier laser : le laser TGB8-09.....	214
b-3 comparaison des résultats expérimentaux de bruit de phase avec ceux de bruit d'AM.....	218
b-4 mesure du laser MKL.....	219
b-5 comparaison des résultats du laser MKL avec ceux du laser TGB	221
b-6 meilleures performances	222
c) grand signal	224
<i>3-3- Bilan des mesures de bruit au pied de la porteuse.....</i>	<i>225</i>

PARTIE III: ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DE DIODES LASERS A SC A BASSE

TEMPERATURE	235
1- ETUDE DES LASERS A SEMI-CONDUCTEURS A BASSES TEMPERATURES	236
<i>1-1 Introduction:</i>	237
<i>1-2 Mise en oeuvre cryogénique: description du système</i>	239
1-2-1 description du cryostat	239
1-2-2 embase cryogénique	241
1-2-3 couplage de la lumière	241
1-2-4 alimentation électrique continue et hyperfréquence	242
<i>1-3 Description des composants utilisés:</i>	244
2- PERFORMANCES DES LASERS A SC A BASSES TEMPERATURES	244
<i>2-1 Caractéristiques statiques: $P(I)$- $V(I)$</i>	244
<i>2-2 Caractéristiques statiques: spectre de longueur d'onde</i>	253
2-2-1 mise en oeuvre expérimentale	253
2-2-2 résultats expérimentaux	254
2-2-3 théorie	257
2-2-4 déduction de paramètres intrinsèques.....	259
2-2-5 remarque sur les lasers DFB :.....	261
<i>2-3 Variation du RIN avec la température :</i>	266
2-3-1 mesure	267
2-3-2 résultats expérimentaux :	268
a) banc de couplage	268
b) spectre de bruit en fonction de la fréquence.....	268
c) variation de la fréquence de résonance.....	273
d) variation du facteur d'amortissement	278
2-3-3 spectre de bruit : influence du spectre de longueur d'onde	281
2-3-4 conclusion sur le bruit - perspective sur le RIN des lasers DFB	293
2-3-5 bruit très basse fréquence	295
<i>2-4 Caractérisation dynamique: la réponse en modulation</i>	298
2-4-1 mesure et performances.....	298
2-4-2 commentaires :	301
<i>2-5 Pureté spectrale : report du bruit BF au pied de la porteuse de modulation</i>	304
3- CONCLUSION	311
<i>3-1 Bilan des performances</i>	311
<i>3-2 Problèmes restants</i>	312

INTRODUCTION GENERALE

L'avènement des liaisons à fibre optique a révolutionné le monde des communications depuis plus de 20 ans. En effet, depuis la découverte de l'effet laser, l'amélioration des composants actifs n'a cessé de progresser. De plus, la mise au point de lasers et de photodiodes de plus en plus performants a favorisé la possibilité de nouvelles applications pour les communications que le guidage de l'onde lumineuse dans une fibre optique a permis de concrétiser. La transmission d'informations, aussi bien analogiques que numériques peut être faite en utilisant une liaison optique avec plusieurs avantages : les fibres optiques présentent notamment une très faible atténuation optique (0,2dB/Km), ont une grande bande passante et la fréquence de coupure des composants d'extrémités est de plus en plus élevée.

Dans les applications numériques, les liaisons à fibre optique sont largement utilisées avec la mise en place de réseaux terrestres et sous-marins de plusieurs milliers de kilomètres. Elles satisfont aux besoins de téléphonie et de transmissions de données avec des débits allant de quelques Mbit/s à plusieurs Gbit/s.

Des transmissions analogiques utilisent également des liaisons optiques pour transmettre des signaux vidéo (MABLR) par exemple. Le développement très rapide de la téléphonie mobile ouvre également la voie à l'utilisation de liaison optiques pour transmettre les signaux analogiques entre deux récepteurs [1]. D'une manière générale, tous les signaux radiofréquences peuvent exploiter les progrès réalisés dans la mise au point de liaisons optiques de plus en plus performantes.

La disponibilité de cette base technologique, les performances possibles permettent d'envisager l'utilisation de l'optique dans des systèmes plus spécifiques. En effet le transport de signaux hyperfréquences (pour le déport de signaux radars, les antennes de communication), ou le câblage d'antenne à modules actifs, peuvent être effectués avec des liaisons optiques. Les applications spatiales ou aéroportées n'en sont que plus avantagées du fait du faible poids et de l'immunité aux ondes électromagnétiques des fibres optiques. Les différentes gammes de fréquences, pour les radars sols (en bande S, C et L), embarqués (en bande X), les communications radiofréquences (en bande HF VHF, UHF), les systèmes de détection radar basse fréquence ou les systèmes d'écoute large bande pour la guerre électronique (jusqu'en bande Ku et au delà), sont accessibles avec les liaisons optiques.

Pour toutes ces applications, numériques ou analogiques, différents facteurs sont à prendre en compte. Les performances de la liaison optique sont des éléments déterminants pour sa mise en place dans un système. Le facteur économique est par ailleurs essentiel, car aussi performante soit-elle, la liaison optique ne doit pas avoir un coût limitatif.

En terme de performances plusieurs paramètres sont déterminants :

- 1) La bande passante de la liaison est essentielle pour transmettre le signal, modulé à la fréquence correspondant à l'application choisie.
- 2) Le rapport signal à bruit (SNR) est dans certains cas le paramètre essentiel à optimiser.
- 3) La dynamique et la linéarité de la liaison ne doivent pas dégrader celles des signaux à transmettre.
- 4) Pour les applications radars, la pureté spectrale du signal, après passage dans la liaison optique doit être conservée.

Pour les communications numériques, les trois derniers paramètres sont moins importants, mais d'autres facteurs interviennent du fait des très grandes distances envisagées.

Différents types de modulation de la source optique existent, pour retranscrire l'information électrique sur le signal optique, avec notamment la modulation directe d'intensité optique émise par la source laser à semi-conducteurs ou la modulation externe avec des sources solides ou à semi-conducteurs. D'autres types de modulation comme la modulation de la phase ou de la fréquence optique sont également possibles.

Nous nous intéressons plus particulièrement dans le cadre de ce travail, à l'utilisation des liaisons optiques pour la transmission de signaux analogiques radars.

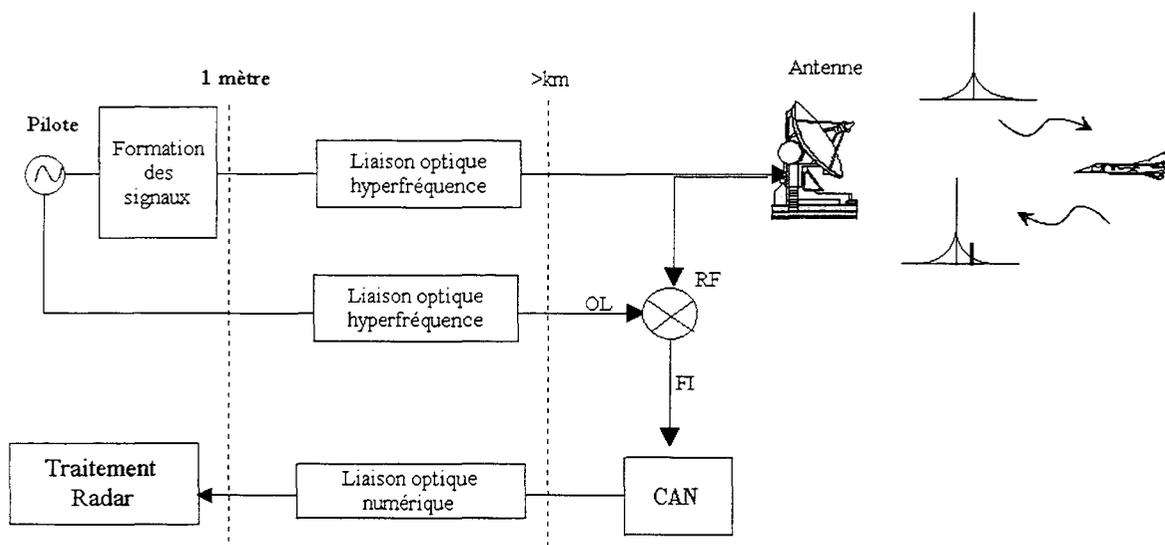
Les liaisons optiques envisagées dans ce cas, sont plus courtes, mais les besoins en pureté spectrale sont sévères.

Ce paramètre caractérise la qualité d'un signal hyperfréquence en terme de rapport signal à bruit à une fréquence très proche de celle du signal, dans une bande de 1Hz. On parle

aussi de « stabilité », dans une bande de fréquence B. Le bruit est généralement du bruit de phase ou de fréquence créé par l'instabilité du signal mais il peut aussi provenir de fluctuations de l'amplitude du signal.

L'utilisation de liaisons optiques pour transporter des signaux radars possédant une grande stabilité, ou pureté spectrale, n'est envisageable que si ces dernières ne sont pas dégradées par la liaison optique.

Un exemple d'application radar est donné ci-dessous.



Dans cet exemple simple, le pilote du radar et l'antenne d'émission sont distants de plusieurs centaines de mètres.

La liaison optique est utilisée pour acheminer le signal émis jusqu'à l'antenne. Il s'agit de la voie « montante ».

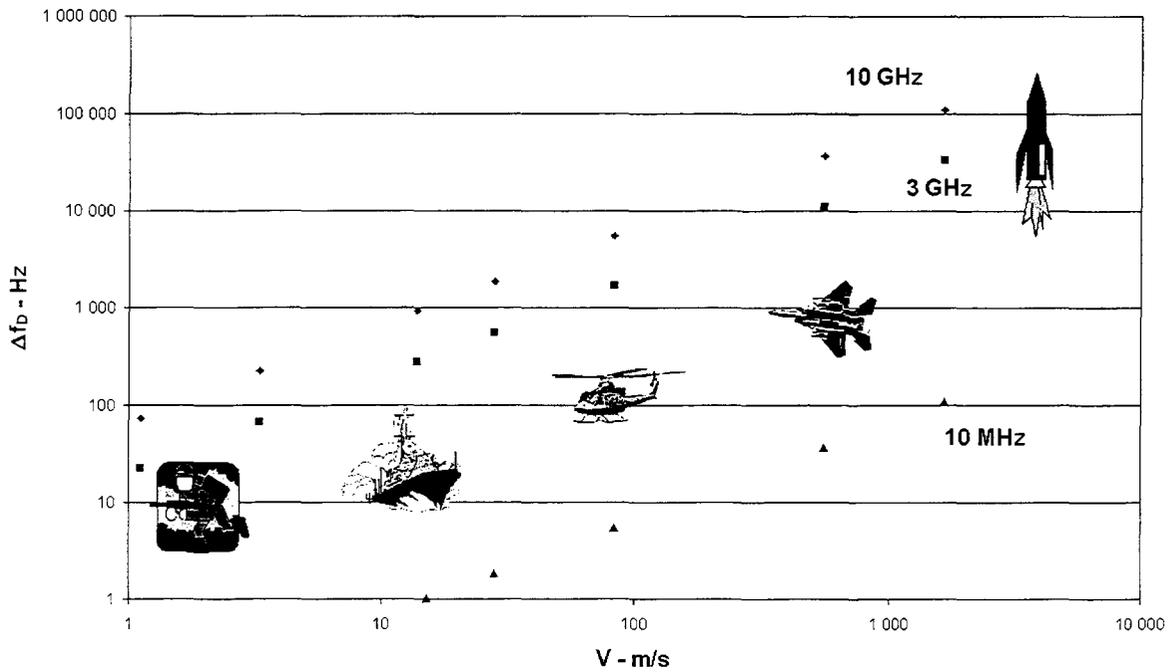
En présence d'une cible, le signal radar est réfléchi et détecté.

Si la cible est mobile, l'écho reçu est décalé en fréquence par rapport au signal incident. La fréquence de décalage, appelée fréquence Doppler, est proportionnelle à la vitesse de la cible :

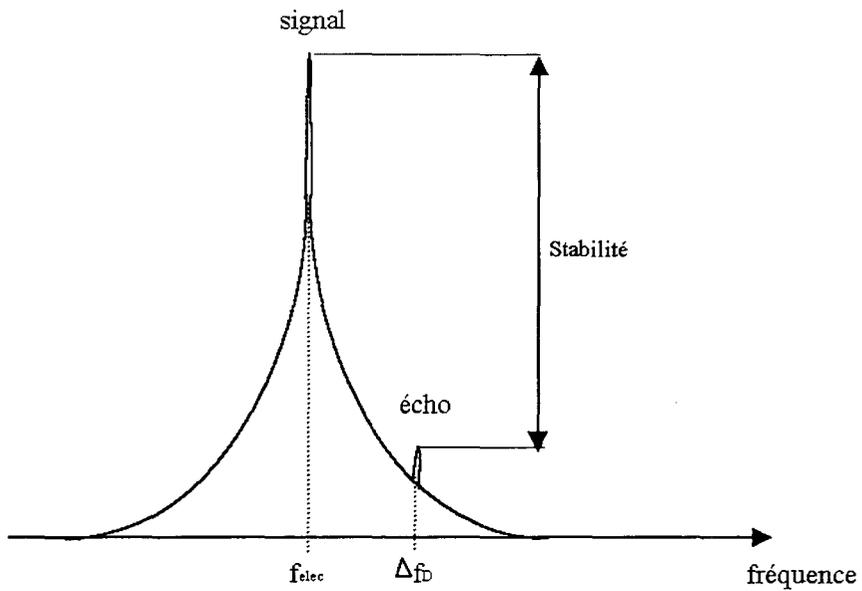
$$\Delta f_D = \frac{2v_c}{c} f_{elec}$$

où v_c est la vitesse de la cible, c la vitesse de la lumière et f_{elec} la fréquence du signal radar.

Sur figure suivante, les fréquences Doppler de différentes cibles sont représentées en fonction de la vitesse de déplacement des cibles.



L'analyse de l'écho du signal reçu, va permettre de déterminer la distance de la cible et sa vitesse. Si le signal émis n'est pas suffisamment pur, l'écho sera noyé dans le bruit et son information sera perdue.



La liaison optique ne doit, en aucun cas, dégrader la pureté spectrale du pilote à l'émission. Ainsi, en bande S, la pureté spectrale de la liaison optique doit être inférieure à -135dBc/Hz.

A la réception, le signal radar est converti à la fréquence de fonctionnement du convertisseur analogique numérique, afin d'être traité (FFT, traitement radar spécifique pour éliminer les composantes de bruits ayant un caractère « déterministe »...) : il s'agit de la voie « descendante ».

L'oscillateur local (OL) est situé à l'écart de la zone de réception, et son transport jusqu'au mélangeur peut être effectué par voie optique. Là encore, la pureté spectrale de l'OL doit être d'excellente qualité pour permettre une bonne détection et aucune dégradation ne doit être apportée par la liaison optique.

Nous nous proposons d'étudier plus particulièrement la transmission de signaux analogiques par voie optique et l'éventuelle dégradation de la pureté spectrale engendrée par ce transport. Plusieurs travaux ont montré que cela était possible avec des performances plus ou moins grandes [2-3-4].

Nous nous intéressons aux liaisons optiques constituées d'une source à semi-conducteurs modulée directement en amplitude et d'une photodiode à détection directe.

L'objet de ce travail est d'une part, d'analyser le bruit rajouté au pied d'un signal hyperfréquence idéal par une liaison optique, de le quantifier, pour déterminer si l'utilisation de la liaison va dégrader les performances d'un système radar. L'émetteur est l'élément critique de la liaison, susceptible de dégrader la pureté spectrale du pilote utilisé pour la modulation et sera principalement étudié.

D'autre part, nous proposons d'étudier une configuration susceptible d'améliorer les performances des liaisons optiques : l'utilisation de diodes lasers à basse température. En effet, en terme de pureté spectrale, une amélioration peut être obtenue grâce à l'utilisation d'oscillateurs à supraconducteurs. Si le pilote et la source optique étaient placés dans une même enceinte, à basse température, grâce aux bonnes performances des deux objets, une grande pureté spectrale pourrait être obtenue.

Le manuscrit est divisé en trois parties pour mener à bien ces objectifs.

**Dans la première partie, nous mettons en place toutes les bases théoriques nécessaires à l'étude des lasers à température ambiante et basse température avec notamment

le calcul du bruit basse fréquence et haute fréquence de la diode et son comportement dynamique. La description des bancs de mesure utilisés tout au long de ce travail avec la mise au point d'un banc de caractérisation de RIN de très faibles niveaux est explicitée.

**Dans la seconde partie, nous définissons les termes de bruit de phase et d'amplitude et leur techniques de mesures spécifiques puis décrivons le modèle que nous avons mis en place pour calculer les bruits d'amplitude et de phase électriques créés dans le laser. La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à l'étude expérimentale de liaisons optiques avec leur caractérisation « classique » (bruit, réponse en modulation) puis la mise en place de bancs de mesure du bruit de phase et d'amplitude des liaisons optiques proche de la porteuse de modulation. La comparaison des résultats expérimentaux et de l'analyse théorique est faite.

**Dans la troisième partie, nous présentons l'étude des lasers à basses températures jusqu'à la température de l'azote liquide. La mise en oeuvre du système et les mesures des caractéristiques statiques et dynamiques des composants sont présentées. L'amélioration des performances est discutée.

Ce manuscrit sera finalement conclu avec le rappel des résultats obtenus, et leur discussion. Des études complémentaires seront proposées afin de poursuivre l'analyse présentée ici.

Références	Articles
------------	----------

- 1 L. NOËL, D. MARCENAC, D. WAKE
 "Optical millimetre-wave generation technique with high efficiency, purity and stability"
Electronics Letters, Vol.32, n°21, October 1996.

- 2 T.H. PEARCE
 "Receiving array design for over the horizon radar"
The GEC Journal of Technology, Vol.15, N°1, 1998.

- 3 P.J. MATTHEWS, R.D. ESMAN
 « Intrinsic Microwave Phase Noise of Fiber-Optic Links »
IEEE MTT, 1998.

- 4 P.J. MATTHEWS, P.D BIERNACKI, R.D. ESMAN,
 « RF Phase noise Performance of a Two-Channel Optical Downconverting Link for microwave Phase Detection »
IEEE Photonics Technology Letters, Vol.10, n°4, April 98.

PARTIE I:
RAPPEL DES BASES THEORIQUES - DESCRIPTION
DES BANCS DE MESURES

La transmission d'un signal hyperfréquence est possible par voie optique. Pour cela, on utilise une source optique modulée par le signal électrique porteur de l'information. Après transport dans une fibre optique, éventuellement amplification, l'information est restituée en sortie de photodétecteur. La qualité du signal hyperfréquence, après transmission, dépend essentiellement des composants de la chaîne optique et notamment de l'émetteur.

Pour évaluer leurs performances, il est nécessaire de mettre en place les bases théoriques indispensables à la compréhension du comportement « système » global.

Dans ce chapitre, nous rappelons le principe de fonctionnement des composants d'extrémités.

Nous traiterons l'aspect émetteur, avec la modulation directe d'un laser à semi-conducteur.

Les mécanismes de photodétection seront également décrits.

Une étude plus approfondie est menée sur la diode laser à semi-conducteurs avec en premier lieu le rappel des différents procédés de génération et de recombinaison de porteurs.

Puis nous établirons les équations analytiques nécessaires pour représenter les différents mécanismes intervenant lors de la transmission optique de signaux : la modulation d'amplitude, le bruit, et les non-linéarités.

1- TRANSMISSION D'UN SIGNAL HYPERFREQUENCE PAR VOIE OPTIQUE: MISE EN PLACE DES BASES THEORIQUES

1-1 La source optique: le laser à semi-conducteurs en modulation directe

1-1-1 principe de fonctionnement

Une diode laser à semi-conducteur peut être représentée comme le résultat de l'association de différentes notions physiques.

De nombreux auteurs ont souhaité définir par quelques phrases simples ce composant:

pour Petermann, ce « n'est rien d'autre qu'une jonction PN combinée à un résonateur optique ».

Pour Agrawal, c'est un milieu à gain, associé à un mécanisme de rétroaction.

Sa dénomination même, est à elle seule une définition: « Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation » (amplification de la lumière par émission stimulée de rayonnement).

Dans tous les cas, plusieurs notions interviennent: d'abord le matériau semi-conducteur et l'émission de rayonnement qui lui est lié, son gain optique en quelque sorte, puis la cavité optique résonnante ou oscillateur optique.

A partir de ces notions simples se greffent d'autres considérations plus complexes témoins des progrès effectués depuis l'apparition du premier effet laser en 1958, tel le choix du matériau, sa structure...

a) rappel sur les semi-conducteurs

Une diode laser est constituée de matériau semi-conducteur.

Dans les matériaux semi-conducteur, au zéro absolu, les électrons occupent les niveaux d'énergie de la bande de valence. Toutes les bandes supérieures sont vides, en particulier la bande de conduction. Ces deux bandes sont séparées par une bande, appelée bande interdite, ou « gap » en anglais.

Sous l'effet de l'agitation thermique ou d'une excitation extérieure, un électron peut s'arracher de son atome d'origine, et passer de la bande de valence à la bande de conduction. Cet électron laisse

derrière lui un « trou ». Les électrons de la bande de conduction et les trous de la bande de valence se conduisent comme des particules libres à l'intérieur du cristal.

Les diagrammes de l'énergie cinétique tracée en fonction de la quantité de mouvement (ou en mécanique ondulatoire, du vecteur d'onde k de l'électron) permettent de classer les semi-conducteurs en deux catégories: ceux pour lesquels le minimum de la bande de valence correspond au maximum de la bande de conduction, appelés « semi-conducteurs à bande interdite directe »; les autres sont « à bande interdite indirecte »(Figure I- 1) [1].

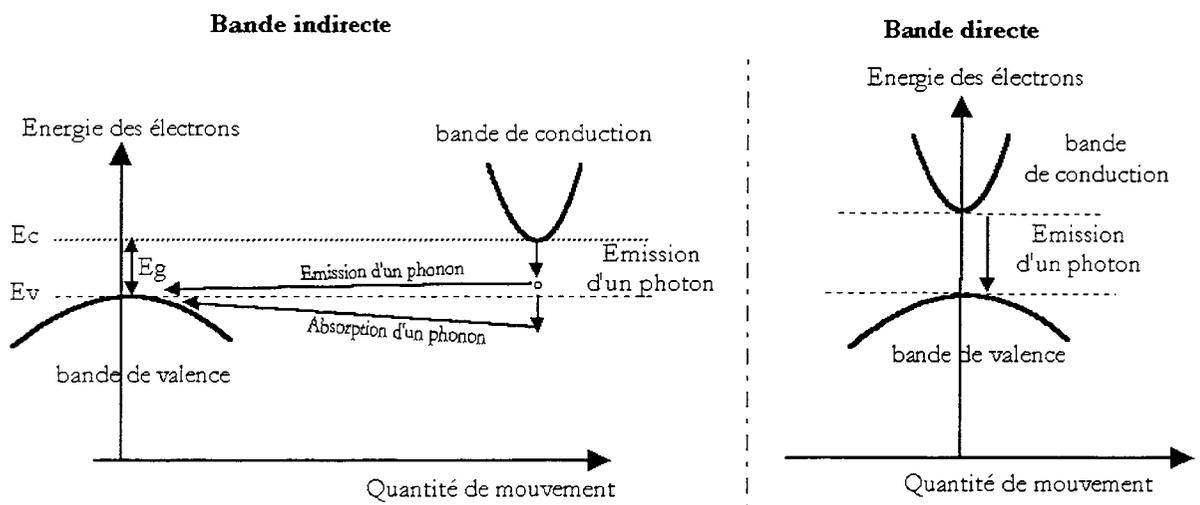


Figure I- 1: recombinaisons radiatives dans les semi-conducteurs à structure de bande directe et indirecte

Les transitions de la bande de conduction à la bande de valence peuvent être radiatives, c'est à dire avec émission de photons sous certaines conditions:

*il faut d'une part que la probabilité de transition radiative soit élevée. Pour cela il est préférable d'utiliser des matériaux à bande interdite directe pour lesquels le couple électron photon satisfait à lui seul le principe de conservation de l'énergie. Les semi-conducteur à bande interdite indirecte ne sont pas favorables à l'émission de rayonnement car ils nécessitent l'intervention d'une autre particule appelée phonon pour respecter le principe de conservation de l'énergie.

*D'autre part, il faut créer une population de trous, dans la bande de valence, et d'électrons, dans la bande de conduction, libres de se recombiner. Ceci est obtenu en dopant le

matériau (type P ou N) et en créant une jonction PN par juxtaposition de deux types de semi-conducteurs (Figure I- 2).

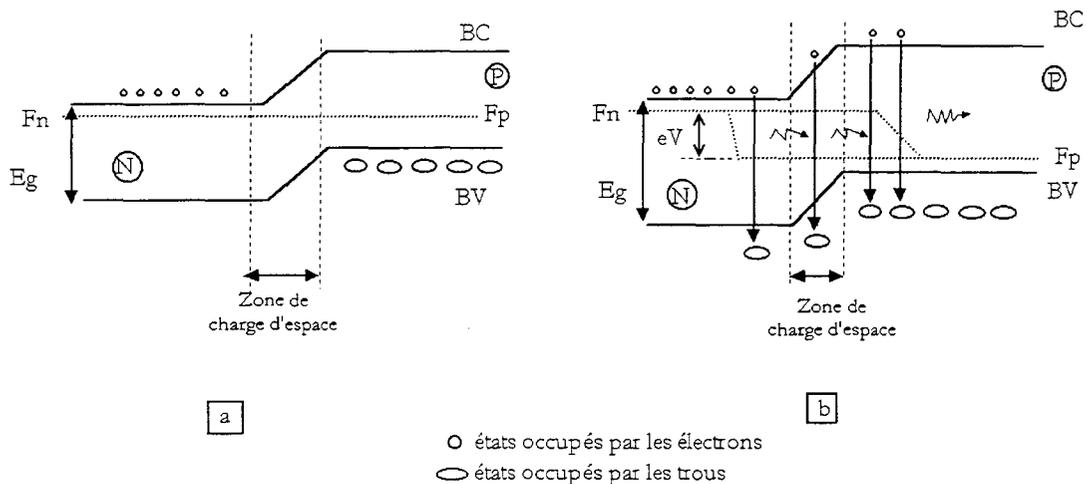


Figure I- 2: diagrammes de bandes d’une jonction PN: a) à l’équilibre b) polarisée en direct

Lorsque la jonction est polarisée en direct (figure b) le passage des particules d’une région à l’autre est facilitée, de même que leur recombinaison, éventuellement radiatives [1].

b) émission laser: mécanismes de recombinaison

Dans un semi-conducteur, la paire électron-trou passe de la bande de conduction à la bande de valence (ou vice versa) de trois façons (figure I- 3) [2]:

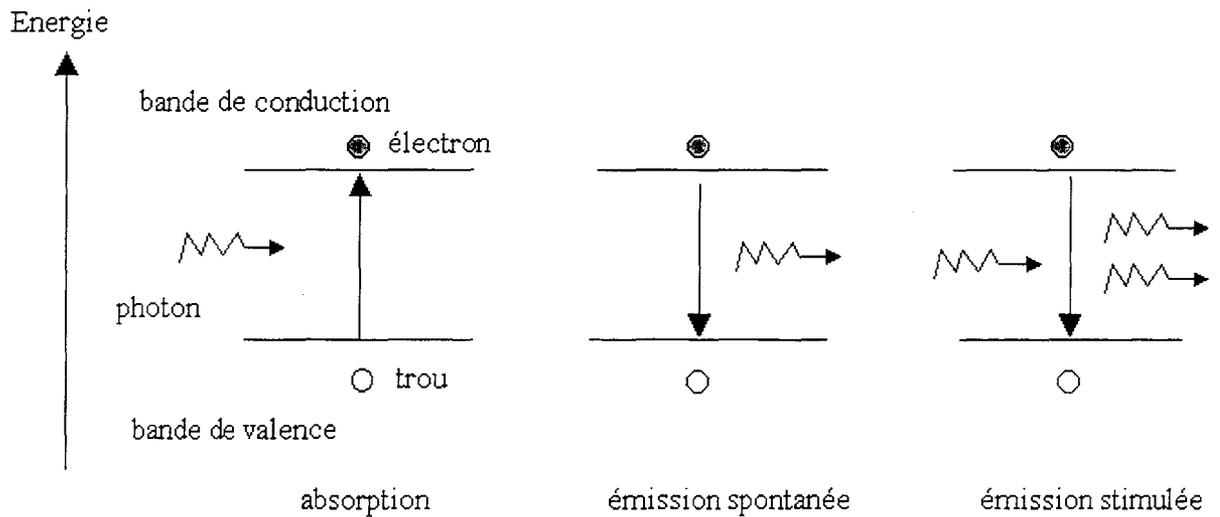


Figure I- 3: schéma des processus d'absorption, d'émission spontanée, d'émission stimulée où une paire électron trou interagit avec un photon.

* par absorption d'un photon, un électron passe dans la bande de conduction, un trou est crée dans la bande de valence: c'est l'absorption.

* un électron peut tomber dans un état moins énergétique et se recombiner avec un trou, libérant ainsi un photon: c'est l'émission spontanée.

* avec l'intervention d'un photon incident, un électron se recombine avec un trou en libérant un autre photon de même phase et énergie que le photon incident: c'est l'émission stimulée. La notion de gain optique ou d'amplification apparaît ici puisqu'avec un photon incident nous obtenons deux photons.

L'énergie des photons émis $h\nu=hc/\lambda$ est telle que:

$$h\nu \geq E_c - E_v = E_g \text{ soit } \lambda \leq \frac{1,24}{E_g}$$

EQ I- 1

où E_g est la bande interdite du semi-conducteur, exprimée en eV, h la constante de Planck et λ est exprimée en micromètres.

La longueur d'onde d'émission du rayonnement est donc fixée par le matériau utilisé (Figure I- 4).

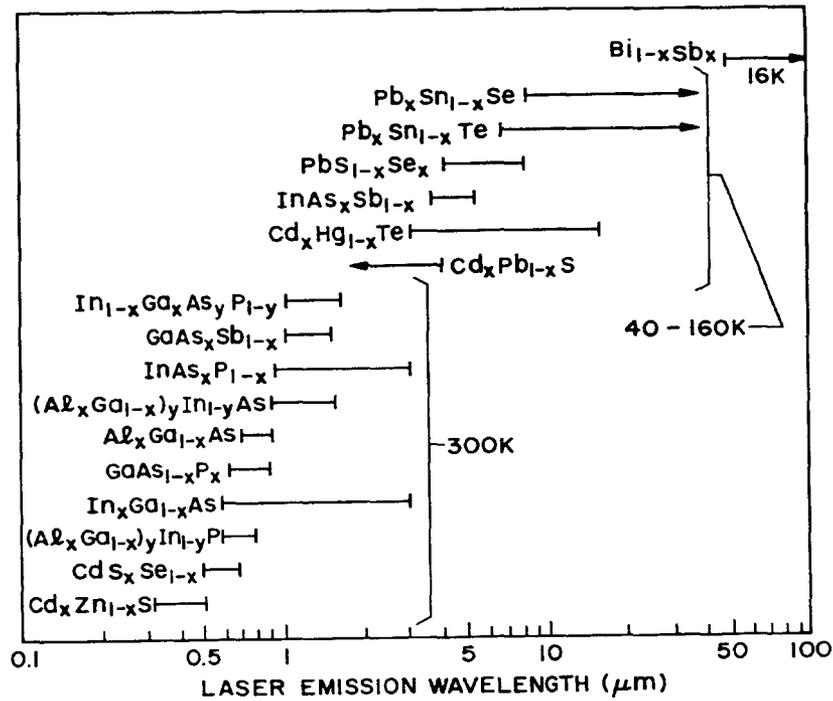


Figure I- 4: longueurs d'onde d'émission couvertes par différents matériaux à semi-conducteurs.

Dans la cas d'un alliage, elle dépend de sa composition: AlGaAs couvre ainsi la gamme 0,7 μm -0,9 μm , InGaAsP la gamme 1 μm -1,7 μm .

Dans le cas de transmission par fibres optiques possédant un minimum d'absorption et de dispersion vers 1,3 μm ou 1,5 μm selon les fibres et un minimum d'absorption vers 1,3 μm et 1,5 μm (Figure I- 5), la filière InGaAsP sur InP est utilisée, avec également un meilleur contrôle des accords de mailles.

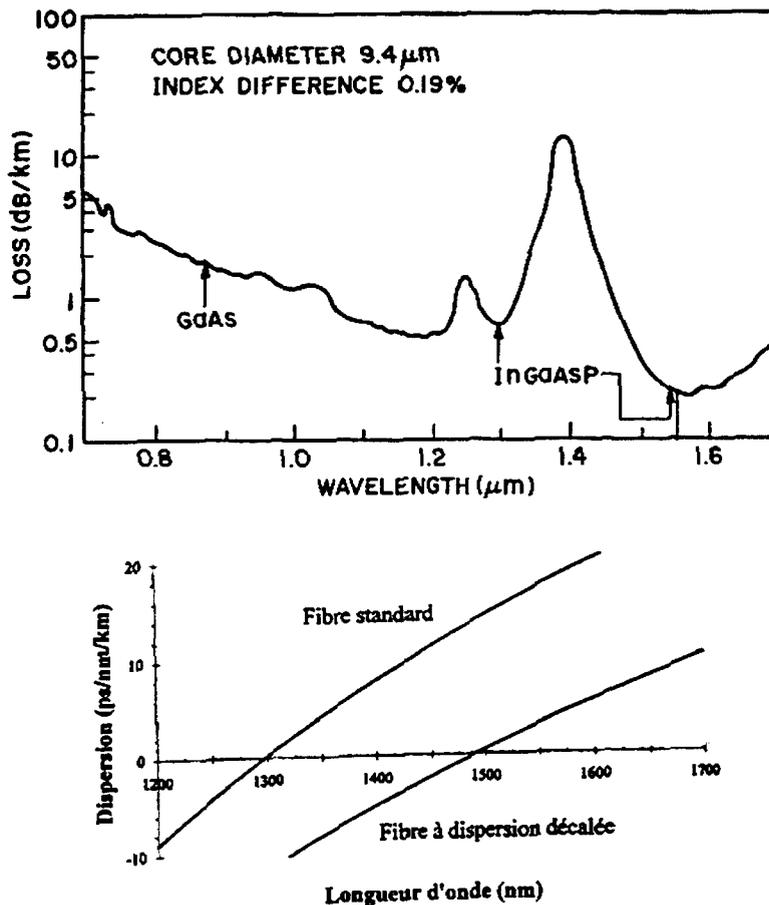


Figure I- 5: courbe d'absorption et de dispersion d'une fibre en silice

Pour favoriser l'émission stimulée, afin d'obtenir l'effet laser, il faut remplir deux conditions: tout d'abord le matériau doit comporter suffisamment de porteurs dans l'état excité dans la bande de conduction ; c'est l'inversion de population, réalisée par le pompage électrique du matériau c'est à dire l'injection de courant à travers le semi-conducteur.

Ensuite, il faut qu'il y ait suffisamment de photons prêts à être amplifiés. Pour cela on doit confiner l'énergie lumineuse dans une cavité résonante.

c) cavité optique

Le matériau à gain constitue une cavité, avec, dans le cas le plus simple, deux miroirs plans, parallèles et réfléchissants entre lesquels les ondes lumineuses font de multiples allers - retours. Seules certaines ondes sont favorisées, ce sont les modes longitudinaux de la cavité. Leur longueur d'onde satisfait à la condition de phase:

$$k\lambda = 2n_{\text{eff}} L$$

EQ I- 2

où n_{eff} est l'indice de la cavité
L la longueur de la cavité
 λ la longueur d'onde permise
k un nombre entier.

L'écart entre deux modes longitudinaux de la cavité est calculé à partir de la relation précédente:

$$\Delta\lambda_{FP} = \frac{\lambda_{FP}^2}{2Ln_g}$$

EQ I- 3

où n_g est l'indice de groupe ($n_g=c/v_g$ avec v_g la vitesse de groupe)
 λ_{FP} mode d'amplitude maximal du spectre.

L'émission laser est constituée de l'ensemble des modes satisfaisant cette condition.

Elle peut-être rendue monomode longitudinale au moyen d'un filtre optique sélectionnant une longueur d'onde particulière.

Il y a simultanément du gain dans la cavité (dû au matériau) et des pertes. Seuls les modes dont le gain dépasse la valeur des pertes « lasent » (Figure I- 6).

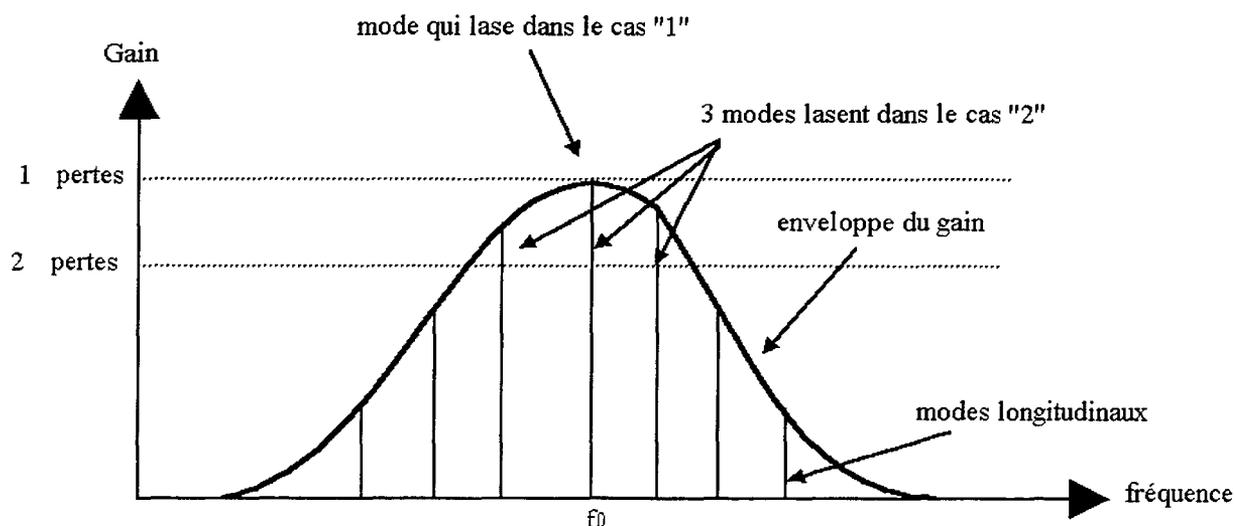


Figure I- 6 gain et modes longitudinaux d'un laser Fabry-Pérot

En effet, au seuil, le gain, lié à la densité de porteurs, compense exactement les pertes dans la cavité et aux miroir qui sont essentielles au fonctionnement du laser. En effet l'onde lumineuse peut sortir de la cavité puisque les miroirs ne sont pas totalement réfléchissants.

Au dessus du seuil, la densité de porteurs est constante et tous les porteurs injectés se recombinent par émission stimulée. La densité d'électrons pour laquelle le gain compense exactement les pertes est très forte dans le cas d'une homojonction PN simple et mène à des densités de courant de l'ordre de 10^5 A/cm² à 300K. Ces valeurs ne permettent pas un fonctionnement à température ambiante. C'est pourquoi, les premiers lasers, mis au point dans les années soixante fonctionnaient à basse température.

Depuis, les structures des diodes ont connu d'importantes améliorations, et le courant de seuil a été fortement diminué en limitant la fuite des électrons: c'est le confinement électronique réalisé dans des hétérojonctions ou hétérostructures [3].

1-1-2 structures

La structure de la diode laser permet un double confinement:

- *optique, les différentes couches de matériau dopé différemment constituant un guide d'onde diélectrique parallèle au plan des jonctions ;

- *électrique, elles permettent un confinement perpendiculaire au plan des jonctions.

a) zone active

Le confinement électronique est réalisé en entourant la couche active de matériaux de bande interdite plus élevées, ayant donc un indice de réfraction plus petit que celui de la zone active (Figure I- 7).

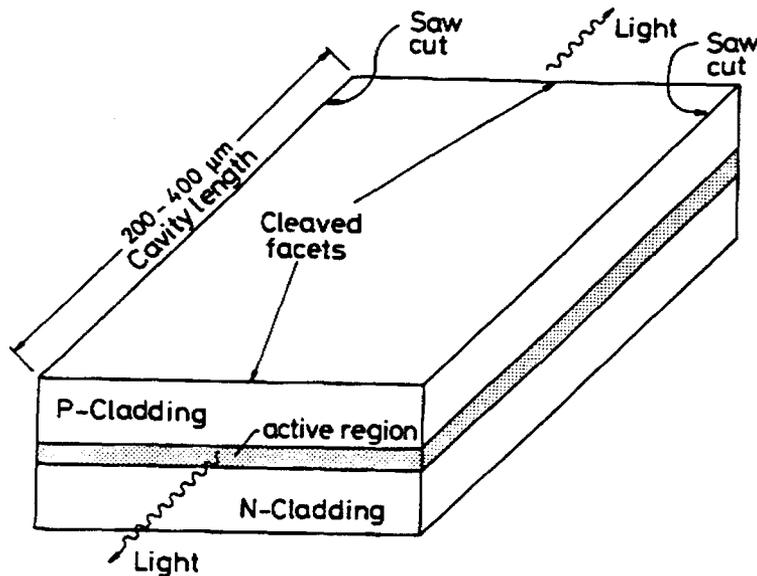


Figure I- 7: laser massif avec les couches de confinement optiques

La lumière est alors confinée dans la zone active et l'interaction entre les photons et les électrons est améliorée. L'épaisseur de la zone active est alors mieux maîtrisée et c'est sa diminution qui permet de réduire les densités de courant au seuil de l'ordre de $0,5 \text{ kA/cm}^2$ permettant ainsi un fonctionnement à température ambiante.

Le confinement électronique peut encore être amélioré avec l'utilisation de puits quantiques dans la zone active plutôt que du matériau massif (« bulk »).

Un empilement de puits (d'épaisseur $<100 \text{ Angströms}$) séparés par des barrières permet, en effet d'augmenter le gain optique, de diminuer les pertes internes ainsi que les densités de courant ($<1 \text{ kA/cm}^2$).

Cependant l'inconvénient de cette structure provient de la faible épaisseur de la zone active qui génère un faible confinement optique [3].

Le facteur de confinement optique Γ , est défini comme la fraction du mode optique recouvrant la zone active(Figure I- 8), [4].

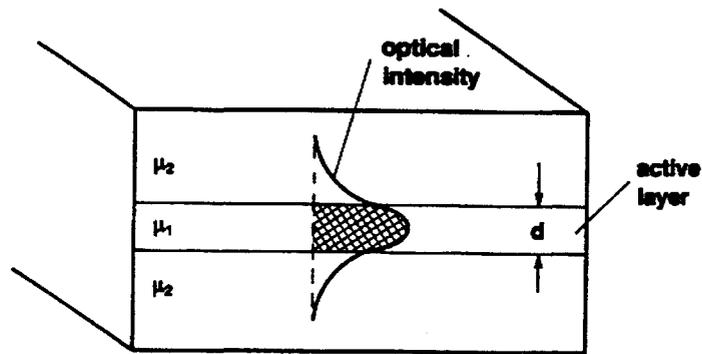


Figure I- 8: recouvrement de la zone active par le mode optique

Pour augmenter Γ il est possible:

*d'augmenter le nombre de puits pour augmenter le volume recouvert par le mode d'émission ; mais ceci tend également à augmenter les pertes ; le nombre de puits optimal se situe entre 5 et 10 puits.

*d'améliorer le guidage de l'onde optique en utilisant une hétérostructure à confinement séparé (« Separate Heterostructure » en anglais, SCH) (Figure I- 9).

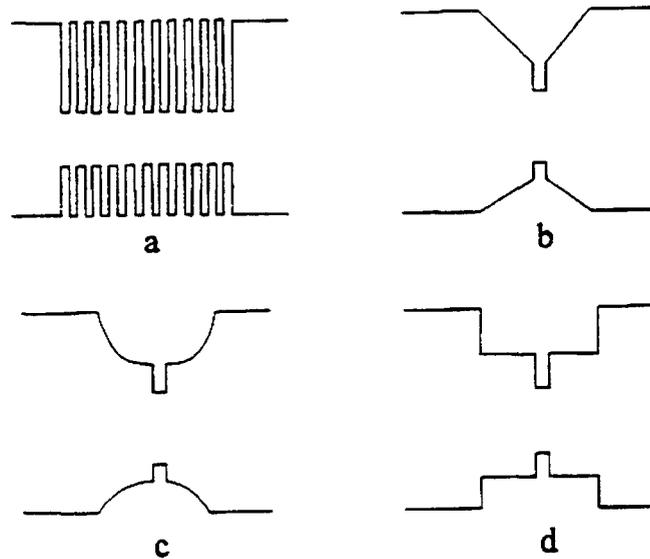


Figure I- 9: différentes structures possibles pour augmenter Γ

a) grand nombre de puits

b à d) SCH

b) confinement à indice graduel

c) confinement à indice parabolique

d) confinement à saut d'indice

Cette structure assure des confinements séparés des porteurs dans une couche active d'épaisseur L_a et des photons dans un guide L_g . On peut donc optimiser séparément les épaisseurs de zone active.

D'autres améliorations de la zone active sont réalisées dans certaines structures et par exemple les puits quantiques contraints. Ce type de puits est obtenu par un très bon contrôle du désaccord de maille entre le matériau choisi pour les puits et le reste de la structure. La contrainte permet de lever la dégénérescence des bandes de trous ce qui a pour principal avantage de réduire les recombinaisons non radiatives et par là même, d'augmenter le rendement et le gain. Ce type de zone active est actuellement développé au LCR et les lasers testés lors de cette étude comportent x puits quantiques contraints.

b) confinement latéral

Selon la direction latérale, il existe deux grands groupe de structure de guidage des porteurs et de la lumière, que ce soit pour les zones actives constituées de matériau massif ou à puits quantiques:

les lasers à guidage par le gain

les lasers à guidage par l'indice,
selon que c'est une variation du gain ou de l'indice qui confine le mode.

Dans les structures à guidage par le gain, la lumière est confinée dans un milieu à gain dont la dimension est liée à celle du ruban sur lequel est injecté le courant de polarisation (Figure I- 10).

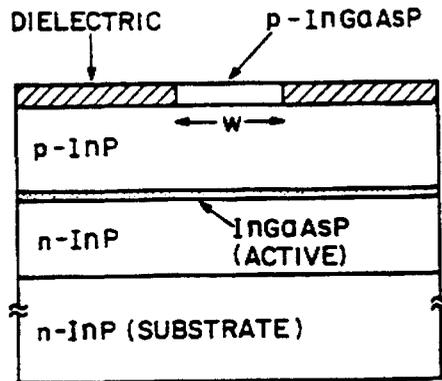


Figure I- 10: laser à guidage par le gain

Cette structure présente des fuites électriques importantes et donc un mauvais confinement électronique ce qui conduit à de fortes densités de courant au seuil.

Dans les structures à guidage par l'indice, la lumière est confinée dans un ruban délimité par une marche d'indice.

Pour un guidage fort, la zone active est délimitée dans le plan horizontal par une seconde hétérojonction. La variation de l'indice le long du plan de la jonction forme un véritable guide optique indépendant du courant d'injection (Figure I- 11).

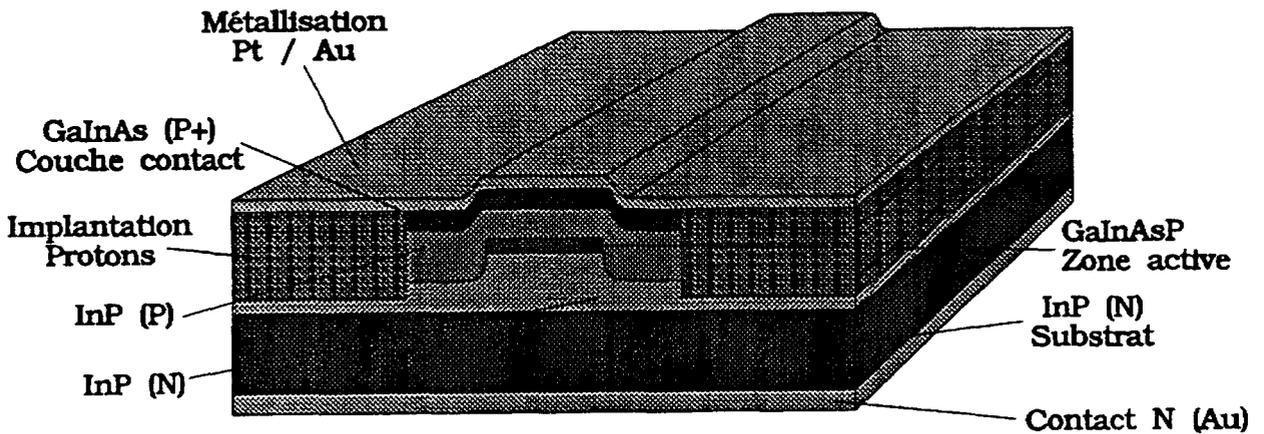


Figure I- 11: laser à guidage par l'indice fort: structure enterrée

Dans le cas d'un guidage faible, la zone active est surmontée d'un ruban ou « Ridge » en anglais, ce qui a pour effet d'augmenter localement l'indice et donc permet de guider latéralement le mode (Figure I- 12).

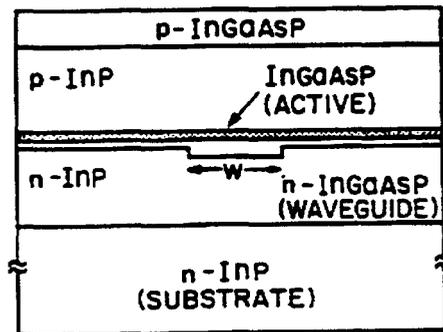


Figure I- 12: laser à guidage par l'indice faible

Les dimensions (la largeur et la hauteur) de la zone active sont calculées de manière à ce que l'émission laser soit monomode transversalement, avec un mode Gaussien. Ceci permet le couplage de la lumière dans une fibre monomode.

Un bon compromis de performances et de relative simplicité de réalisation est obtenu avec les lasers à guidage par l'indice faible. Ce sont de tels lasers à structure à ruban que nous testerons par la suite. Le schéma de la structure utilisée est représenté Figure I- 13 [5].

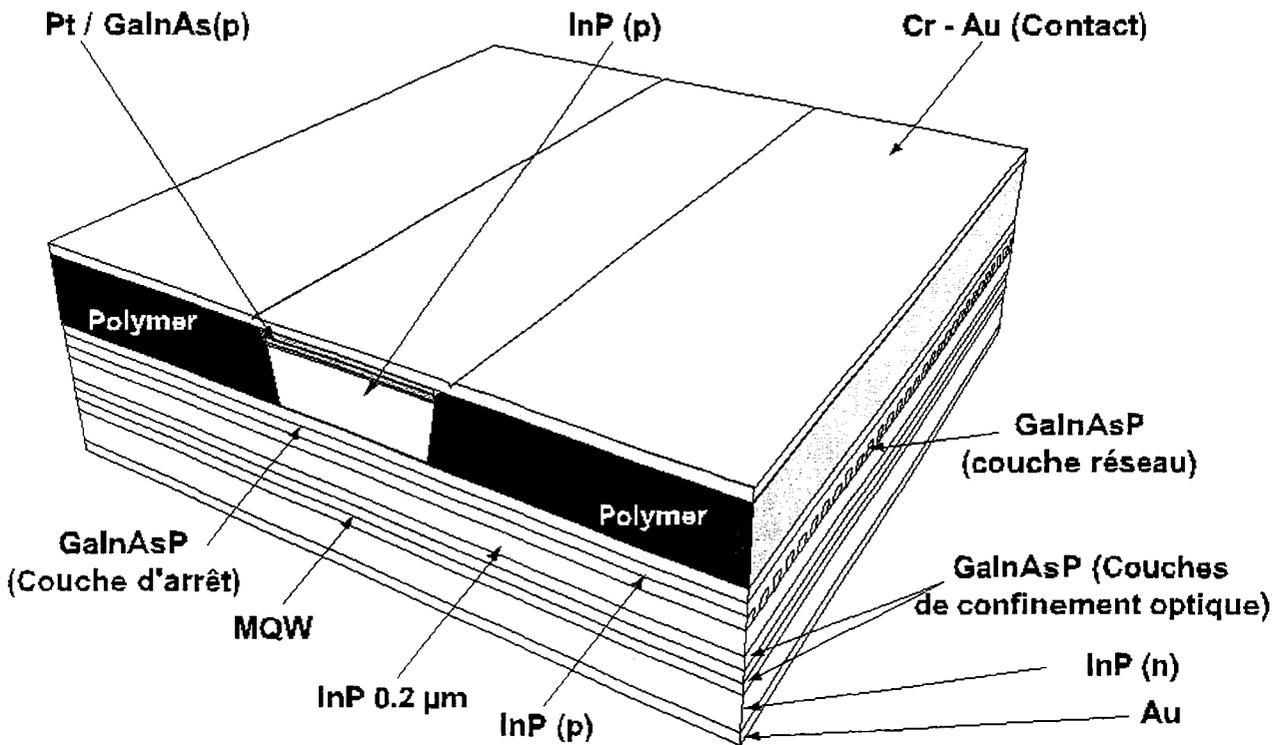


Figure I- 13 structure à ruban (« Ridge ») des lasers testés

c) confinement longitudinal

Les lasers « classiques » sont dits monoélectrodes longitudinal: l'alimentation électrique est réalisée de la même manière sur toute la longueur de la cavité.

Des lasers multisections sont maintenant étudiés pour d'autres applications, par exemple pour réaliser des sources accordables [2] ou pour améliorer les performances des lasers classiques, en bande passante par exemple [6].

1-1-3 distribution spectrale: monomode longitudinal ou multimode

Le laser à semi-conducteurs est constitué d'une cavité résonante afin d'entretenir l'émission stimulée. Nous avons décrit précédemment le cas le plus simple d'une cavité Fabry-Pérot à miroirs. L'émission laser est alors constituée de l'ensemble des modes de la cavité : les lasers sont dits multimodes longitudinaux.

En dessous du seuil, l'émission laser est constituée d'émission spontanée dont la largeur spectrale est assez élevée (30 nm).

Au dessus du seuil, l'émission stimulée domine et le spectre se rétrécit fortement, seules les raies correspondant aux longueurs d'onde de la cavité et dont le gain compense les pertes, subsistent. La courbe de gain étant théoriquement saturée à sa valeur au seuil, seule la raie correspondant au

maximum de la courbe de gain continue d'augmenter avec le courant injecté, car les modes adjacents sont saturés du fait de la saturation de l'émission spontanée. La Figure I- 14 indique ce comportement. Un taux de réjection de 10 à 20 dB entre le mode principal et les modes latéraux peut être observé sur ces lasers.

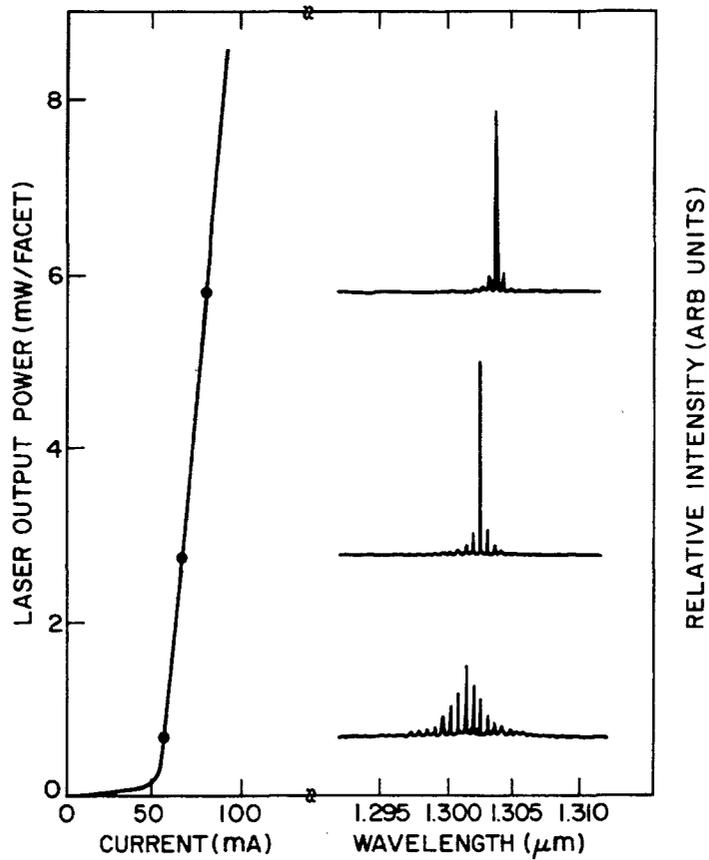


Figure I- 14: spectres de longueurs d'onde à différentes valeurs de la puissance optique.

Généralement, un élargissement du spectre, avec la présence de plusieurs modes longitudinaux, même à forte puissance, est le plus souvent constaté (Figure I- 15).

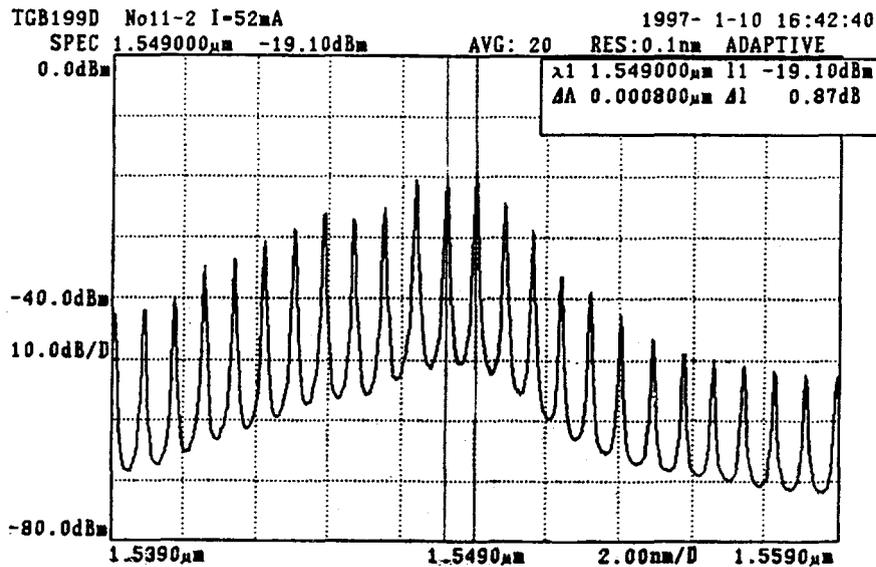


Figure I- 15: spectre optique d'un laser multimode

Ceci est dû aux non linéarités du gain telles que l'élargissement spectralement inhomogène (« spectral hole burning » en anglais ou SpeHB) ou l'élargissement spatialement inhomogène (« spatial hole burning » en anglais ou SpaHB) [3], ces deux phénomènes diminuent le gain vu par le mode principal affectant sa supériorité sur les modes adjacents. Le taux de réjection est alors extrêmement faible.

Pour palier aux restrictions imposées par l'aspect multimodal de ce type de cavité, d'autres structures sont proposées pour rendre le laser monomode longitudinal.

L'émission est rendue monomode par la mise en place d'un filtre optique sélectionnant une longueur d'onde particulière. Ce filtre est obtenu en gravant près de la zone active un réseau périodique entraînant une modulation de l'indice.

Dans le cas de laser à retro-réaction distribuée, DFB (« Distributed Feedback » en anglais), le réseau est gravé tout au long de la zone active. Pour un laser à réseaux de Bragg distribués, DBR (« Distributed Bragg Reflector » en anglais), un réseau couplé à un guide d'onde passif remplace les miroirs de part et d'autre de la cavité (Figure I -16).

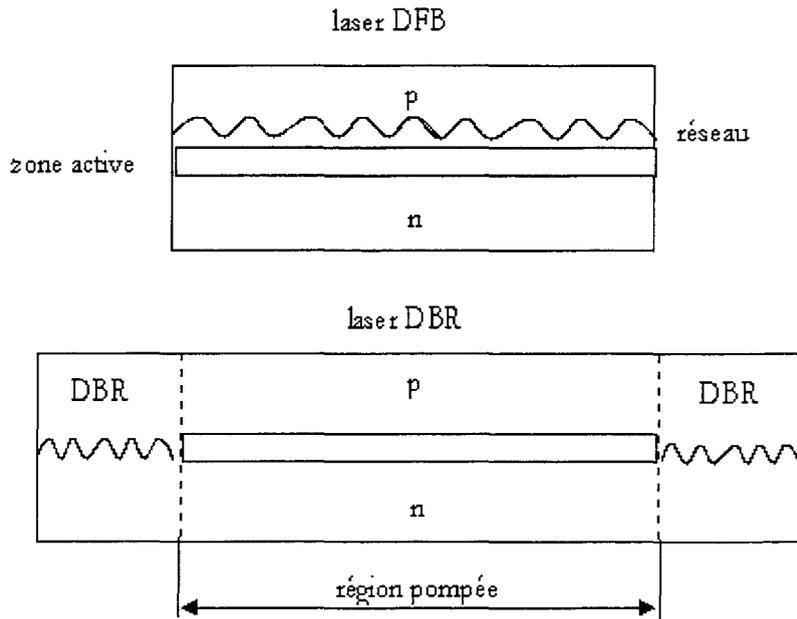


Figure I- 16: illustration des lasers DFB et DBR

Dans les deux cas, la modulation périodique de l'indice due au réseau permet de coupler les ondes se propageant en sens inverse. Le couplage est optimal pour les longueurs d'onde proches de la longueur d'onde de Bragg λ_B . Sa valeur est reliée au pas du réseau Λ :

$$\lambda_B = 2n_{eff} \frac{\Lambda}{m_r}$$

EQ I- 4

où n_{eff} est l'indice effectif
 m_r l'ordre du réseau

Un laser DFB peut fonctionner sans miroir aux extrémités car les réflexions nécessaires à la réalimentation optique sont assurées par le réseau. L'émission sera alors bimode: ce sont les deux modes entourant la longueur d'onde de Bragg, mais dans la pratique, un des deux modes domine. Le mode émit par le laser est caractérisé par plusieurs paramètres (Figure I- 17) comme sa longueur d'onde (fonction du pas du réseau), le taux de réjection entre le mode principal et le mode secondaire (« Side Mode Suppression Ratio » en anglais, SMSR, généralement supérieur à

40 dB), la distance entre les deux modes (« stop-band » en anglais) qui permet d'évaluer la force du réseau.

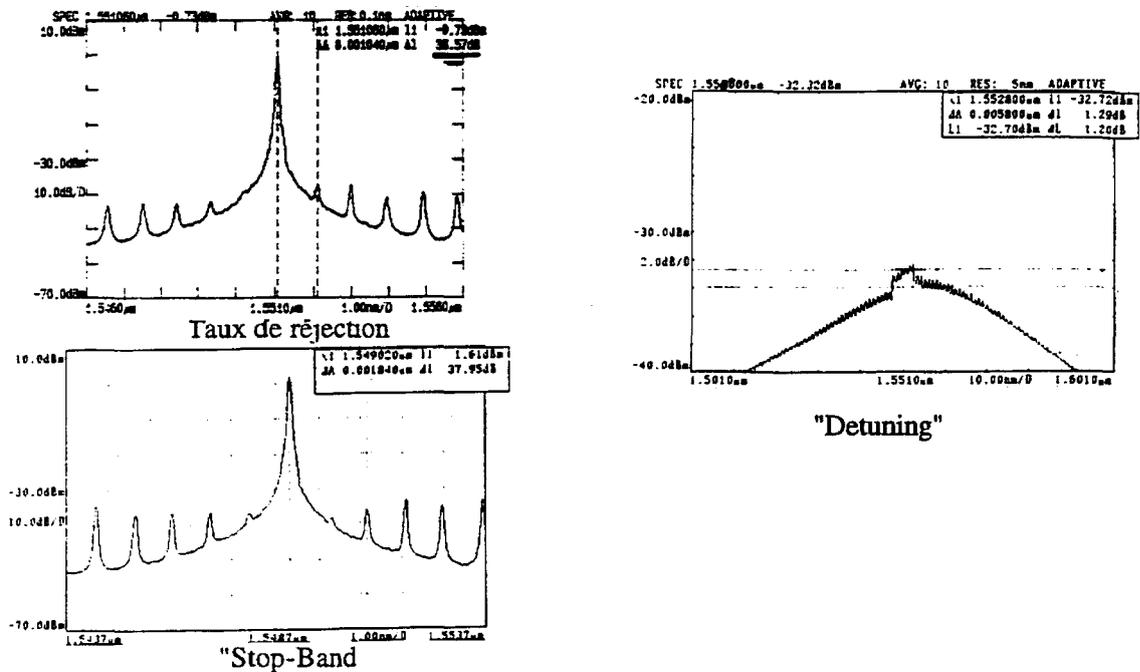


Figure I- 17: caractéristiques de l'émission d'un laser monomode longitudinal

L'écart du mode principal λ_B par rapport au maximum de la courbe de gain, (appelée « detuning » en anglais) est également important ; généralement il se situe entre 5 et 10 nm. Cet aspect sera évoqué dans le chapitre III lors de l'étude des lasers à semi-conducteurs à basses températures.

La température ayant un effet important sur les matériaux semi-conducteurs, les longueurs d'onde seront modifiées. Or le laser ne reste monomode que s'il oscille autour de la longueur d'onde de Bragg, avec un gain suffisant pour permettre un effet laser.

Les lasers utilisés dans le cadre de cette étude sont, soit à cavité Fabry-Pérot, soit de type DFB.

1-1-4 équations

Le fonctionnement d'une diode laser est classiquement décrit par les équations de conservation des porteurs et des photons, appelées encore équations d'évolutions. Elles permettent d'étudier, par le biais de paramètres caractéristiques du matériau et de la structure de la diode laser, non seulement son comportement statique et dynamique mais aussi son comportement en bruit et ses non-linéarités.

Ces équations expriment l'interaction entre les populations d'électrons et photons à l'intérieur de la cavité. Les électrons ou porteurs sont générés par l'injection de courant. Les recombinaisons des porteurs sont soit non radiatives, soit radiatives avec émission de photons par émission spontanée ou stimulée.

Ces équations sont établies avec un certain nombre d'hypothèses, dont la principale est l'approximation de l'onde plane pour l'onde électromagnétique se propageant dans la cavité. C'est l'approximation monomode: on considère que la diode laser oscille dans la cavité autour d'un mode longitudinal unique. Cette hypothèse est parfaitement justifiée dans le cas de lasers DFB mais permet également de modéliser assez bien le comportement des lasers multimodes Fabry-Pérot.

Une autre approximation essentielle est faite sur le gain: le mode laser est centré sur le maximum de la courbe de gain et ce maximum varie linéairement avec la densité de porteurs.

L'approximation du gain linéaire est très utile pour la résolution des équations d'évolution.

D'autres hypothèses simplificatrices couramment utilisées sont prises en compte et ne seront pas énumérées ici [3].

L'équation de conservation des porteurs s'écrit :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qV} - R(N)$$

EQ I- 5

N densité volumique de porteurs

I courant injecté

R(N) taux de recombinaison totale

V le volume de la cavité.

Par unité de temps, la densité de porteurs N diminue par recombinaison et est compensée par l'injection de courant I.

Les recombinaisons sont :

non radiatives R_{NR} , auxquelles on associe une durée de vie τ_{NR} ,

radiatives spontanées R_{spont} avec une durée de vie τ_R ,

ou radiatives stimulées R_{stim} .

*Les recombinaisons non radiatives sont regroupées en deux types :

type Shokley-Read-Hall (SRH) : elles font intervenir des défauts situés dans la bande interdite. Elles sont proportionnelles à la densité de porteurs et exprimées par la relation [3] :

$$R_{SRH} (N) = A_{Au} * N$$

EQ I- 6

où A_{Au} est un coefficient constant associé à ce mécanisme, ($A_{Au}=2.10^8 \text{ s}^{-1}$ [3]).

type Auger : elles ont lieu à l'intérieur de la bande. Ces recombinaisons ont lieu entre les bandes de trous (légers, lourds ou split-off) et la bande de conduction et sont exprimées par:

$$R_{Auger} = C * N^3$$

EQ I- 7

avec C le coefficient de Auger. Typiquement $C=3.10^{-29} \text{ cm}^6.\text{s}^{-1}$ [3].

La durée de vie associée aux recombinaisons non radiatives s'écrit :

$$\frac{1}{\tau_{NR}} = A_{Au} + C * N^2$$

EQ I- 8

*Les recombinaisons spontanées sont également reliées à la densité de porteurs injectés dans la cavité par l'équation suivante :

$$R_{spont} = B * N^2$$

EQ I- 9

où B reflète la probabilité de recombinaison spontanée dans le matériau. Sa valeur dépend du type de matériau, par exemple, pour InGaAsP, $B=10^{-10} \text{ cm}^3.\text{s}^{-1}$ [3].

La durée de vie totale des porteurs τ_e est donnée par:

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{NR}} = A_{Au} + BN + CN^2$$

EQ I- 10

*Les recombinaisons par émission stimulée sont proportionnelles au gain optique et s'écrivent:

$$R_{stim} = v_g \times g(N, S) \times S$$

EQ I- 11

où S est la densité de photons

v_g est la vitesse de groupe de l'onde lumineuse guidée

$g(N, S)$ le gain optique.

$g(N, S)$ est le gain du matériau par unité de longueur. Dans l'hypothèse d'un gain linéaire par rapport à la densité de porteurs, il s'écrit sous différentes formes suivant les auteurs [3-6]:

$$g(N, S) = a(N - N_{om})(1 - \epsilon S) = \frac{a(N - N_{om})}{(1 + \epsilon S)}$$

EQ I- 12

où a est le gain différentiel

N_{om} la densité de porteurs à la transparence (cf figure I- 18)

ϵ le facteur de compression du gain.

Le gain maximal (en fonction de l'énergie des photons) dans la cavité évolue avec la densité de porteurs, une représentation en est donnée à la figure I- 18.

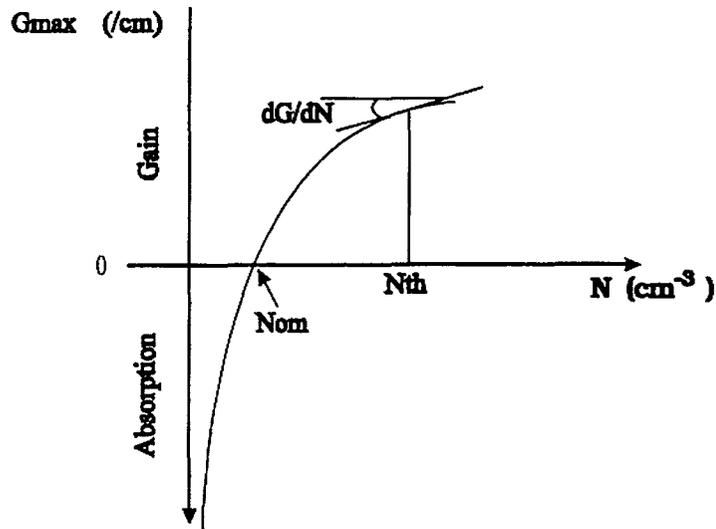


Figure I- 18: définition du gain différentiel

Cette évolution est supposée parabolique. Le gain différentiel a est défini comme la pente de cette courbe à la densité de porteurs au seuil:

$$a = \left. \frac{dg}{dN} \right)_{N=N_s}$$

EQ I- 13

L'établissement d'une relation précise entre le gain d'émission stimulée et la densité de porteurs est complexe, la relation précédente est une approximation. Cette approximation est totalement justifiée dans le cas de laser massif, et modélise assez bien le gain des lasers à puits quantiques. Ces lasers possèdent en réalité un gain à dépendance logarithmique avec la densité de porteurs mais nous ne l'utiliserons pas par soucis de simplicité[3-5].

Nous adopterons la première égalité de l'équation EQ I- 12. Le terme en $(1-\epsilon S)$ représente la non-linéarité du gain sur laquelle nous allons revenir un peu plus loin.

Lorsque le seuil est atteint, le gain est fixé et n'évolue plus avec la densité de photons. Mais en fait si la puissance optique augmente, le gain ne va pas rester constant.

Le terme de compression du gain ϵ permet de tenir compte des effets « SpeHB » et « SpaHB ». Ces deux phénomènes ont pour effet de diminuer le gain à forte puissance. Le « SpaHB » est lié à

la nature stationnaire de l'onde optique dans la cavité du laser [3]. Le « SpeHB », est lié à l'élargissement inhomogène du spectre de gain il traduit la compétition entre la recombinaison bande à bande des électrons par émission stimulée et la relaxation intrabande des électrons dans la bande de conduction [3].

Le phénomène de saturation est avant tout lié au matériau de la zone active et la valeur de ϵ en dépend [3-6].

L'équation de conservation des photons s'écrit:

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma R_{stim} + \Gamma \beta R_{spont} - \frac{S}{\tau_p}$$

EQ I- 14

Le facteur de confinement optique Γ intervient dans les termes d'émission spontanée et stimulée en raison de la définition choisie pour S . En effet, S n'est pas la densité totale mais la densité de photons dans la zone active et Γ représente la fraction de l'intensité du mode dans la zone active.

La densité de photons croit par suite de l'émission stimulée et d'une fraction β de l'émission spontanée mais diminue à cause des pertes de la cavité. En effet certains photons sont perdus du fait de l'absorption dans la cavité: ce sont les pertes internes α_i et de l'émission hors de la cavité: ce sont les pertes au miroir α_m . La durée de vie des photons est donc liée aux pertes par la relation:

$$\tau_p = \frac{1}{v_g (\alpha_m + \alpha_i)}$$

EQ I- 15

Nous pouvons maintenant écrire le couple d'équations d'évolution en fonction des termes définis précédemment:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= \frac{I}{eV} - v_g a (N - N_{om}) (1 - \epsilon S) S - N (A + BN + CN^2) \\ \frac{dS}{dt} &= \Gamma v_g a (N - N_{om}) (1 - \epsilon S) S + \Gamma \beta BN \times N - \frac{S}{\tau_p} \end{aligned}$$

EQ I- 16

Ce couple va permettre de décrire les comportements statiques et dynamiques des diodes lasers.

a) comportement statique

En régime stationnaire, on écrit :

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= 0 \\ \frac{dS}{dt} &= 0 \end{aligned}$$

EQ I- 17

Au seuil, le gain du matériau compense exactement les pertes:

$$\Gamma v_a a (N_s - N_{om})(1 - \epsilon S) = \frac{1}{\tau_p} = (\alpha_m + \alpha_i) v_g$$

EQ I- 18

La densité de porteurs au seuil vient alors:

$$N_s = \frac{1}{\Gamma v_g a \tau_p} + N_{om}$$

EQ I- 19

En supposant que la densité de photons est proche de zéro, le courant de seuil s'exprime:

$$I_s = e V N_s \left(\frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{NR}} \right) = e V N_s (A + B N_s + C N_s^2)$$

EQ I- 20

Au dessus du courant de seuil, la densité de porteurs est constante: $N=N_s$.

Ceci traduit le fait que, chaque porteur supplémentaire, injecté dans la cavité alimente l'émission stimulée. Il est alors possible de déduire l'expression de la densité de photons dans la zone active en fonction du courant de polarisation:

$$S = \frac{\Gamma \tau_p}{eV} (I - I_s)(1 - \varepsilon \times S)$$

EQ I- 21

La puissance totale émise par le laser correspond à la proportion de photons qui sort de la cavité par les miroirs, multipliée par l'énergie de ces photons, soit:

$$P = S \frac{V}{\Gamma} E_g \alpha_m \nu_g$$

EQ I- 22

En introduisant le rendement quantique interne η_i , représentant le rapport entre les porteurs injectés et les photons effectivement générés ($\eta_i = 0,7$ dans les structures à puits quantiques), en négligeant ε (approximation légitime à faible courant), avec les équations EQ I- 21 et EQ I- 22 il vient:

$$P = \eta_i E_g \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} (I - I_s)$$

EQ I- 23

La puissance mesurée en sortie de laser est celle émise à travers une seule facette, en considérant les coefficients de réflexion des deux faces égaux, la puissance optique est donc divisée par deux et s'exprime:

$$P = \frac{1}{2} \eta_i E_g \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} (I - I_s)$$

EQ I- 24

La courbe représentant la puissance optique émise en fonction du courant laser est donc une droite d'abscisse à l'origine I_s et de pente η_d :

$$\eta_d = \frac{1}{2} \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \frac{h\nu}{e}$$

EQ I- 25

η_d est le rendement quantique externe différentiel du laser.

La Figure I- 19 représente la puissance optique émise en fonction du courant de polarisation laser. On note la présence du courant de seuil vers 16mA ainsi que la valeur du rendement externe, obtenu en calculant la pente de la droite au seuil de l'ordre de 0,23 W/A.

La deuxième courbe sur la Figure I- 19 représente la tension aux bornes du laser en fonction du courant, ce qui permet de calculer la résistance série de la puce, de l'ordre de 5 ohms.

T(°C): 20
 PLAQUE TGB154D
 PUCE 4-1 UP In
 LONGUEUR 428 (mu)
 LARGEUR 2.5 (mu)

Is (mA): 16.1
 R(W/A): .239
 Ra (Ohm): 4.8
 Vc (Volt): .82

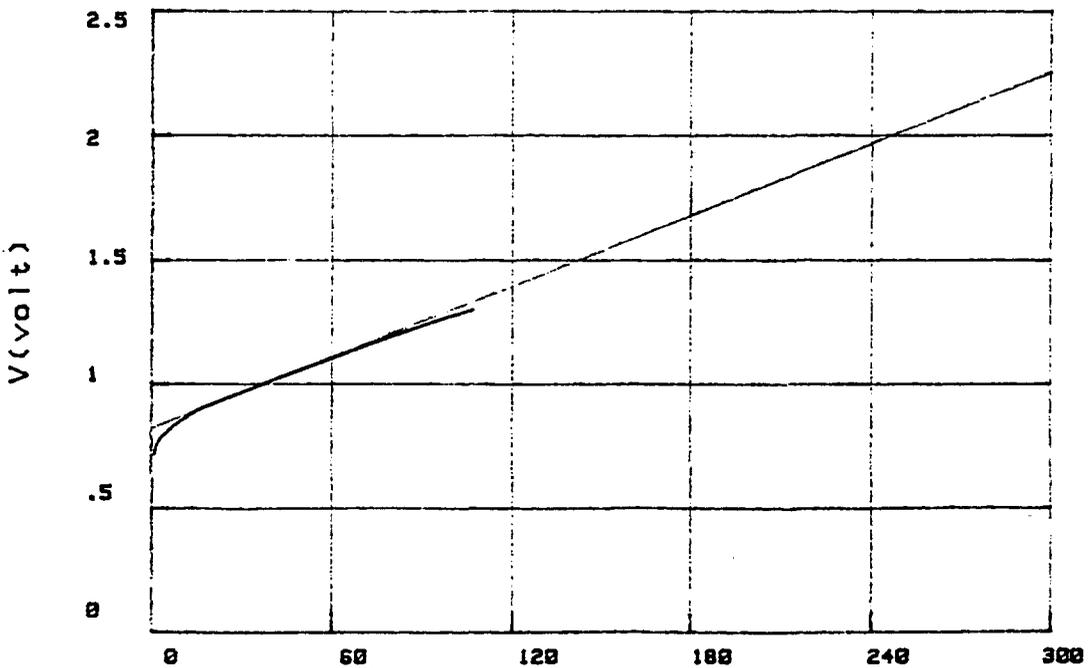
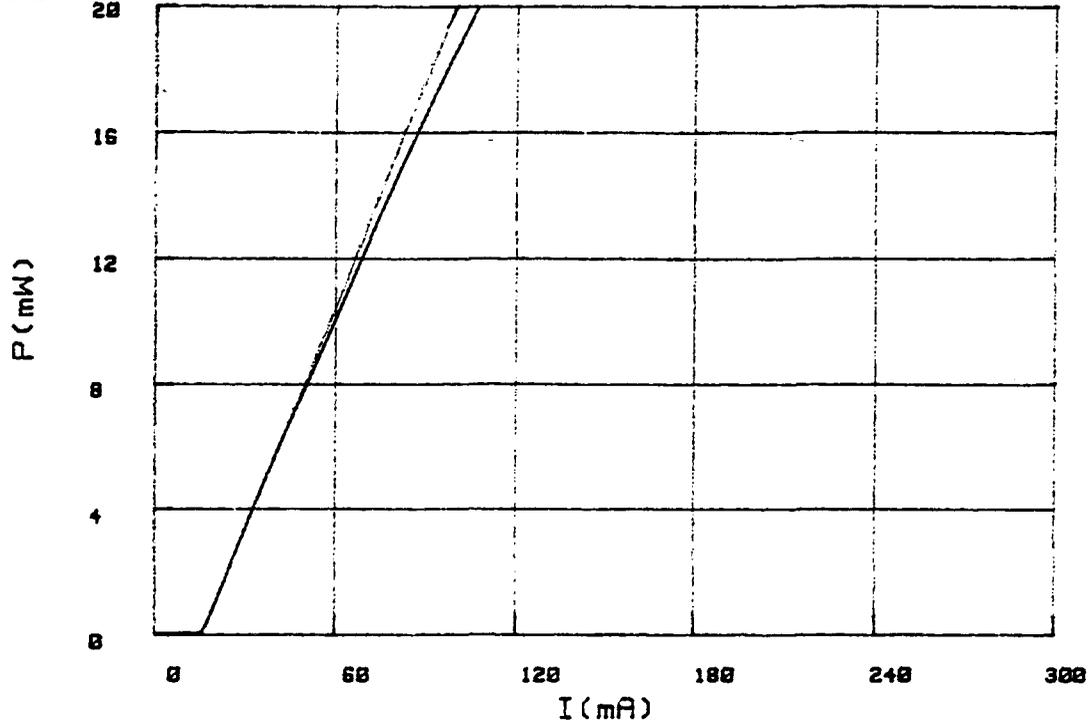


Figure I- 19: exemple de P(I) et V(I)

Pour l'utilisation des diodes lasers dans une liaison optique, la lumière est couplée dans une fibre optique et la puissance optique disponible doit alors être corrigée des pertes au couplage. Avec l'utilisation de fibres optiques monomodes, lentillées, le pourcentage de couplage est de l'ordre de 50%. Des puissances de 15 à 20 mW sont obtenues en sortie de fibre pour les lasers utilisés ici.

Les caractéristiques statiques décrites précédemment évoluent avec la température de la diode laser, ceci sera évoquée au chapitre III.

b) comportement semi-statique: le bruit

Le laser à semi-conducteurs n'est pas un composant parfait, les ondes lumineuses qui en sont issues sont affectées par des fluctuations de phase et d'amplitude de leur champ électromagnétique $E_{opt}(t)$. La puissance optique émise subit des fluctuations au cours du temps ainsi que la fréquence optique à laquelle à lieu cette émission.

$$E_{opt}(t) = (A_{opt} + a_{opt}(t)) \cos(\omega_{opt}t + \phi_{opt}(t))$$

EQ I- 26

L'origine de ces fluctuations provient de la nature quantique des procédés de génération recombinaison des porteurs et d'émission et d'absorption des photons. L'émission spontanée est le facteur principal car elle affecte, à la fois la population de porteurs, et de photons. En effet des porteurs sont « consommés » par émission spontanée, les empêchant ainsi de générer des photons « stimulés ». De plus, elle perturbe également la population de photons « stimulés » en venant s'ajouter à eux.

La puissance optique, proportionnelle au nombre de photons est donc modifiée, ainsi que la fréquence optique d'émission.

Cependant, sans émission spontanée, il n'y aurait pas d'effet laser puisqu'elle en est l'initiatrice, il faut donc s'en accommoder et chercher à atténuer au maximum son influence.

Les fluctuations d'amplitude sont les plus gênantes en détection directe car elles s'ajoutent directement au bruit de grenaille du détecteur, bruit inhérent au processus de détection de la lumière. En revanche, les fluctuations de fréquence optique, ou de phase optique ne sont gênantes que dans les systèmes à détection cohérente ou en présence de dispositif interférométrique.

Dans la suite, nous décrivons le bruit du laser avec précision car il est un élément clé de cette étude.

b-1) calcul du bruit d'amplitude: le bruit d'intensité relatif

Le bruit d'intensité relatif (« Relative Intensity Noise » en anglais, RIN) est le terme utilisé pour décrire les fluctuations d'amplitude optique du laser [7].

La modélisation des fluctuations d'amplitude optique se fait en ajoutant au deuxième membre des équations d'évolution des sources de bruit dites de « Langevin »: $f_n(t)$ pour les électrons et $f_s(t)$ pour les photons. Ces sources de bruit sont des processus aléatoires gaussiens, et leur fonction d'autocorrelation et d'intercorrelation, $\langle f_n(\omega)^2 \rangle$, $\langle f_s(\omega)^2 \rangle$, $\langle f_{ns}(\omega)^2 \rangle$, sont proportionnelles à des distributions de Dirac. Leur expression sera donnée sans démonstration [8].

Le bruit est évalué avec le laser polarisé en courant continu sans aucune modulation. Il est donc connu à un courant laser, I , donné.

On peut alors écrire les équations d'évolution:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= \frac{I}{eV} - v_g a(N - N_{om})(1 - \epsilon S)S - N(A + BN + CN^2) + f_n(t) \\ \frac{dS}{dt} &= \Gamma v_g a(N - N_{om})(1 - \epsilon S)S + \Gamma \beta B N * N - \frac{S}{\tau_p} + f_s(t) \end{aligned}$$

EQ I- 27

En écrivant que les densités de porteurs et de photons sont la somme de termes stationnaires (N_0 et S_0) et de termes de bruit ($n(t)$ et $s(t)$) et en prenant la transformée de Fourier de l'équation EQ I- 27, on obtient après calcul le système à résoudre suivant:

$$\begin{pmatrix} i\omega - A_1 & A_2 \\ A_3 & i\omega - A_4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s(\omega) \\ n(\omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_s(\omega) \\ f_n(\omega) \end{pmatrix}$$

EQ I- 28

où les coefficients A_i sont définis ci-dessous:

$$\begin{aligned}
A_1 &= \Gamma v_g a (N_0 - N_{om}) (1 - 2 \times \epsilon S_0) - \frac{1}{\tau_p} & A_2 &= \Gamma a v_g S_0 (1 - \epsilon S_0) + \frac{\Gamma \beta}{\tau_R} \\
A_3 &= -v_g a (N_0 - N_{om}) (1 - 2 \times \epsilon S_0) & A_4 &= -a v_g S_0 (1 - \epsilon S_0) - \frac{1}{\tau_e}
\end{aligned}$$

EQ I- 29

avec N_0 et S_0 les densités de porteurs et de photons en régime stationnaire.

Les deux termes τ_e et τ_R sont explicités: τ_e est la durée de vie correspondant aux recombinaisons totales, c'est à dire radiatives et non-radiatives, τ_R ne correspond qu'aux recombinaisons radiatives. Par soucis de simplicité pour ne pas alourdir les équations nous ne considérerons qu'une seule durée de vie des porteurs τ_e .

Nous remarquons également que l'utilisation des transformées de Fourier des sources de Langevin est un outil de calcul seulement ; seules leur fonction d'autocorrelation et d'intercorrelation sont réellement connues.

A partir du système d'équations EQ I- 29, nous obtenons les densités spectrales des fluctuations du nombre de photons et de porteurs: $\langle \Delta s(\omega)^2 \rangle$ et $\langle \Delta n(\omega)^2 \rangle$:

$$\begin{aligned}
\langle \Delta s(\omega)^2 \rangle &= \frac{\langle f_s(\omega)^2 \rangle (A_4^2 + \omega^2) + \langle f_n(\omega)^2 \rangle A_2^2 - 2 A_2 A_4 \langle f_{ns}(\omega)^2 \rangle}{(A_1 A_4 - A_2 A_3 - \omega^2)^2 + \omega^2 (A_1 + A_4)^2} \\
\langle \Delta n(\omega)^2 \rangle &= \frac{\langle f_n(\omega)^2 \rangle (A_1^2 + \omega^2) + \langle f_s(\omega)^2 \rangle A_3^2 - 2 A_1 A_3 \langle f_{ns}(\omega)^2 \rangle}{(A_1 A_4 - A_2 A_3 - \omega^2)^2 + \omega^2 (A_1 + A_4)^2}
\end{aligned}$$

EQ I- 30

Le bruit dans les lasers à semi-conducteur est caractérisé par un bruit relatif, c'est à dire normalisé par rapport à la puissance optique moyenne émise pour le courant d'alimentation du laser. On définit ainsi le bruit d'intensité relatif (Relative Intensity Noise en anglais) ou RIN comme le rapport entre la densité spectrale des fluctuations de photons et le nombre moyen de photons au carré, ou entre la densité spectrale des fluctuations de puissance et le carré de la puissance moyenne:

$$RIN(\omega) = \frac{\langle \Delta S(\omega)^2 \rangle}{S_0^2}$$

EQ I- 31

Le RIN s'exprime en Hz^{-1} ou seconde mais il est généralement présenté en décibel et donc s'exprime alors en dB/Hz puisqu'il est calculé dans 1Hz de bande.

L'équation EQ I- 30 nous permet d'écrire le RIN sous la forme:

$$RIN(\omega) = \frac{1}{S_0^2} \frac{\langle f_s(\omega)^2 \rangle (A_4^2 + \omega^2) + \langle f_n(\omega)^2 \rangle A_2^2 - 2A_2 A_4 \langle f_{ns}(\omega)^2 \rangle}{(A_1 A_4 - A_2 A_3 - \omega^2)^2 + \omega^2 (A_1 + A_4)^2}$$

EQ I- 32

avec l'expression des sources de Langevin suivantes [9-10]:

$$\begin{aligned} \langle f_s(\omega)^2 \rangle &= 2 \frac{N_s}{\tau_s} (S_0 + 1) \beta \\ \langle f_n(\omega)^2 \rangle &= 2 \frac{N_s}{\tau_s} (\beta S_0 + 1) \\ \langle f_{ns}(\omega)^2 \rangle &= 2 \left(\frac{S_0}{2\tau_p} - (S_0 + 1) \frac{\beta N_s}{\tau_s} \right) \end{aligned}$$

EQ I- 33

Une autre expression peut-être obtenue en simplifiant l'équation EQ I- 32:

$$RIN(\omega) = \frac{2\Gamma\beta N_s}{S_0\tau_e} \frac{(A_4 + A_2/\Gamma)^2 + \omega^2}{(\omega_R^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2}$$

EQ I- 34

où ω_R est la pulsation de résonance à laquelle on associe la fréquence f_R de résonance
 γ le taux d'amortissement.

D'après l'expression de $RIN(\omega)$, le bruit relatif du laser présente une distribution particulière en fonction de la fréquence. Il possède en outre, une fréquence de résonance f_R et un taux

d'amortissement γ . Physiquement, cette fréquence de résonance est attribuée aux interactions des électrons et des photons dans la cavité qui se renvoient mutuellement de l'énergie. Nous la retrouverons d'ailleurs sur la réponse en modulation du laser ; on reconnaît la réponse d'un circuit à oscillations amorties.

La fréquence de résonance [11-12] peut être exprimée sous différentes formes équivalentes. Elle est, en fait, proportionnelle à la racine carré de la puissance optique, et par suite, du courant. On peut écrire:

$$f_R^2 = \frac{1}{4\pi^2}(A_1 A_4 - A_2 A_3)$$

$$f_R^2 \approx v_g a S_0 (1 - \epsilon S_0) \frac{1}{\tau_p} \frac{1}{4\pi^2}$$

$$f_R^2 = v_g a \frac{\Gamma(I_0 - I_s)}{qV} \frac{1}{4\pi^2}$$

EQ I- 35

La dernière expression nous permettra par la suite de calculer le gain différentiel a , connaissant la valeur de f_R et du courant net ($I_0 - I_s$).

Le taux d'amortissement est le paramètre caractérisant l'écrasement de cette résonance au fur et à mesure de l'augmentation de la puissance optique. Il s'exprime de la manière suivante:

$$\gamma = A_1 + A_4 = \omega_R^2 \left(-\frac{\epsilon}{av_g} + \tau_p \right) + \frac{1}{\tau_e}$$

EQ I- 36

Expérimentalement sur un spectre de RIN, la détermination de la fréquence de résonance est obtenue en déterminant la fréquence correspondant au maximum de la bosse du RIN. En ce qui concerne l'amortissement, le calcul de la dérivée du spectre de RIN au maximum nous permet d'obtenir:

$$\gamma = \Delta\omega_{R-3dB} = 2\pi\Delta f_{R-3dB}$$

EQ I- 37

C'est donc la largeur à mi-hauteur de la courbe de RIN autour de la fréquence de résonance.

Nous avons, jusqu'à présent, évoqué le bruit du laser sans modulation hyperfréquence. Les paramètres déduits du spectre de bruit, obtenu en continu, permettent cependant d'évoquer le comportement dynamique du laser à travers le paramètre d'Olshansky [13]. En effet une relation existe entre la fréquence de résonance et l'amortissement par l'intermédiaire du facteur K:

$$K = \frac{\gamma}{f_R^2} = (2\pi)^2 \times \left(\tau_p + \frac{\epsilon}{v_g a} \right)$$

EQ I- 38

Ce facteur peut être relié à une bande passante intrinsèque maximale, théorique, uniquement obtenue par le calcul pour donner un indice sur la qualité dynamique du composant:

$$f_{-3dB} = \frac{2\pi\sqrt{2}}{K}$$

EQ I- 39

Cette bande passante maximale ne dépend que des propriétés du matériau et de la structure du laser et permet d'estimer la qualité d'un composant plutôt qu'une autre. Mais elle ne tient pas compte des parasites électriques qui jouent un rôle important dans la réponse en modulation du composant (c.f. c)).

Concernant l'allure spectrale du RIN, nous constatons qu'avant la fréquence de résonance, située vers la dizaines de GHz pour les lasers testés, le RIN comporte un palier où le bruit du laser est à son plus faible niveau. En fonction du courant de polarisation, à une fréquence donnée, le RIN augmente comme la puissance lumineuse P émise au dessous du seuil puis décroît comme la puissance lumineuse au cube au dessus du seuil. Dans le reste de cette étude, nous nous attacherons seulement au fonctionnement des lasers au dessus du seuil.

Lorsque la fréquence tend vers zéro, l'expression EQ I- 34 se simplifie et le bruit tend vers une valeur constante.

De très faibles niveaux de RIN sont obtenus avec les lasers actuels sur InP, et on peut observer - 160 dB/Hz pour des fréquences inférieures au GHz.

La figure I -20 représente un spectre de RIN calculé (en trait en pointillé sur la figure I- 20).

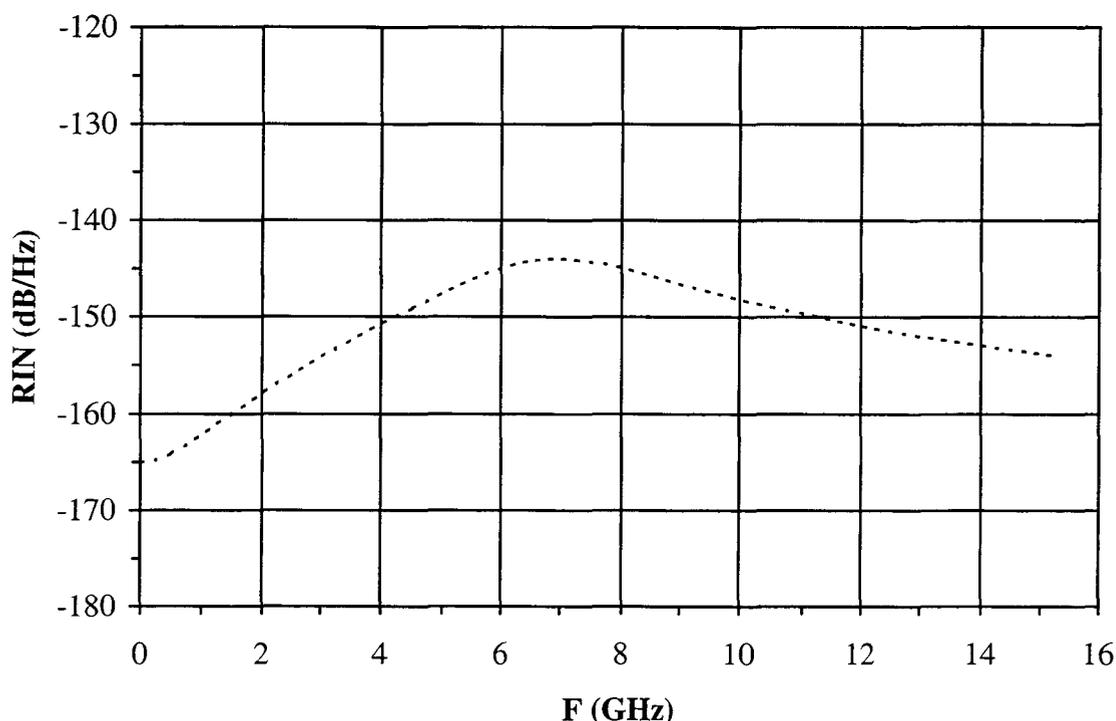


Figure I- 20: spectre de RIN calculé pour un courant d'alimentation de 120mA

Le bruit du laser n'est pas constant aux très basses fréquences. Il peut être observé sur la figure I-21.

La modélisation précédente n'en tient pas compte, il faut développer un autre calcul (c.f. b-2).

b-2) calcul du bruit d'amplitude basse fréquence: le bruit en 1/f

Des fluctuations de l'amplitude optique à des fréquences inférieures à quelques MHz ont lieu dans la cavité laser et leur distribution spectrale est une droite de pente 1/f. Ainsi, comme tout composant électronique le laser possède ce trop connu bruit en 1/f. Il n'est connu que par son nom, car il existe partout ou presque mais son origine est malheureusement peu détaillée.

Classiquement, dans les semi-conducteurs, il est attribué à des pièges dans le cristal ayant un temps de vie assez long. Des fluctuations dans la génération - recombinaison de porteurs en découleraient, et le flux d'électrons en serait perturbé [14-15-16-17].

Dans une diode laser, les fluctuations optiques basse fréquence sont attribuées à des fluctuations électriques, basse fréquence. Ce seraient donc les porteurs qui porteraient l'information « bruit BF » et qui le transmettraient aux photons à travers les mécanismes de recombinaison radiatives. Et là encore pour ce type de bruit, les photons émis spontanément seraient le plus affectés. [18].

Pour modéliser le bruit basse fréquence, l'idée est donc d'introduire une source de bruit « de Langevin » unique sur les électrons dont la densité spectrale a une dépendance en $1/f$ [18].

Les équations d'évolution s'écrivent alors:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= \frac{I}{eV} - v_g a(N - N_{om})(1 - \varepsilon S) - N(A + BN + CN^2) + f_{nlf}(t) \\ \frac{dS}{dt} &= \Gamma v_g a(N - N_{om})(1 - \varepsilon S)S + \Gamma \beta BN \times N - \frac{S}{\tau_p} \end{aligned}$$

EQ I- 40

De la même manière que précédemment, nous pouvons résoudre ces équations et obtenons après calcul l'expression de la densité spectrale des fluctuations de photons basse fréquence:

$$\langle \Delta S_{lf}(\omega)^2 \rangle = \frac{\langle f_{nlf}(\omega)^2 \rangle A_2^2}{(\omega^2 - \omega_R^2)^2 + \omega^2 \gamma^2}$$

EQ I- 41

où A_2 , ω_R et γ ont été définis précédemment,

et $\langle f_{nlf}^2 \rangle$ donné par:

$$\langle f_{nlf}(\omega)^2 \rangle = \frac{2\pi \times \alpha N_s}{\omega V \tau_e^2}$$

EQ I- 42

avec α le paramètre de Hooge variant de 10^{-3} à 10^{-4} suivant la structure des lasers pour le matériau In GaAsP.

Le RIN basse fréquence est obtenu en normalisant par rapport à la puissance optique moyenne au carré.

On écrit ainsi:

$$RIN_{BF}(\omega) = \frac{1}{S_0^2} \frac{A_2^2 \langle f_{nl/f}^2(\omega) \rangle}{(\omega_R^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^2}$$

EQ I- 43

La figure I- 21 donne un exemple de RIN basse fréquence obtenu sur un laser monomode longitudinal ainsi que la courbe théorique correspondant au modèle décrit. Cette mesure est faite de 10 Hz jusqu'à 1 MHz. Les valeurs des paramètres utilisés sont donnés dans le chapitre II.

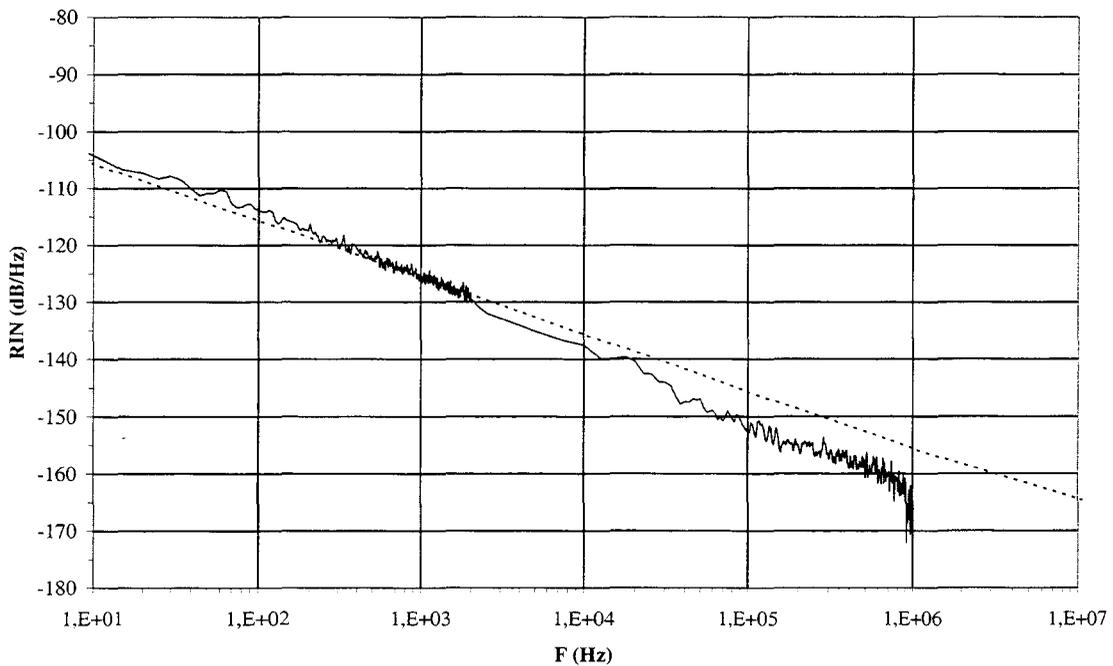


Figure I- 21 bruit basse fréquence expérimental (trait plein) et calculé (trait pointillé) pour un courant d'alimentation de 120mA avec un paramètre de Hooge de 10^{-3}

Pour obtenir les spectres de bruit complets, nous additionnons linéairement les deux types de RIN: celui que nous qualifierons de « haute fréquence », HF, pour les fréquences allant de quelques dizaines de MHz à plusieurs GHz, et le bruit « basse fréquence », BF pour les fréquences inférieures à quelques MHz. Cette addition est légitime car les sources de bruit pour chacun de ces deux bruits sont indépendantes.

b-3) modification du bruit

Les modèles de bruit, HF et BF, présentés dans les paragraphes a) et b) précédents décrivent le comportement de la diode laser seule, supposée monomode longitudinale.

En pratique, ils décrivent assez bien le comportement des lasers multimodes sauf aux basses et très basses fréquences où se manifeste le bruit de partition.

En effet du fait de la présence de plusieurs modes longitudinaux, un bruit de partition peut apparaître et le bruit d'un mode pris séparément est supérieur de 10 à 30 dB, au bruit de tous les modes réunis [20]. Ceci n'est pas observé si tous les modes sont détectés.

Un bruit de saut de mode (ou « mode-hopping » en anglais) existe également dans le cas multimode: un échange d'énergie entre quelques modes (2 ou 3) d'amplitude semblable génère une augmentation de plus de 10 dB du bruit vers les basse fréquences [21-22].

Les lasers monomodes sont bien souvent préférés à leurs homologues multimodes pour leur insensibilité à ce type de bruit.

Cependant, d'autres phénomènes peuvent affecter le bruit de tous les lasers. Il s'agit par exemple, des réflexions optiques qui peuvent provoquer une réalimentation optique dans la cavité qui modifie alors l'émission laser. En plaçant des isolateurs optiques le long d'une ligne optique, il est possible de s'affranchir de ce phénomène. Des précautions doivent également être prises lors du couplage d'un laser avec une fibre optique. On utilise des isolateurs en espace libre avant injection dans une fibre, ou des fibres lentillées à frontales aussi longue que possible. La forme de la lentille a tendance à accroître la divergence du faisceau réfléchi. Les fibres lentillées peuvent également être traitées antireflet (jusqu'à un coefficient de réflexion de 10^{-4}).

La réalimentation optique a été largement étudiée [23] et nous ne donnons ici que quelques caractéristiques générales: un laser est d'autant plus sensible que sa fraction d'émission spontanée est faible, que sa cavité est courte, ou que la puissance optique est forte.

Des réflexions optiques peuvent également affecter le bruit en sortie de liaison optique sans toutefois re-injecter de la lumière dans la cavité laser. Il s'agit dans ce cas de bruit interférométrique en présence d'une cavité de type Fabry-Pérot (dont les interfaces peuvent être des connecteurs optiques, la face clivée de la photodiode...), parasite, extérieure à la cavité laser ou d'un interféromètre Mach-Zehnder.

Il y a, de la même manière que dans tout interféromètre classique, une conversion de la variation de la phase optique en variation de l'amplitude optique. Cette conversion de la modulation de phase (PM) en modulation d'amplitude (AM) est à l'origine d'une augmentation de plus de 20 dB du RIN en basses et très basses fréquences [24].

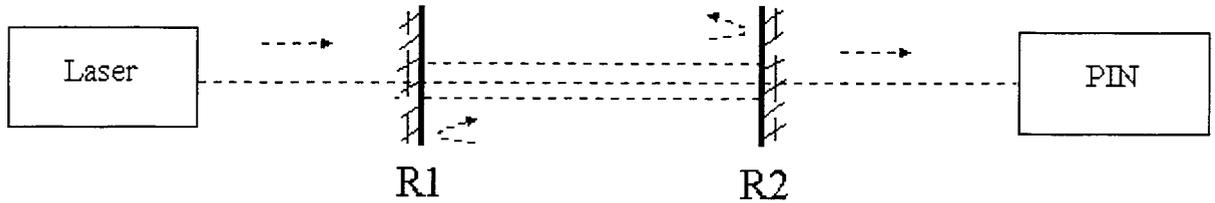


Figure I- 22: représentation schématique d'une cavité optique parasite

Si on considère ainsi une cavité parasite dont les coefficients de réflexion sont R1 et R2, comme indiqué sur la Figure I- 22, une source laser de largeur de raie $\Delta\nu$, le bruit d'intensité relatif dû à la cavité et s'écrit [25] :

$$RIN(f) = \frac{4R1R2}{\pi} \frac{\Delta\nu}{f^2 + \Delta\nu^2}$$

EQ I- 44

Ce bruit décroît rapidement lorsque la fréquence devient supérieure à la largeur de raie du laser (quelques MHz à quelques dizaines de MHz). Il est donc particulièrement gênant en basse fréquence.

La dispersion chromatique lors de transmissions sur de grandes longueurs de fibre peut également provoquer une augmentation du bruit par conversion du bruit de phase en amplitude optique. Nous ne nous y attacherons pas car les longueurs de fibres envisagées pour nos applications sont relativement courtes (<50km) [25].

b-4) bruit de phase optique

Les fluctuations de la phase optique ont également pour origine les fluctuations de porteurs et de photons par suite de l'émission spontanée. Des fluctuations de phase entraînent de fluctuations de fréquence et se manifestent par une largeur de raie non nulle.

Deux mécanismes contribuent aux fluctuations de phase. D'une part, les photons émis spontanément changent de façon aléatoire la phase optique, d'autre part, les fluctuations de porteurs créent aussi une fluctuation de phase. En effet un changement dans la densité de porteurs

modifie le gain optique et par là l'indice de réfraction, et donc affecte la phase. Le paramètre reliant le gain et l'indice de réfraction est connu sous le nom de coefficient de Henry [26].

L'expression de la densité spectrale des fluctuations de phase s'obtient en utilisant la troisième équation d'évolution $d\phi_{opt}/dt$ et en introduisant une source de Langevin associée à la phase [27].

Le spectre de bruit de phase est Lorentzien, centré sur la fréquence optique ω_{opt} et de largeur de raie:

$$\Delta\nu = \frac{2\Gamma \beta N_s}{\tau_e 4\pi S_0} \times (1 + \alpha_H^2)$$

EQ I- 45

où α_H est le coefficient de Henry.

Pour les lasers étudiés ici cette largeur est inférieure à 100 MHz à 1 mW.

Le bruit de phase n'est pas gênant dans le cas de transmissions par fibre optique courte, pour lesquelles la dispersion chromatique est faible et donc l'élargissement de la raie n'est pas significatif.

Il n'est pas non plus gênant dans le cas de détection directe du signal optique puisque les photodiodes effectuent une détection quadratique du signal et donc seul le module au carré de l'amplitude du champ associé à l'onde optique est détecté. La phase optique est, dans ce cas, transparente à la détection. C'est seulement en cas de détection cohérente où le signal optique bat avec lui-même ou avec un autre signal de fréquence similaire qu'il est important de le minimiser.

Tous les systèmes en général, faisant intervenir un système interférométrique au sens large du terme, sont sensibles aux fluctuations de phase, puisque par conversion phase/amplitude, le bruit d'amplitude est affecté à son tour. Ce sera donc le cas, des cavités externes parasites, générant du bruit interférométrique ou bien dans les sources optiques à modulation externe utilisant un modulateur à structure interférométrique (type Mach -Zehnder par exemple).

Cependant cette augmentation de bruit est un phénomène connu et identifiable. Il est impératif d'utiliser des isolateurs optiques et des sources à largeur de raie la plus fine possible en modulation externe lorsqu'un bruit extrêmement faible est nécessaire [2].

c) réponse en modulation

Un des principaux avantages des lasers à semi-conducteurs est que la puissance optique émise est modulable en amplitude directement par le courant injecté.

Nous nous intéressons principalement à la modulation d'amplitude mais d'autres types de modulation directe existent pour une diode laser telle que la modulation de fréquence optique.

En modulation directe d'intensité, le laser est polarisé à un courant continu I_0 et une modulation est appliquée autour de I_0 . La puissance optique est donc ainsi modulée à la fréquence de modulation du courant (figure I- 23).

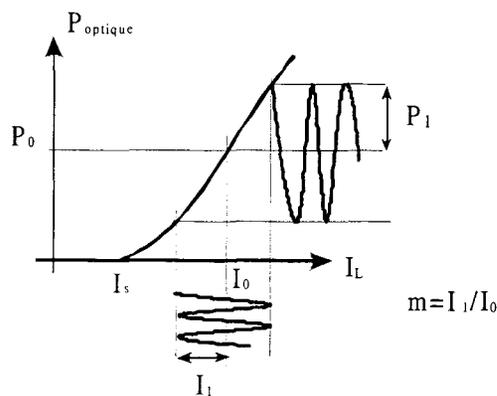


Figure I- 23: modulation directe du courant d'alimentation d'un laser

c-1) petit signal

Le calcul de la réponse en fréquence du laser est mené à partir des équations d'évolution, en considérant de petites fluctuations des paramètres autour de leur valeur stationnaire. Ainsi, si le courant appliqué au laser s'écrit:

$$I(t) = I_0 + I_1(t)$$

EQ I- 46

alors les densités de porteurs et de photons s'écrivent [28-29]:

$$N(t) = N_0 + N_1(t)$$

$$S(t) = S_0 + S_1(t)$$

EQ I- 47

où $N_1(t)$ et $S_1(t)$ sont les modulations induites par le courant $I_1(t)$.

Une approximation petit signal est utilisée, permettant de ne considérer que les termes du premier ordre. Ceci n'est valide que si les fluctuations de porteurs et de photons induites par la modulation restent faibles devant les valeurs stationnaires et donc si la profondeur de modulation électrique est faible.

En introduisant l'équation EQ I- 46 dans les équations d'évolution (EQ I- 16), en négligeant les terme du second ordre (c'est à dire les produits porteurs/photons), on obtient le couple d'équations suivant:

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = \frac{I_1(t)}{eV} - v_g a S_1(t) (N_0 - N_{om})(1 - 2\epsilon S_0) - \frac{N_1(t)}{\tau_e} - v_g a S_0 N_1(t) (1 - \epsilon S_0)$$

$$\frac{dS_1(t)}{dt} = \Gamma v_g a (N_0 - N_{om})(1 - 2\epsilon S_0) S_1(t) + \Gamma a v_g N_1(t) S_0 (1 - \epsilon S_0) + \Gamma \frac{\beta N_1(t)}{\tau_e} - \frac{S_1(t)}{\tau_p}$$

EQ I- 48

De la même manière que précédemment, en prenant la transformée de Fourier et en réarrangeant, le système matriciel suivant est à résoudre:

$$\begin{pmatrix} i\omega - A_1 & A_2 \\ A_3 & i\omega - A_4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_1(\omega) \\ N_1(\omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ I_1(\omega) \end{pmatrix}$$

EQ I- 49

où les coefficients A_i ont été définis.

Le calcul des densités de porteurs et de photons s'ensuit et on peut exprimer les variations de photons ainsi que le déphasage associé de la manière suivante:

$$S_1(\omega) = \frac{A_2 I_1(\omega) / eV}{(A_1 A_4 - A_2 A_3 - \omega^2) + \omega j(A_1 + A_4)}$$

$$\Psi_1(\omega) = \text{ARTAN} \left(\frac{\omega(A_1 + A_4)}{(A_1 A_4 - A_2 A_3 - \omega^2)} \right)$$

$$N_1(\omega) = \frac{(I_1(\omega) / eV - A_1)}{(A_1 A_4 - A_2 A_3 - \omega^2) + \omega j(A_1 + A_4)}$$

EQ I- 50

où Ψ_1 est le déphasage électrique.

Ainsi donc la population de photons et par suite la puissance optique associée, varie sinusoïdalement comme le courant avec un déphasage Ψ_1 . Ces deux grandeurs dépendent de la fréquence de modulation ω .

Le déphasage introduit par le laser, à une excitation en courant sera développé plus en détail au chapitre II ; il n'est généralement pas beaucoup étudié.

La réponse fréquentielle du laser est habituellement présentée comme une grandeur normalisée:

$$R(\omega) = \frac{S_1(\omega)}{S_1(0)}$$

EQ I- 51

La réponse du laser est donc complexe, le module de $R(\omega)$ varie avec la fréquence de modulation et contient plusieurs informations:

$$\left| \frac{R(\omega)}{I_1(\omega) / I_1(0)} \right| = \frac{\omega_R^2}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_R^2)^2 + \omega^2 \gamma^2}}$$

EQ I- 52

Nous retrouvons la fréquence de résonance, ω_R , propre non amortie mise en évidence dans l'étude du RIN, ainsi que le facteur d'amortissement, comme dans le cas d'un filtre du second ordre.

Des deux paramètres ω_R et γ , nous déduisons un paramètre directement exploitable sur une courbe de réponse en fréquence : la fréquence de résonance du système amorti, f_{R1} :

$$f_{R1} = \frac{\omega_{R1}}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\omega_R^2 - \frac{\gamma^2}{2}}$$

EQ I- 53

Lorsque γ est faible, la pulsation de résonance du système ω_{R1} est environ égale à la pulsation de résonance propre ω_R .

La réponse présente un pallier (Figure I-24) avant la remontée due à la résonance, puis une chute brusque indiquant que le laser ne peut plus répondre à de telles fréquences de modulation.

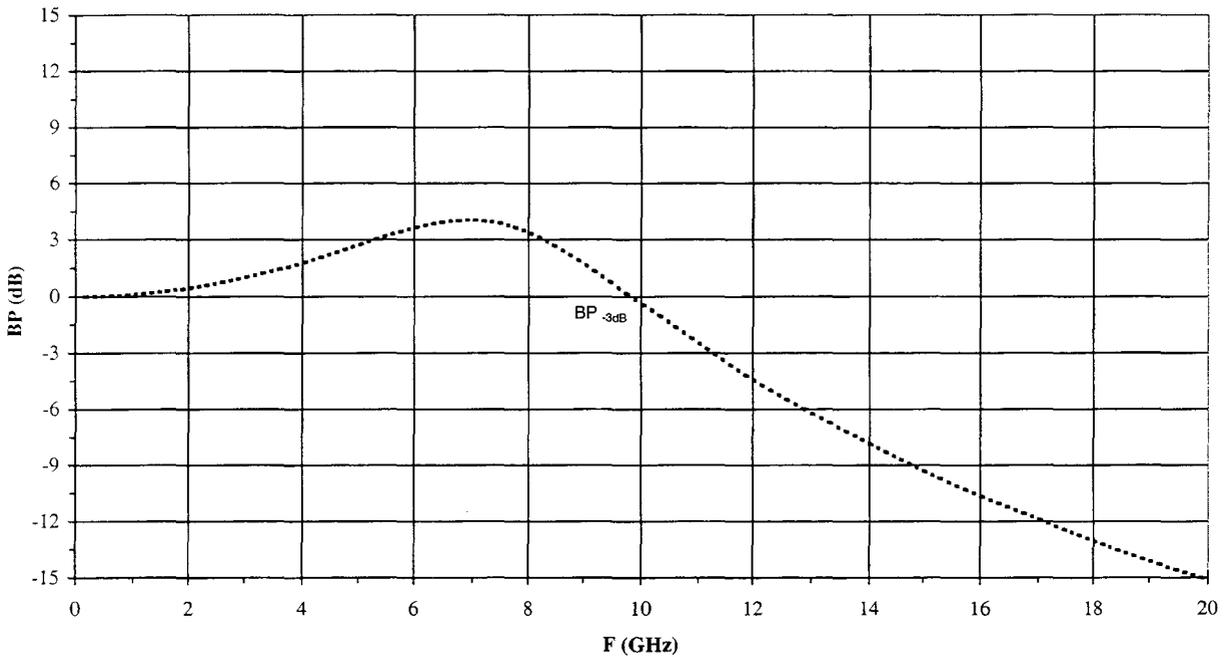


Figure I- 24: réponse en modulation d'un laser normalisée

La fréquence de coupure est définie comme la fréquence pour laquelle la réponse a chuté de 3 dB par rapport à sa valeur à basse fréquence. Cela constitue la bande passante de modulation. Les lasers que nous utilisons ont des bandes passante typiques supérieures à 10 GHz.

La bande passante est expérimentalement trouvée égale à environ 1,5 fois la valeur de la fréquence de résonance du système, à courant laser donné. Elle s'exprime de la manière suivante :

$$f_{-3dB} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\left(\omega_{R1}^2 + \sqrt{\omega_{R1}^4 + \omega_R^2}\right)}$$

EQ I- 54

Le pic à la résonance est peu prononcé, surtout à forte puissance optique, traduisant le fait que le gain optique est comprimé, d'où l'introduction du facteur ϵ (Figure I-25).

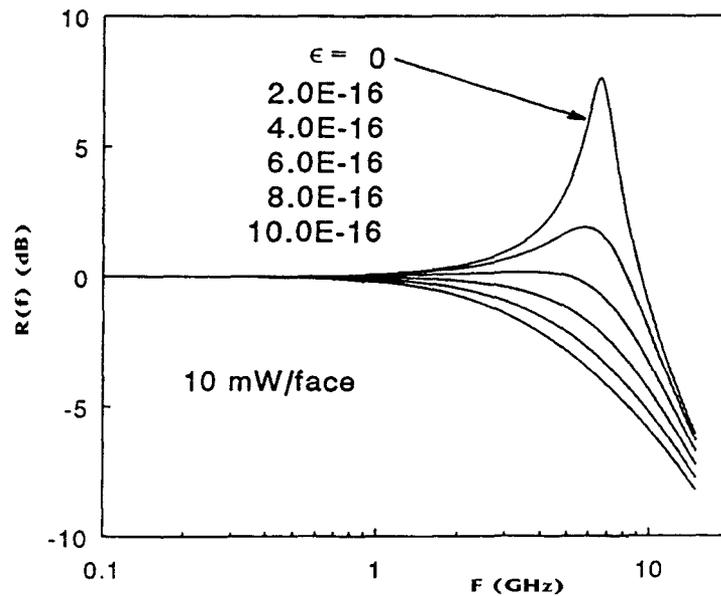


Figure I- 25: amortissement de la réponse en modulation dû au facteur de compression de gain [30]

Les expressions de f_{R1} , f_R et γ sont données par les équations EQ I- 53, EQ I- 35 et EQ I- 36. les deux paramètres, f_{R1} , γ augmentent avec la puissance optique, et par la même, la fréquence de coupure. La bande passante intrinsèque maximale est également définie par l'équation EQ I- 39. Pour l'augmenter, il est possible de diminuer la durée de vie des photons, en réduisant la longueur de la cavité, ou en augmentant la valeur du gain différentiel. Les lasers courts, à puits quantiques permettent ainsi d'obtenir des bandes passantes élevées [31].

En pratique, la bande passante effectivement mesurée est bien plus faible que celle évaluée intrinsèquement. Des éléments parasites dus au circuit d'accès au laser et à sa structure réduisent fortement cette valeur.

La figure I- 26 présente le schéma électrique équivalent d'un laser et de son boîtier.

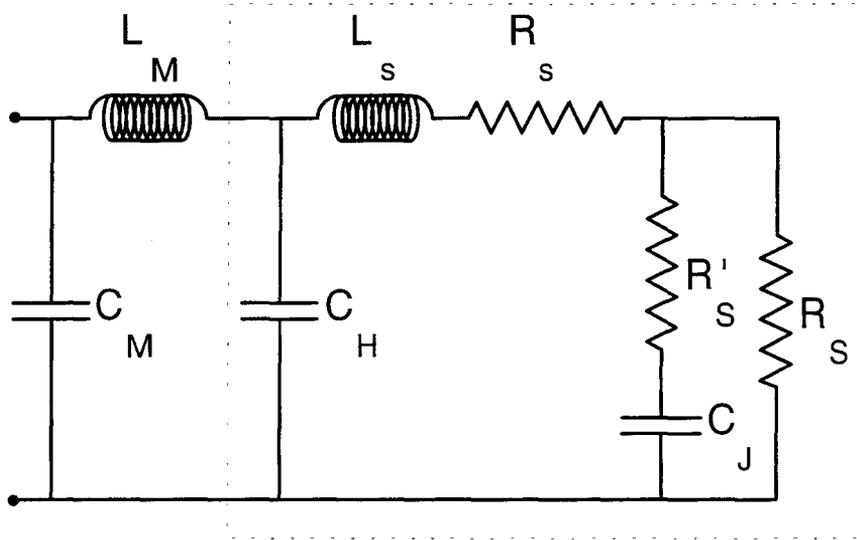


Figure I- 26: schéma électrique équivalent d'une diode laser (puce et boîtier)

Un circuit parasite de type RC, résistance et capacité, se trouve en parallèle avec la puce et sa réponse s'écrit:

$$R(\omega)_{parasite} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_{RC}}\right)^2}}$$

EQ I- 55

où ω_{RC} est la pulsation de coupure donnée par:

$$\omega_{RC} = \frac{1}{RC}$$

EQ I- 56

La réponse totale en modulation du laser est donc le produit de ses deux réponses indépendantes:

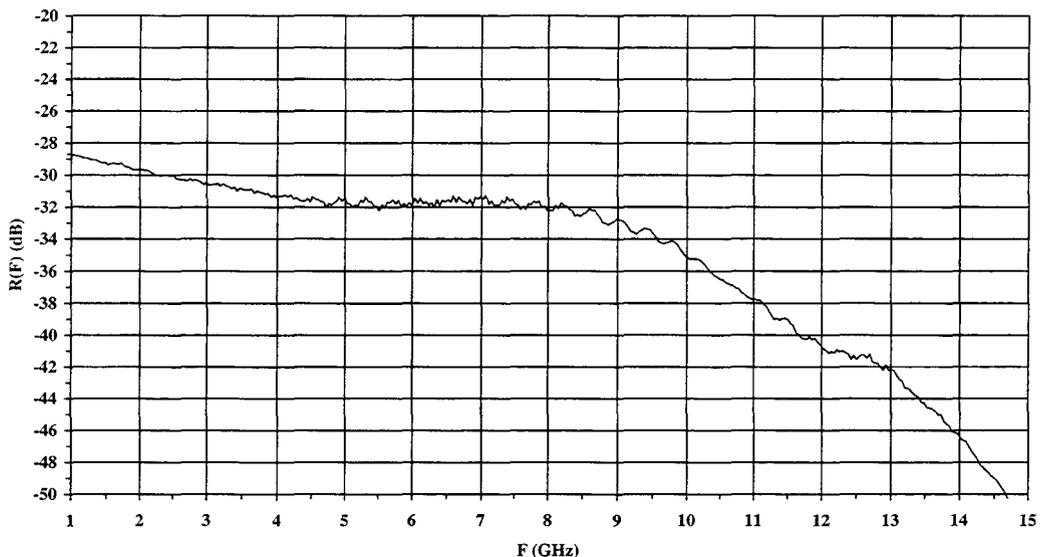
$$R_{totale}(\omega) = \frac{\omega_R^2}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_R^2)^2 + \omega^2 \gamma^2}} \times \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_{RC}}\right)^2}}$$

EQ I- 57

Ainsi, typiquement, une résistance série de 3 ohms et une capacité de 4 pF limitent la bande passante à 13 GHz.

Pour diminuer cet effet, il est nécessaire de réduire la capacité du laser, donc de fabriquer des lasers courts et de minimiser sa résistance série.

Un autre phénomène dû aux éléments parasites de la cavité est le « roll-off ». La réponse en modulation est « creusée », et la bande passante disponible est réduite de ce fait, comme indiquée sur la Figure I-27 C'est une fréquence de coupure basse fréquence, elle se manifeste vers un GHz.



I-27: réponse en modulation d'un laser à structure enterrée, en présence de « roll-off »

Les lasers à structures enterrées y sont très sensibles: la fuite des porteurs à travers l'homojonction latérale entraîne une perte de puissance continue et en hyperfréquence. Les lasers à guidage faible par l'indice (laser à ruban) y sont peu sensibles.

c-2) remarque sur le grand signal

Le calcul précédent de la réponse du laser est un calcul petit signal correspondant à de faibles profondeur de modulation électrique. On peut écrire le courant total appliqué au laser comme:

$$I(t) = I_L + I_c \cos(\omega t)$$

EQ I- 58

où I_L est le courant appliqué au laser I_0 corrigé du courant de seuil I_s

I_c est le courant crête de modulation.

Le taux de modulation m est alors:

$$m = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{I_c}{I_L}$$

EQ I- 59

où I_{\max} et I_{\min} sont respectivement les courant maximum et minimum appliqués au laser.

L'équation EQ I- 58 s'écrit aussi:

$$I(t) = I_L (1 + m \cos(\omega t))$$

EQ I- 60

En supposant que toute la puissance hyperfréquence appliquée au laser lui est injectée, c'est à dire qu'il est adapté sur 50 ohms, la puissance optique modulée se met sous la forme:

$$P(t) = P_0 + P_1(t) \cos(\omega t + \Psi_1(t))$$

EQ I- 61

où P_0 est la puissance optique correspondant à la densité de photons S_0 dans l'état stationnaire pour un courant laser I_0

$P_1(t)$ la puissance optique modulée correspondant à la population de photons modulée $S_1(t)$ calculée en petit signal (EQ I- 50)

Ψ_1 le déphasage introduit par la modulation (EQ I- 50).

L'équation EQ I- 61 n'est valable que dans l'approximation petit signal lorsque $m \ll 1$.

En pratique, on souhaite augmenter m , dans ce cas, la réponse du laser à une excitation sinusoïdale n'est plus sinusoïdale [3-4].

Généralement un calcul numérique est mené pour déterminer la réponse à fort signal.

Cependant en utilisant des équations simplifiées il est possible de déterminer une réponse analytique du laser. La solution analytique permet d'identifier simplement les paramètres susceptibles de modifier la réponse petit signal.

Ainsi, l'émission spontanée dans l'émission laser est négligée, ce qui, à fort signal, peut être justifié si on considère que les fortes valeurs de puissance sont bien évidemment issues de l'émission stimulée et que peu d'émission spontanée y contribue.

Le facteur de compression de gain est également négligé ; cette approximation permet toutefois un bon accord avec les résultats expérimentaux.

Les équations d'évolution s'écrivent alors:

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{I(t)}{eV} - v_g a(N(t) - N_{om})S(t) - \frac{N(t)}{\tau_e}$$

$$\frac{dS(t)}{dt} = \Gamma v_g a(N(t) - N_{om})S(t) - \frac{S(t)}{\tau_p}$$

EQ I- 62

Dans ce calcul, on ne néglige plus les termes du second ordre. En combinant les deux équations, une équation différentielle du second ordre non-linéaire est obtenue. L'astuce consiste à trouver une solution particulière [32] de cette équation après un changement approprié de variable.

La résolution, permet finalement d'obtenir les densités de photons et de porteurs [33-34]:

$$S_1(t) = \frac{S_0}{I_0(x)} e^{x \cos(\omega t + \Psi_1(t))}$$

$$N_1(t) = N_s (1 - x \omega \tau_p \sin(\omega t + \Psi_1(t)))$$

EQ I- 63

où N_0 et S_0 sont les valeurs stationnaires

x et Ψ_1 définis ci-dessous:

$$x = \frac{m}{\sqrt{\left(\frac{\omega^2}{\omega_r^2} - \phi(x)\right)^2 + \omega^2 \tau_p^2 \left(1 + \frac{1}{av_s P_0 \tau_c}\right)^2}}$$

$$\tan \Psi_1 = \frac{\omega \tau_p \left(1 + \frac{1}{av_s P_0 \tau_c}\right)}{\frac{\omega^2}{\omega_r^2} - \phi(x)}$$

EQ I- 64

avec:

$$\phi(x) = \frac{2I_1(x)}{x \times I_0(x)}$$

EQ I- 65

où $I_1(x)$ et $I_0(x)$ sont les fonctions de Bessel modifiées d'ordre zéro et d'ordre un
 x est l'amplitude.

$\phi(x)$ est une fonction décroissante de l'amplitude x :

lorsque x tend vers 0, on retrouve le cas petit signal car $\phi(0)=1$

lorsque x tend vers l'infini, ϕ tend vers zéro

ainsi la fréquence de résonance, apparue dans l'équation EQ I- 64 tend à décroître lorsque l'amplitude augmente. La phase électrique est également affectée et dépend fortement de la valeur de l'amplitude x , donc de la profondeur de modulation, d'après la relation EQ I- 64.

Pour tracer la réponse en modulation grand signal, comme nous l'avons fait en petit signal, il suffit de se placer dans le domaine fréquentiel (en prenant la transformée de Fourier de l'équation EQ I- 63). Elle devient alors:

$$S_1(f) = S_0 \delta(f) + \frac{2I_1(x)}{I_0(x)} (\delta(f + f_{elec}) + \delta(f - f_{elec}) + \dots)$$

EQ I- 66

où f_{elec} est la fréquence de modulation, en utilisant le développement en série de $e^{x \cos(\omega t)}$.

La réponse normalisée s'écrit:

$$R(f) = \left| \frac{S_1(f)}{S_1(0)} \right|$$

EQ I- 67

En fixant une valeur de m , on détermine pour chaque fréquence, la valeur de x lui correspondant et la réponse en fréquence est ainsi reconstituée. La figure I- 27 permet d'observer l'effet de la profondeur de modulation sur la réponse en modulation du laser.

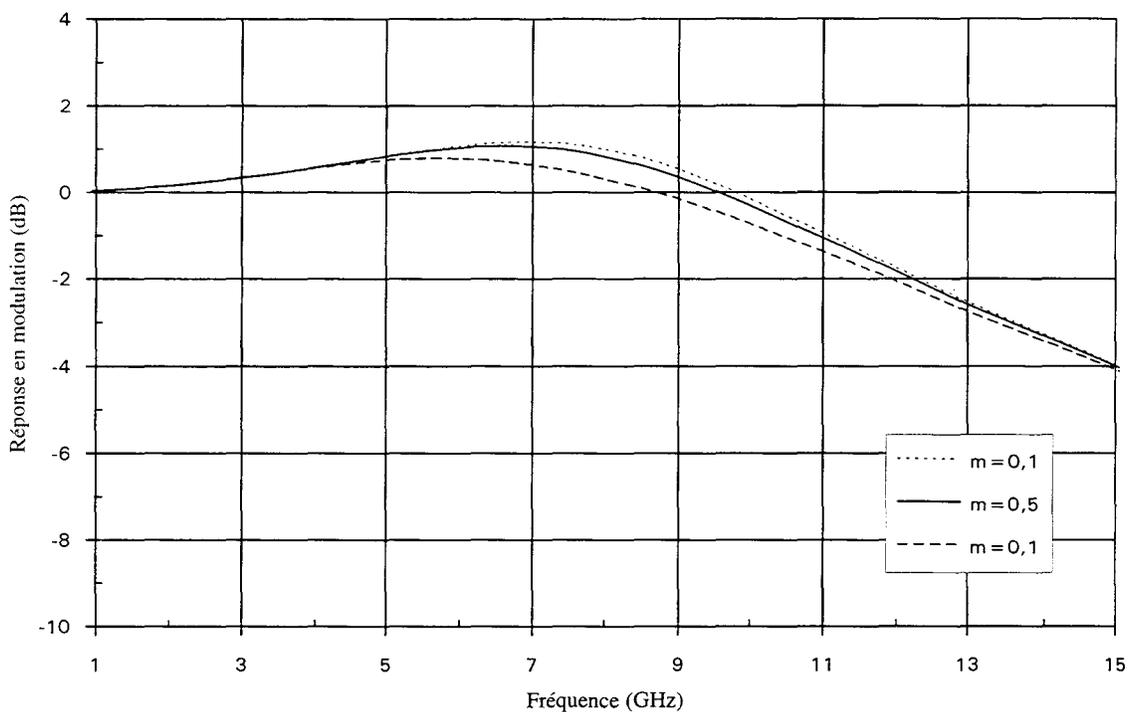


Figure I- 27: évolution de la réponse en modulation du laser avec la profondeur de modulation de $m=0,1$ à $m=1$

Jusqu'à $m=0,5$, la réponse en modulation du laser évolue très peu.

Dans de nombreux cas, l'approximation petit signal suffit à modéliser le comportement dynamique de la diode laser jusqu'à des valeurs de m de l'ordre de 0,5.

d) non-linéarités: distorsions harmoniques et intermodulations

Les calculs précédents nous ont montré que ce composant est non-linéaire. En effet l'interaction des électrons et des photons à l'intérieur de la cavité est à la base de non-linéarités.

Il existe deux types de non-linéarités dans le laser [35]:

*une non linéarité « statique » qui est observée sur la courbe de la puissance optique en fonction du courant de polarisation. La puissance optique augmente d'abord linéairement avec l'injection du courant. Mais pour les fortes valeurs de courant elle sature: le laser ne peut plus fournir la puissance que le courant injecté lui commande. Ceci est lié en premier lieu à des effets thermiques, et à la saturation du gain optique par les effets non linéaires évoqués précédemment (SpaHB, SpeHB).

A de faibles fréquences de modulation (<100 MHz), le laser est encore dans un régime quasi stationnaire et cette non linéarité statique intervient, créant des distorsions harmoniques que l'on peut modéliser en approximant la courbe P(I) par un polynôme.

*une non linéarité « dynamique », mettant à nouveau en évidence l'influence de la fréquence de résonance. L'échange d'énergie entre les électrons et les photons, n'est pas parfait, les « défaillances » existant dans les interactions photon/électron à grande vitesse (haute fréquence) créent des non linéarités, des « défauts » dans la réponse du laser. Ainsi, une information à une fréquence donnée, va être perturbée par des informations « parasites » à des fréquences multiples.

Nous nous intéressons plus particulièrement au deuxième type de non linéarité puisque nous travaillons à haute fréquence.

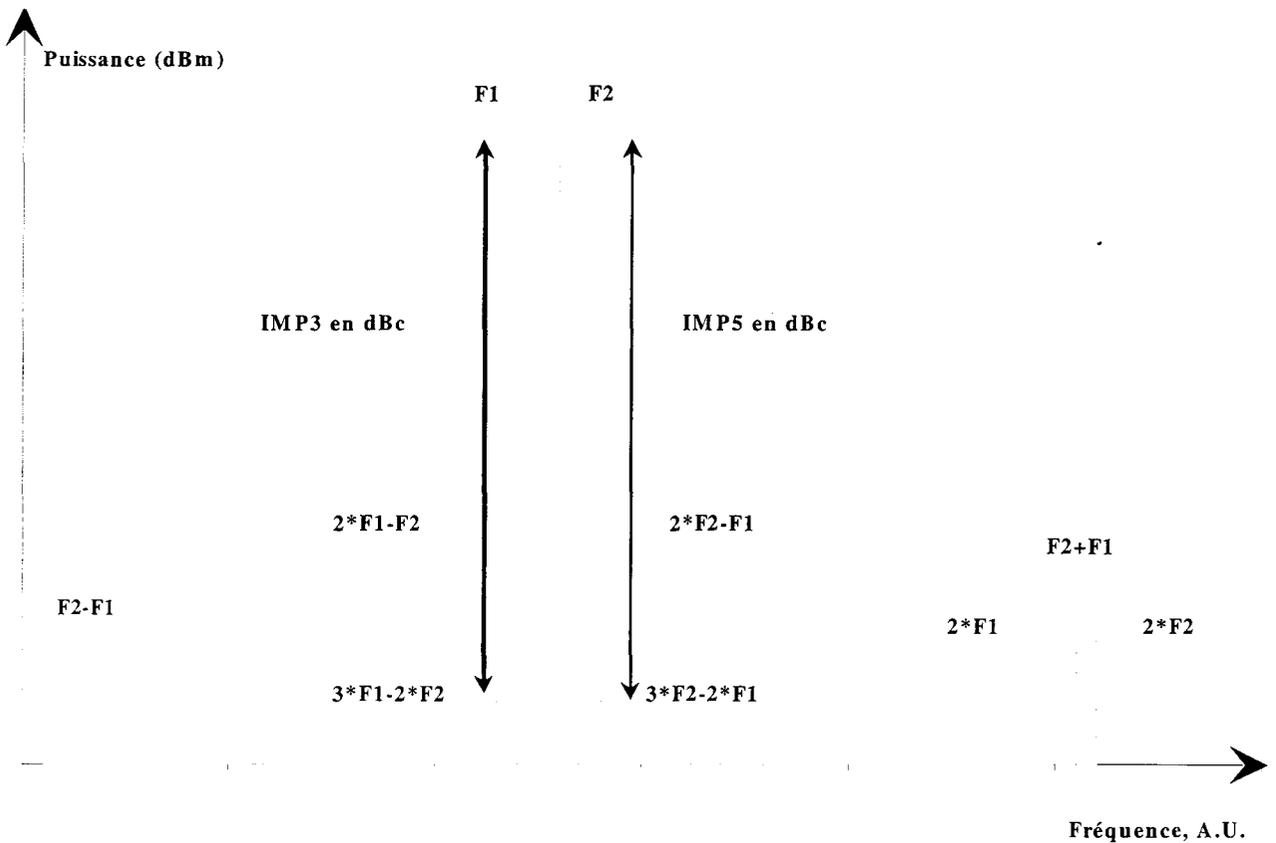


Figure I- 28: non linéarités dynamiques générées dans le laser en présence de deux pulsations de modulation: ω_1 et ω_2

La Figure I- 28 schématise les effets des non-linéarités rencontrées dans la transmission de signaux analogiques:

*des distorsions harmoniques (HD) d'ordre 2, 3, ... (HD2, HD3) génèrent des signaux à $2f, 3f, \dots$ si on module à f .

*si deux courants sinusoïdaux sont injectées simultanément, à deux fréquences de modulation f_1 et f_2 , des produits d'intermodulations à deux tons d'ordre 2, 3, ... apparaissent en $f_1 \pm f_2, 2f_1 \pm f_2$ ou $2f_2 \pm f_1$.

Les plus gênantes sont celles se retrouvant dans la bande d'analyse à la réception, principalement les intermodulations à deux tons d'ordre 3 (IMD3) et d'ordre 5 (IMD5), lorsque les fréquences de modulation sont proches. Nous verrons également au chapitre II, que les intermodulations d'ordre 2 (IMD2) ont une influence très importante lorsque le signal à f bat avec une information à Δf avec $\Delta f \ll f$.

Le calcul des distorsions et intermodulations s'effectue avec les équations d'évolution du laser. Une méthode perturbative est utilisée. On considère en effet que les termes qui ont une

dépendance en fréquence, d'ordre supérieur à la fréquence f ou pulsation ω initiale, viennent perturber la réponse en ω .

On résout donc d'abord les équations d'évolution en supposant que les harmoniques sont négligeables devant le fondamental, puis on inclut le fondamental dans les termes non linéaire, pour calculer l'harmonique d'ordre 2, en supposant que les harmoniques d'ordre supérieur sont négligeables. Pour l'harmonique d'ordre 3, on procède de même en introduisant dans les termes non linéaires, le fondamental et l'ordre 2 calculés précédemment. Et ainsi de suite...

Pour le calcul des intermodulations à deux tons, il en va de même: le fondamental aux fréquences f_1 et f_2 est calculé, ce qui nous permet de calculer les IMD2. Pour les IMD3, il faut rajouter le calcul des distorsions à $2 f_1$ et $2 f_2$.

La démarche est assez simple, le calcul plus laborieux, nous ne le détaillerons pas ici mais donnerons les fonctions de transfert de chaque phénomène [36-37-38-39-40].

On obtient ainsi les fonctions:

$$HD2 = \frac{S_{2f}}{S_f} = \frac{f^2}{D(2f)} \times m$$

$$D(f) = \sqrt{(f^2 - f_R^2)^2 + \frac{\gamma^2}{4\pi^2} f^2}$$

EQ I- 68

pour la distorsion harmonique d'ordre 2 et

$$HD3 = \frac{S_{3f}}{S_f} = \frac{3}{2} \frac{\sqrt{(f^4 + \frac{f^2}{2} * f_R^2)^2 + (\frac{\gamma f^3}{2\pi})^2}}{D(2f)D(3f)} \times m^2$$

EQ I- 69

pour la distorsion harmonique d'ordre 3.

où m est la profondeur de modulation à la fréquence f .

Pour les produits d'intermodulation, certaines hypothèses sont nécessaires pour simplifier les fonctions de transfert: notamment que la réponse du laser est la même pour les deux fréquences f_1 et f_2 , ce qui est légitime si les fréquences sont proches.

On obtient alors les expressions suivantes pour l'IMD2:

$$IMD2 = \frac{S_f}{S_{f1}} = \frac{1}{2} \frac{f^2}{D(f)} \times m_2$$

EQ I- 70

avec $f = f_1 - f_2$ ou $f_1 + f_2$.

et m_2 la profondeur de modulation en f_2 définie par:

$$m_2 = \frac{Sf_2}{S}$$

EQ I- 71

D'autre part, pour l'IMD3, on suppose que les fréquences f_1 et f_2 sont très proches:

$$2f_1 - f_2 \cong f$$

EQ I- 72

on obtient:

$$IMD3 = \frac{Sf_{1,2}}{Sf1} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{(f^4 - \frac{f^2}{2} \times f_r^2)^2 + (\frac{\gamma f^3}{2\pi})^2}{D(2f)D(f)}} \times m_1 m_2$$

EQ I- 73

avec $f = 2f_1 - f_2$

m_1 et m_2 les profondeurs de modulation respectives à f_1 et f_2 .

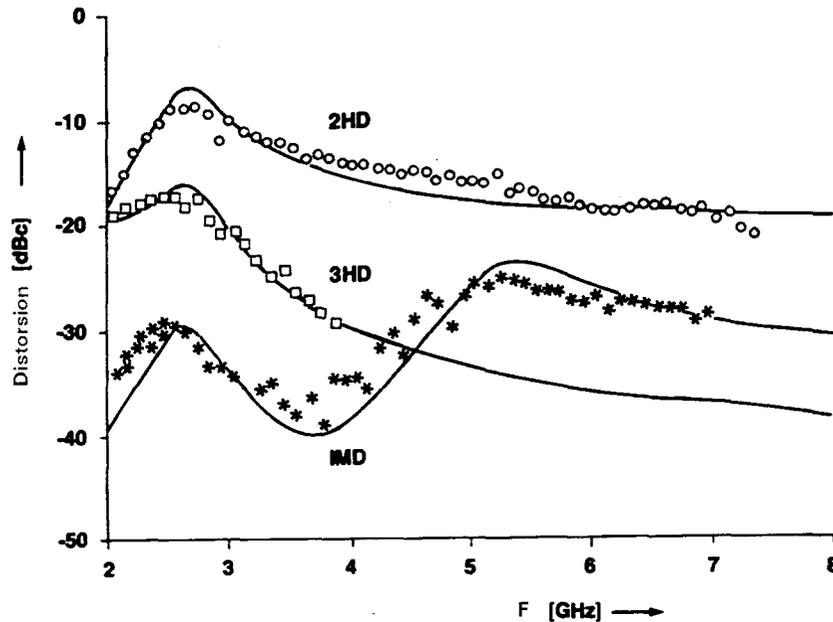


Figure I- 29: distorsion harmonique d'ordre 2 et 3, et intermodulation d'ordre 3, en fonction de la fréquence de modulation. La résonance du laser est de 5,3 GHz [5]

Les variations de ces non-linéarités peuvent être présentées en fonction de la fréquence (figure I-29), à taux de modulation ou puissance hyperfréquence, constant ; on peut également choisir une représentation à fréquence constante, en fonction de la puissance hyperfréquence de modulation. Chaque représentation présente un intérêt. En effet la représentation en fréquence permet d'identifier les fréquences de modulation idéales pour limiter les non-linéarités et la représentation en puissance nous informe de l'influence de la puissance et donne accès à des paramètres plus « systèmes ».

Les distorsions harmoniques sont maximales pour une fréquence égale à la moitié de la fréquence de résonance.

Les HD2 varient avec la puissance électrique au carré, et au cube pour les HD3.

Les intermodulations d'ordre 3 sont maximum à f_R et $f_R/2$, ceux d'ordre 2 à $f_R/2$.

Les IMD3 et les IMD2 varient respectivement avec la puissance hyperfréquence au cube et au carré.

Ces termes varient avec le courant de polarisation constant injecté au laser. Du fait de la diminution de l'indice de modulation, lorsque le courant de d'alimentation du laser augmente, à puissance hyperfréquence de modulation constante, les IMD diminuent.

Nous l'avons déjà souligné, les IMD3 sont bien souvent les plus gênantes dans les transmissions hyperfréquences car elles se situent dans la bande d'analyse et limitent les performances de la liaison, notamment en terme de dynamique de protection contre les intermodulations.

1-1-5 conclusion - remarque sur le bruit en présence d'une modulation

Nous avons évoqué de manière assez exhaustive tous les paramètres intervenants dans la transmission par fibre optique, de la puissance optique continue émise en passant par le bruit du laser, sa bande passante de modulation et les non-linéarités générées. Les calculs présentés permettent une bonne représentation des phénomènes physiques mis en jeu.

Cependant nous n'avons pas encore évoqué ce qui fera l'objet du chapitre II: la qualité du signal hyperfréquence après transmission par voie optique. Le signal hyperfréquence utilisé pour moduler le laser possède un certain nombre de caractéristiques qu'il convient de ne pas dégrader par un passage en optique. Après photodétection, nous souhaitons retrouver des caractéristiques semblables à celles initialement établies.

Le bruit, et le rapport signal sur bruit correspondant, sont certainement les paramètres susceptibles d'être le plus modifié par l'optique.

De plus, c'est principalement le rapport signal sur bruit à des fréquences très proches de la fréquence de modulation qui présente un intérêt: au pied de la porteuse. Il est appelé « pureté spectrale » et sera défini en détail au chapitre II.

C'est la base de toute cette étude: comprendre pourquoi le rapport signal sur bruit au pied de la porteuse incidente pourrait être modifié par le transport optique, le mesurer et le modéliser.

Le bruit ramené par la liaison optique est connu, nous avons calculé le spectre de RIN haute et basse fréquence. La puissance de bruit ramené par la liaison optique s'en suit et permet d'évaluer le rapport signal sur bruit. L'étude est assez simple!

Mais c'est un bruit mesuré et calculé sans modulation hyperfréquence. Que se passe-t-il en présence d'une modulation? Le bruit basse fréquence pourrait-il être « transporté » autour de la porteuse?

Les non-linéarités du laser laissent entrevoir un comportement imparfait du laser avec une excitation hyperfréquence et probablement donc une modification du bruit. Le plancher de bruit avec et sans porteuse serait différent. Les différents calculs mis en oeuvre jusqu'à présent nous ont donné toutes les bases nécessaires pour poursuivre cette étude, nous calculerons donc le bruit « modifié », permettant de déterminer si la pureté spectrale se voit dégradée par l'optique ou non.

1-2 La détection

L'énergie lumineuse par les photons doit être détectée en sortie de ligne optique, afin de retranscrire en électrique, l'information qui a été inscrite, côté source, sur la puissance lumineuse.

C'est le rôle du photodétecteur.

Nous rappelons brièvement le principe de la photodétection, puis nous énonçons différents types de photodiode et de procédés de détection avant de détailler un peu les propriétés de la photodiode de type PIN.

1-2-1 principe de détection de la lumière

Le phénomène mis en jeu pour détecter le flux de photons arrivant sur le détecteur est réciproque à celui évoqué pour les lasers. Le détecteur est en effet constitué de matériaux semi-conducteurs, dans lesquels l'absorption des photons a lieu, libérant une paire électrons - trous, libres, générant le photocourant.

Le matériau est choisi pour correspondre à la longueur d'onde incidente. l'énergie du photon doit en effet satisfaire à la condition:

$$h\nu \geq E_c - E_v = E_g \text{ soit } \lambda \leq \frac{1,24}{E_g}$$

EQ I- 74

où E_g est la bande interdite du matériau.

Le tableau ci-dessous rappelle les valeurs de bande interdites et de longueurs d'onde utiles de quelques matériaux usuels:

Matériau	Si	Ge	GaAs	$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$	$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$
E_g (eV)	1,1	0,72	1,43	1,43-0,36	1,35-0,36
λ (μm)	1,1	1,7	0,87	0,87-3,44	0,92-3,44

Pour la détection des longueurs d'onde 1,3 et 1,5 μm , les matériaux à base d'InGaAsP sont donc utilisés.

Une jonction PN ou plus particulièrement une jonction PIN constitue la structure de base: la zone désertée est artificiellement étendue par l'insertion d'un matériau non dopé (i pour intrinsèque) permettant d'agrandir la zone absorbante pour garantir un rendement optimal. Cette zone intrinsèque est à la fois la zone d'absorption, la zone désertée et la zone d'entraînement des porteurs sous l'effet d'un champ électrique.

Les porteurs créés par l'absorption de photons sont collectés aux bornes de la jonction polarisée en inverse.

Le rendement quantique η_{PIN} , du détecteur est une caractéristique importante: il mesure le nombre de paires électrons - trous créés au nombre de photons incidents. Le photocourant I_{ph} s'obtient à partir d'un flux de photons ϕ_p :

$$I_{ph} = q\eta\phi_p$$

EQ I- 75

où q est la charge élémentaire.

La sensibilité, en Ampères par Watt, caractérise le rendement global de conversion de la puissance lumineuse en courant électrique. Elle s'écrit:

$$\eta = \frac{q\eta_{PIN}}{h\nu}$$

EQ I- 76

Elle est d'autant plus élevée que η_{PIN} est grand, et donc que la proportion de flux absorbé dans la zone active est importante. Cependant si on augmente trop la largeur de la zone absorbante, on contraint les porteurs à parcourir un plus long chemin avant d'être collecté: le temps de transit augmente, limitant la vitesse du détecteur. Mais la capacité de la jonction, liée à la largeur de la zone active augmente si la largeur de la zone active est trop faible. Il y a donc un compromis entre ces deux effets qui réduisent la vitesse et aussi avec la sensibilité.

De nombreuses structures existent, permettant d'obtenir des bandes passantes de 20 GHz avec des sensibilités proches de 1A/W [41].

Pour augmenter la bande passante sans se pénaliser trop sur la sensibilité, les structures guides ont été développées [42]. La structure du photodétecteur est celle d'un guide optique, capable de confiner la lumière par la différence d'indice des différentes couches et dont le coeur absorbe le rayonnement optique au fur et à mesure de sa propagation. La collecte des porteurs se fait perpendiculairement à l'axe du guide. Les contraintes géométriques sont donc séparées: la longueur du composant permet d'obtenir une bonne sensibilité, son épaisseur de limiter le temps de transit.

Des bandes passantes supérieures à 60 GHz sont ainsi obtenues avec plus de 0,6A/W de sensibilité pour ces détecteurs que l'on appelle aussi « photodiode à éclairage par la tranche » [43].

Nous utiliserons dans cette étude des photodiodes de type PIN, en détection directe, à éclairage par la surface.

1-3-2) propriétés de la photodiode PIN

Les caractéristiques essentielles à prendre en compte au niveau de la photodiode sont la valeur du photocourant créée, la bande passante maximale, le bruit en sortie et la linéarité.

a) le photocourant

Le photocourant détecté I_{ph} , s'exprime en fonction de la puissance optique P_{opt} incidente:

$$I_{ph} = \eta \times P_{opt}$$

EQ I- 77

où η est la sensibilité en A/W.

La valeur réelle de η est à corriger des pertes au couplage obtenues lorsque la photodiode est « fibrée ». Des rendements de plus de 80% sont obtenus avec les structures à éclairage par la surface. Le couplage pour les photodiodes à éclairage par la tranche est plus délicat et le pourcentage de couplage est typiquement de 50%.

b) la bande passante - pertes dynamiques

La bande passante maximale d'une photodiode est importante pour connaître sa capacité à recevoir des informations circulant de plus en plus vite.

Les compromis sont délicats pour obtenir des bande passantes élevées. Cependant les progrès technologiques permettent d'atteindre la bande Ku pour celle à éclairage par la surface et sans difficultés la bande millimétrique pour celles à éclairage par la tranche.

La photodiode contribue bien sur aux pertes de la liaison par l'intermédiaire de sa sensibilité globale mais aussi par sa forte désadaptation d'impédance. Elle peut en effet être comparé à un générateur de courant possédant par là même une très forte impédance bien loin des 50 ohms usuels. Des circuits d'adaptation sont donc nécessaires si l'on souhaite réduire sa participation aux pertes de la liaison.

c) le bruit

La photogénération de porteurs n'est pas un phénomène sans bruit; un bruit inhérent à cette photodétection est associé: le bruit de grenaille ou bruit photonique ou encore « shot noise » en anglais.

En effet, le courant est « en moyenne » proportionnel à la puissance optique détectée mais c'est en fait une variable aléatoire caractérisée par sa valeur moyenne, sa valeur quadratique moyenne.

Il est la somme de courants de déplacements des porteurs créés individuellement à des instants variables. Le processus est Poissonien [44-45] et la densité spectrale des fluctuations de courant s'écrit, pour une bande de fréquence B_f :

$$\langle \Delta i_{gr}^2 \rangle = 2eI_{ph} \times B_f$$

EQ I- 78

où I_{ph} est le photocourant moyen détecté.

C'est un spectre de bruit blanc, toujours présent, d'autant plus grand que le photocourant est fort.

La deuxième source de bruit à la détection est le bruit thermique, qui est un bruit blanc, dû à l'agitation des porteurs. La densité spectrale de courant de bruit thermique est donnée par la relation:

$$\langle \Delta i_{in}^2 \rangle = \frac{kT}{R} B_f$$

EQ I- 79

où R est un élément dissipateur.

k la constante de Boltzman

T la température en degrés Kelvin.

La dernière source de bruit provient bien sur de la détection des fluctuations de photons du laser: le bruit du laser.

La densité spectrale des fluctuations de photons $\langle \Delta s^2(f) \rangle$ donne naissance à une densité spectrale de fluctuations de courant $\langle \Delta i^2(f) \rangle$, en tenant compte de la sensibilité η :

$$\langle \Delta i_{RIN}^2 (f) \rangle = \langle \Delta i^2 (f) \rangle \times B_f$$

EQ I- 80

Or le bruit du laser est souvent qualifié par son RIN, défini précédemment comme:

$$RIN(f) = \frac{\langle \Delta s^2(f) \rangle}{\langle S_0 \rangle^2} = \frac{\langle \Delta i^2(f) \rangle}{\langle I_{ph} \rangle^2}$$

EQ I- 81

où S_0 est proportionnel à la puissance optique moyenne

Finalement la densité spectrale des fluctuations de courant du au RIN s'écrit:

$$\langle \Delta i_{RIN}^2 \rangle = RIN(f) \times I_{ph}^2 \times B_f$$

EQ I- 82

où I_{ph} est le photocourant moyen correspondant à S_0 .

La fluctuation totale du courant en sortie de photodiode s'écrit finalement dans une bande B:

$$\langle \Delta i^2(f) \rangle = (2eI_{ph} + \frac{kT}{R} + RIN(f) \times I_{ph}^2) \times B_f$$

EQ I- 83

Dans le cas où la détection se fait sur une charge R (typiquement 50 ohms) , la puissance électrique totale de bruit est donnée par la relation:

$$P_{br_to} = R * (2eI_{ph} + \frac{kT}{R} + RIN(f) * I_{ph}^2) B_f$$

EQ I- 84

La part de chacun des bruits dépend bien sur de la valeur du photocourant. Lorsque celui-ci est élevé, un RIN très faible est préférable puisque la dépendance est quadratique. La Figure I-30 représente la puissance de bruit totale en fonction du photocourant et indique quel bruit est dominant à RIN donnée en fonction de I_{ph} .

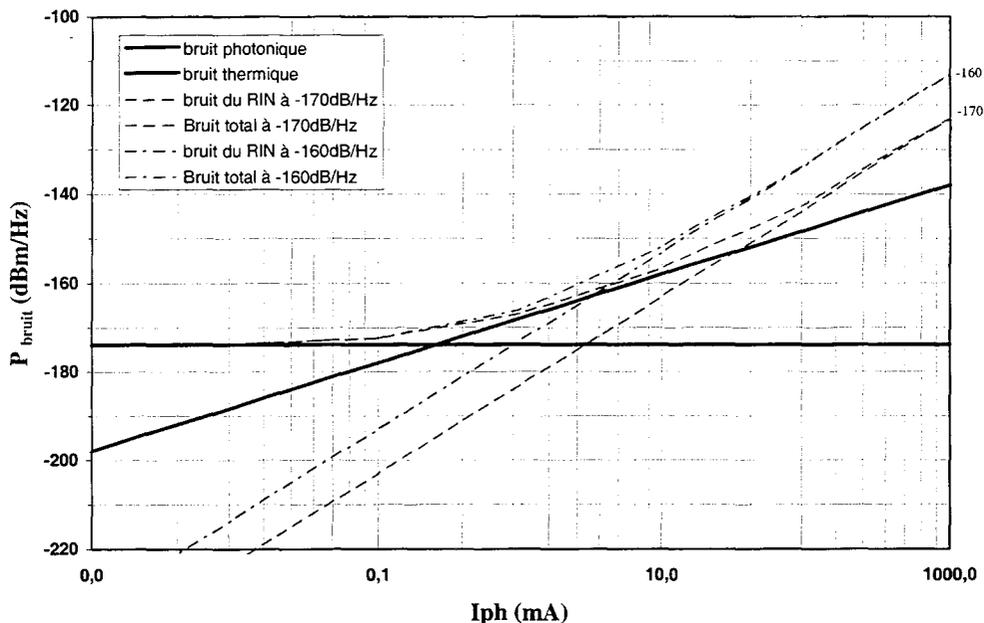


Figure I- 30: puissances de bruit totale, de grenaille, thermique en fonction du photocourant.

Remarque :

Le photocourant est une quantité proportionnelle à la puissance optique. Or une puissance électrique est proportionnelle au courant électrique élevé au carré. Un rapport signal à bruit

électrique est en fait un rapport de photocourants élevés au carré, soit un rapport de puissance optique de signal et de bruit au carré.

d) la linéarité

Que ce soient pour la modulation directe ou la modulation externe, nous avons évoqué plus ou moins longuement les non-linéarités existants dans les composants actifs. La photodiode en est un, il est légitime de penser qu'elle possède elle aussi des non-linéarités.

Du point de vue statique, pour la photodiode aussi, on peut tracer une courbe photocourant détecté en fonction de la puissance optique incidente. Cette courbe est très linéaire dans la mesure où la puissance optique n'excède pas une valeur critique: c'est la puissance optique maximale autorisée en détection. Au delà, le composant est non linéaire. Cependant il est difficile de se hasarder dans cette zone car bien souvent, la photodiode est détruite électriquement. Les valeurs typiques pour les PIN utilisées au LCR sont de l'ordre de 10mW optique ce qui permet de travailler sans utiliser fréquemment d'atténuation optique.

Le passage entre les deux zones n'est bien sur, pas abrupt, et certains défauts de linéarité existent. Cependant il a été montré [46-47-48] que les distorsions et intermodulations créées, en dynamique, par la photodiode restaient toujours très inférieures à celles des sources utilisées. De plus elles ne sont détectables qu'à fortes puissances.

Dans un fonctionnement « raisonnable » de nos composants elles seront donc sans effet.

Il est également constaté expérimentalement, à fortes puissances, et dans la partie haute de sa bande passante, que la réponse fréquentielle est modifiée: les pertes augmentent et la fréquence de coupure est diminuée. Cependant, en augmentant la tension inverse de polarisation, les résultats initiaux sont récupérés.

Pour nos applications il est donc satisfaisant de constater que la photodiode ne posera pas de problèmes particulier.

1-3 La liaison optique complète

Certaines caractéristiques de la liaison optique, constituée d'un laser modulée directement en amplitude, d'une fibre optique et d'une photodiode sont à prendre en compte.

La réponse en modulation de la liaison dépend de la bande passante du laser et de la photodiode. En pratique, le composant qui limite la bande passante est la diode laser car les photodiodes utilisées ont des bandes passantes supérieures de plusieurs GHz. Par exemple avec les composants étudiés dans cette étude, les lasers couvrent la bande X alors que les photodiodes sont en bande Ku.

Les pertes électriques de la liaison sont généralement élevées (de 25 à 30 dB) pour les lignes actuelles simples constituées d'une source, d'une longueur de fibre raisonnable et d'une photodiode. Elles sont attribuées:

au circuit d'interface des composants d'extrémités,

aux taux de conversion électrique/optique du laser (0,2W/A) puis optique/électrique de la photodiode (0,5 à 1 A/W),

au rendement de couplage de la puissance optique dans la fibre (30 à 50 %) et inversement coté photodiode (95 %).

L'adaptation d'impédance est le paramètre sur lequel on peut travailler pour diminuer les pertes de la liaison. En effet, en hyperfréquence l'impédance de travail est 50 ohms. Or la puce laser a une résistance série de quelques ohms, et celle de la photodiode, considérée comme un générateur de courant, est très grande. Des circuits d'adaptation, actif ou passif, pour se ramener à une impédance de 50 ohms de part et d'autre de la chaîne permettent de réduire les pertes. La difficulté réside dans la réalisation de telles adaptations en large bande (plusieurs GHz).

Les pertes peuvent ainsi être ramenées à 0 dB [49] voire à un gain.

Une technique, pour réduire les pertes dynamiques, en plein essor actuellement, est l'intégration monolithique d'amplificateurs hyperfréquence. Ils sont placés avant le laser pour pré-amplifier le signal et assurent une adaptation d'impédance large bande [50].

Nous avons brièvement rappelé les processus de distorsions et d'intermodulation générés dans la diode laser.

Un paramètre caractéristique de la linéarité de la liaison globale est défini : la dynamique de la liaison.

Ce terme de dynamique est fréquemment employé dès qu'il s'agit d'envisager l'introduction des liaisons optiques dans des systèmes, il convient de mieux le définir ici [51-52].

*A une fréquence donnée f , et un courant de polarisation fixé, on peut tracer l'évolution de la puissance hyperfréquence de sortie P_o , mesurée à f , en fonction de celle incidente P_i . C'est le fondamental, correspondant à une droite de pente 1. Par suite des non-linéarités, cette puissance du fondamental sature en fonction de la puissance incidente comme indiqué sur la Figure I- 31.

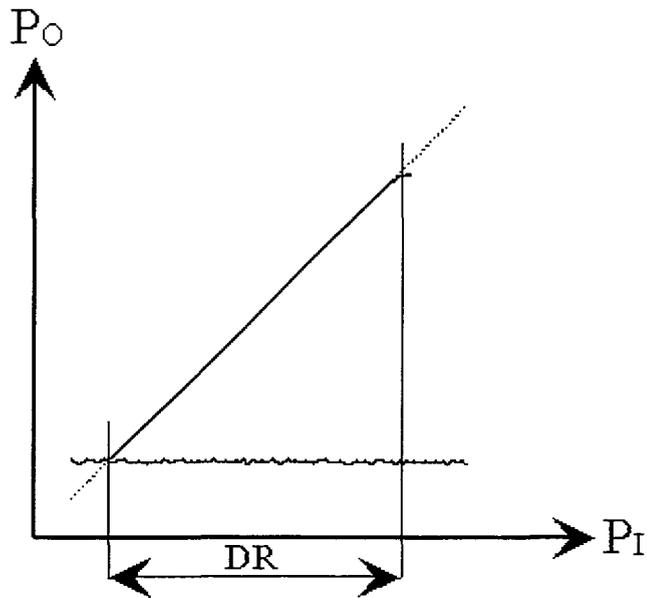


Figure I- 31: définition de la dynamique

On définit alors le point de compression en entrée comme la puissance pour laquelle la réponse du laser a perdu 1dB par rapport à une réponse parfaitement linéaire.

La dynamique est dans ce cas définie comme le rapport entre la puissance de sortie à la compression et le plancher de bruit.

*Lorsque le laser est modulé avec deux fréquences, la puissance électrique des intermodulations d'ordre 3, ou 5 (pour les dispositifs dont Figure I- 32).

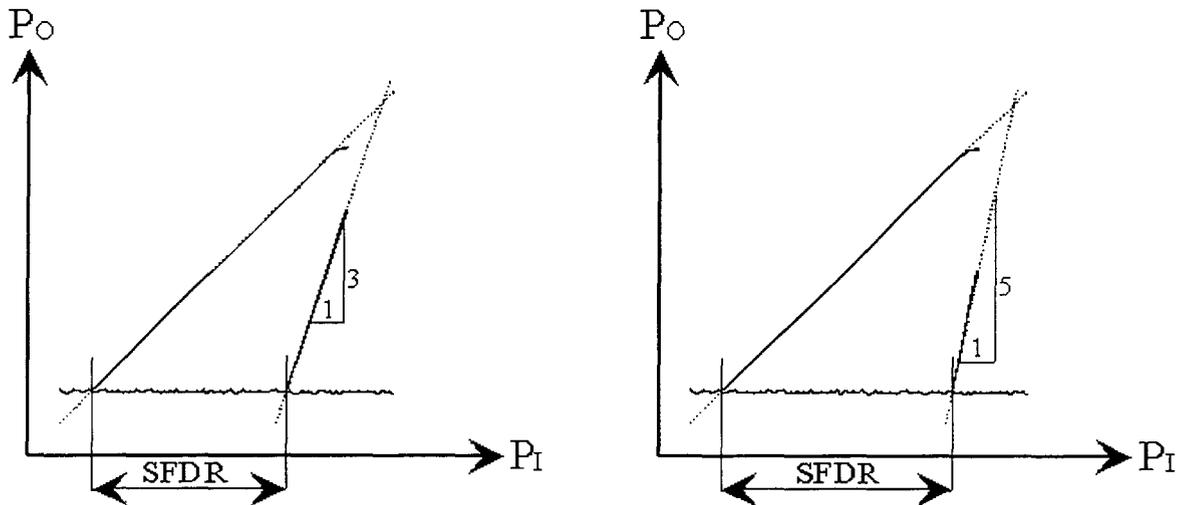


Figure I- 32: définition de la dynamique SFDR d'ordre 3 et 5

La pente de la droite est théoriquement de 3 (ou 5). La dynamique de protection contre les intermodulations (en anglais SFDR pour Spurious Free Dynamic Range) est définie comme le rapport entre la puissance à laquelle les intermodulations « sortent » du plancher de bruit et ce même plancher de bruit (cf Figure I- 32).

Le point d'interception d'ordre 3 en entrée ou en sortie est défini par l'intersection des deux droites.

Ces notions appellent plusieurs commentaires:

*il s'agit de grandeurs « systèmes », utilisées pour permettre de situer la liaison optique par rapport aux autres composants hyperfréquences (amplificateur par exemple). Les radaristes sont très soucieux de la valeur de ces paramètres et notamment la dynamique-SFDR.

En pratique, pour un laser à semi-conducteurs, les intermodulations à deux tons sont limitées à l'ordre 3, dans d'autres systèmes optiques (comme le modulateur externe), les ordres supérieurs peuvent apparaître.

*La SFDR varie avec le courant de polarisation du laser et la fréquence, avec des variations analogues aux variations des intermodulations d'ordre 3.

*La théorie prévoit des droites de pente 3 pour l'IMD3, ce qui correspond également au comportement d'autres dispositifs hyperfréquences. La base de la détermination de la SFDR est bien sur la valeur de cette pente égale à trois.

Dans certains cas, la pente mesurée est différente de la pente théorique de 3. Un calcul plus précis permettrait certainement de donner une explication physique à ces manifestations expérimentales avec notamment le calcul à fort signal des non-linéarités dans la diode laser. Ceci est largement justifié puisque les niveaux de puissance appliqués au laser mènent à des profondeurs de modulation largement supérieures à 50%. La méthode perturbative qui considère que les non-linéarités du laser ne sont que de petites modification autour du fondamental n'est plus alors justifiée. Le calcul s'avère alors plus complexe et aucune solution analytique n'apparaît exister. La résolution numérique s'impose [53-54]) ; mais ceci ne sera pas l'objet de cette étude.

La Figure I- 33 est un exemple de résultat expérimental des produits d'intermodulation autour de 9GHz.

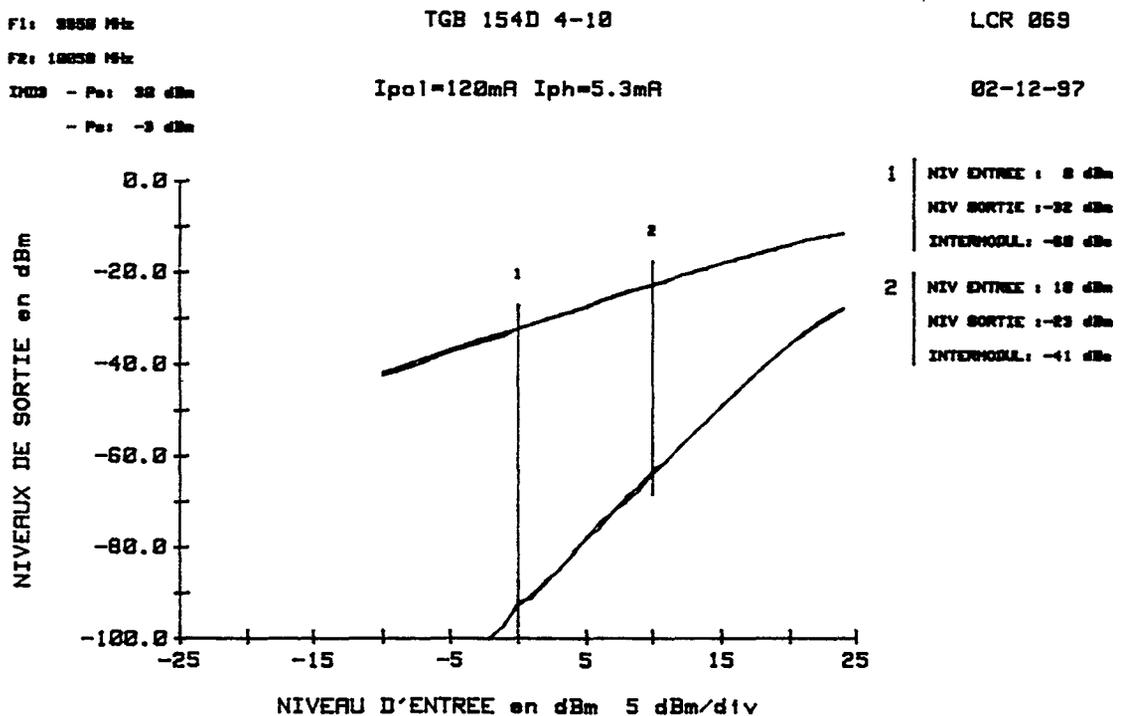


Figure I- 33: exemple de mesure des puissances de signal et d'intermodulations à deux tons. La valeur du point d'interception d'ordre 3 est calculée.

Le dernier paramètre de la liaison optique à considérer est la pureté spectrale qui fera l'objet du chapitre II.

2- DESCRIPTION DES BANCS DE MESURES « CLASSIQUES » :

2-1 Caractérisation de la source laser

2-1-1 caractérisation statique: P(I) et V(I)

La mesure de la puissance optique émise, P , en fonction du courant d'alimentation continu, I , ainsi que la tension aux bornes, V , sont les toutes premières caractéristiques à effectuer pour connaître un laser.

En effet, cela permet, entre autre, de valider rapidement, le bon comportement d'une puce, optiquement, avec la mesure de puissance optique et, électriquement, avec la tension aux bornes.

De ces deux courbes plusieurs informations sont obtenues et notamment le courant de seuil et le rendement quantique externe sur la courbe $P(I)$ et la résistance série de la diode sur le $V(I)$.

La figure I- 34 est une exemple d'une telle mesure.

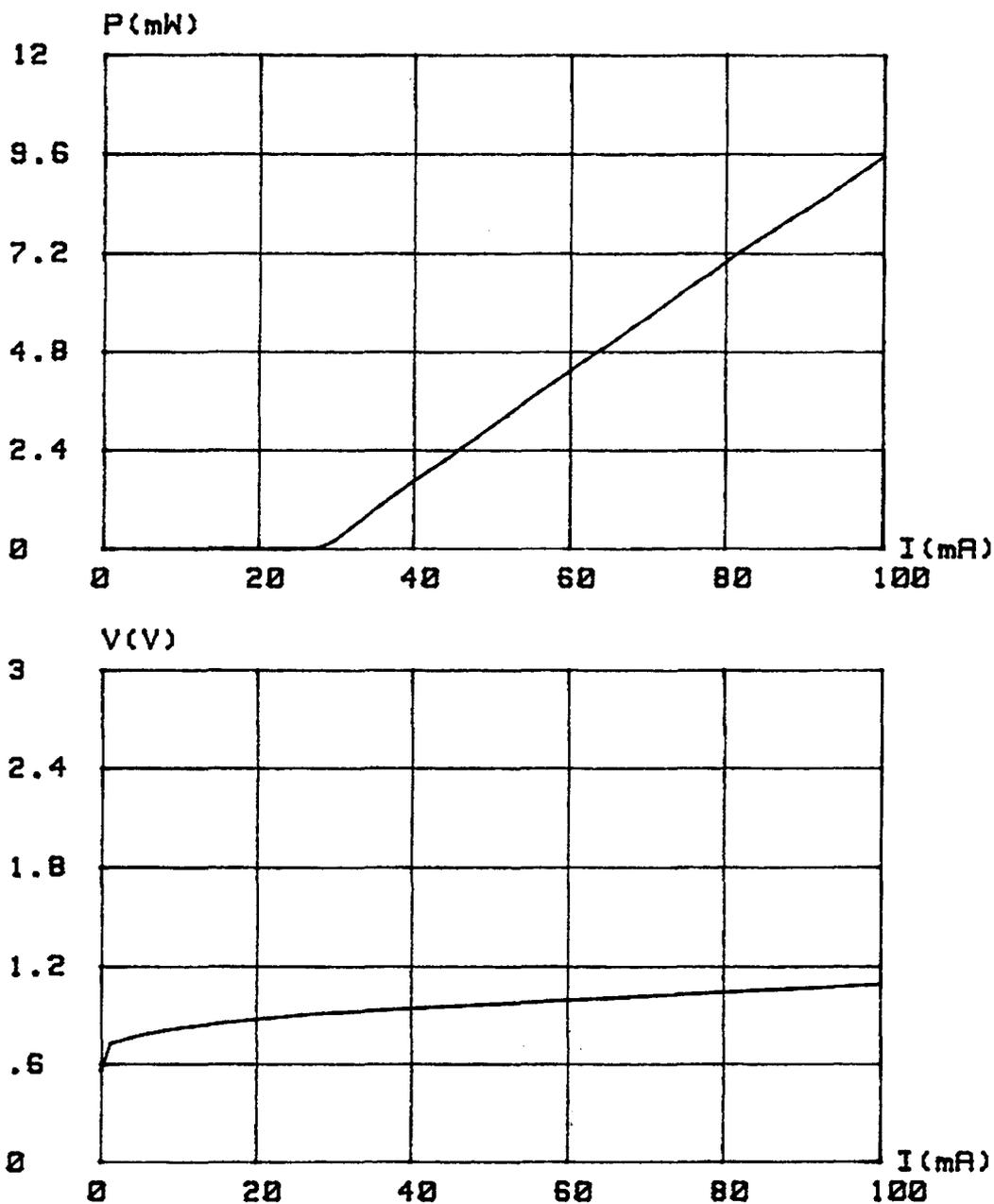


Figure I- 34: exemple de mesure de $P(I)$, $V(I)$ automatisé

Le banc de mesure de $P(I)$ - $V(I)$ est automatisé et contrôlé par ordinateur.

Le principe de la mesure est le suivant:

une rampe de courant est appliquée au laser, la puissance optique issue de la puce est mesurée avec un wattmètre optique et la tension aux bornes avec un multimètre. Tous les appareils sont

commandés par bus IEEE. Nous utilisons un wattmètre optique HP, un multimètre HP, une alimentation de courant stabilisée ILX.

La mesure de la puissance optique, à un courant du laser donné, est faite:

-soit directement en sortie de puce, en approchant la tête du wattmètre le plus près possible de la source, de manière à englober tout le faisceau lumineux divergeant du laser. On obtient ainsi la puissance réellement émise en sortie de laser, nous l'appellerons P_{vraie} .

-soit en sortie d'un système de couplage (cela peut-être une lentille, une fibre optique...) placé devant la tête du wattmètre optique. On obtient alors une puissance $P_{\text{mesurée}}$, caractéristique de l'ensemble {laser + système de couplage}.

Les pertes au couplage sont:

$$\alpha_{\text{pertes}} = 10 \times \log_{10} \left(\frac{P_{\text{mesurée}}}{P_{\text{vraie}}} \right)$$

EQ I- 85

Remarque sur les pertes:

l'évaluation des pertes au couplage est très importante dans cette étude, notamment pour les mesures à basse température, pour lesquelles on souhaite avoir une idée de la puissance émise par le laser en refroidissant. Dans ce cas là, nous le verrons au chapitre III, les pertes sont évaluées, à température ambiante, pour laquelle nous avons accès, à la fois, à la puissance issue directement de la puce et à celle issue de l'ensemble {puce + système de couplage}. On calcule alors α_{pertes} , que l'on considère quasiment constante lorsque T diminue. On peut donc déduire P_{vraie} pour chaque température à partir de la puissance mesurée hors du cryostat.

Le programme de mesure de P(I)-V(I) prend en compte les pertes α_{pertes} et permet de tracer directement P_{vraie} sur un traceur. Les données sont également disponibles sous forme de fichier.

Le schéma synoptique du banc de mesure est représenté à la figure I- 35.

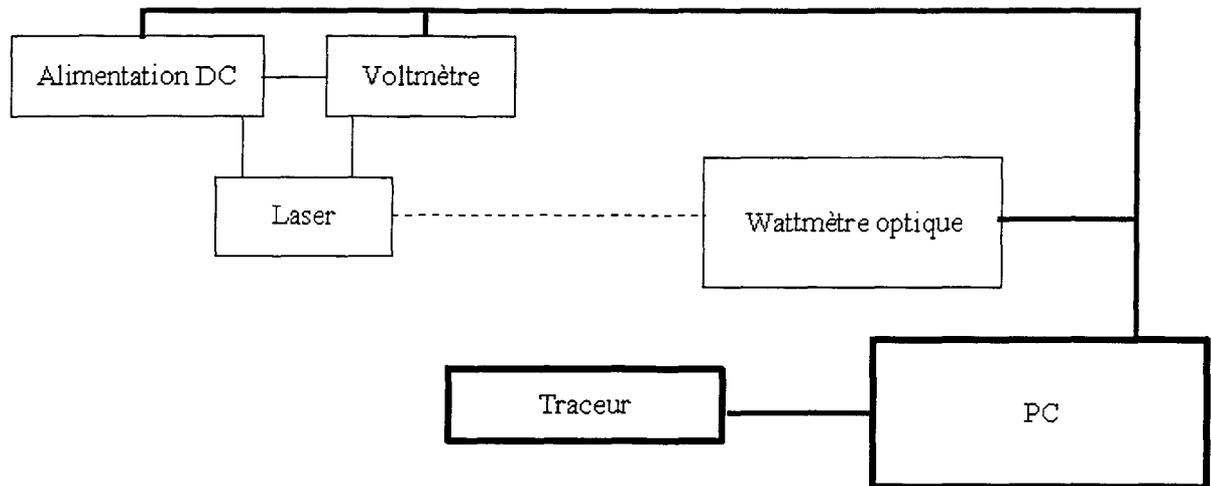


Figure I- 35: banc de mesure de la puissance optique et de la tension aux bornes du laser en fonction du courant de polarisation

2-1-2 caractérisation statique: le spectre optique

La mesure de la distribution en longueur d'onde de la puissance optique émise par un laser est essentielle pour connaître la qualité d'une puce (DFB ou multimode longitudinal), et pour les applications (dans la cas de transmission avec multiplexage de longueur d'onde).

On contrôle par exemple la bonne qualité d'un laser monofréquence en mesurant le taux de réjection du mode latéral (SMSR), ou pour un laser multimode, on peut également vérifier le nombre de modes longitudinaux présents simultanément. Bien d'autres caractéristiques spectrales sont accessibles également comme la largeur de la courbe de gain au courant de seuil $\Delta\lambda_{-3dB}$ ou bien encore l'espace intermodal entre les pics de la cavité Fabry-Pérot $\Delta\lambda_{FP}$...

Un exemple de spectre est représenté à la figure I- 36.

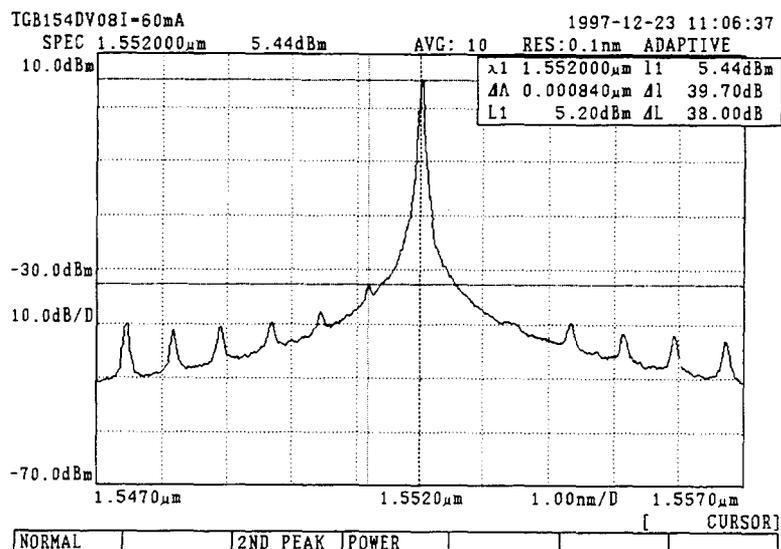


Figure I- 36: exemple de spectre optique d'un laser monomode longitudinal

Le signal optique est acheminé par l'intermédiaire d'un système de couplage à travers une fibre optique monomode jusqu'à un analyseur de spectre optique (Advantest ou Anritsu).

Les différents menus disponibles sur ces appareils permettent ensuite d'effectuer les mesures requises.

2-1-3 caractérisation dynamique : la réponse en modulation

La transmission de signaux hyperfréquences est l'objet principal de cette étude. Il est donc essentiel de connaître la réponse fréquentielle des lasers utilisés.

Le laser testé est donc polarisé à un point de fonctionnement déterminé. Une modulation hyperfréquence est ensuite appliquée à la diode, comme indiqué sur la Figure I- 23.

Le banc utilisé pour effectuer ces mesures de réponse hyperfréquence est représenté figure I- 37.

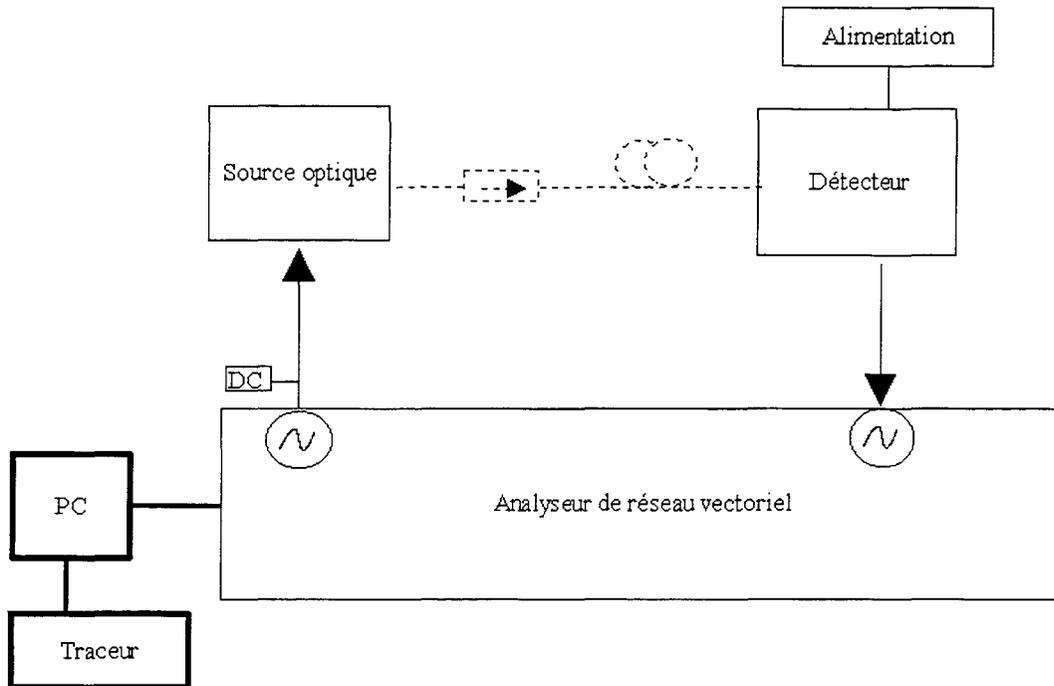


Figure I- 37: banc de mesure des paramètres S, et notamment le paramètre S21, pour déterminer la réponse en modulation du laser

Il est composé d'un analyseur de réseau vectoriel Wiltron (360) relié au laser. Le signal optique est couplé dans une fibre optique monomode, munie d'un isolateur optique en ligne, puis à une photodiode rapide. Le signal hyperfréquence sortant de la photodiode, est transféré à l'analyseur de réseau. Ce dernier permet de mesurer le paramètre S21, qui donne accès après calcul des puissances au rapport entre la puissance du signal fournie au laser et celle du signal issue de la photodiode. Nous nous intéressons plus particulièrement au module du paramètre S21.

La puissance du signal de modulation appliqué au laser est faible (inférieure à 0dBm) et la fréquence peut varier de 50MHz à 40GHz.

Une procédure de calibrage permet de tenir compte des pertes électriques du système de mesure, dans la bande de fréquence d'intérêt. Dans notre cas, nous nous limiterons à la bande 50MHz-20GHz. Pour l'étude du paramètre S21, un calibrage simple, en transmission, est suffisant.

La mesure détermine la réponse en modulation de la liaison optique totale. Pour accéder à la réponse fréquentielle du laser, il faut tenir compte de la réponse de la photodiode. Le banc décrit en e) permet de la mesurer. La réponse totale peut donc être corrigée de celle du détecteur. La fibre optique ne limite pas du tout la bande passante électrique du système.

Nous utilisons une photodiode développée au LCR, avec 20GHz de bande passante, une sensibilité proche de 1A/W.

Le banc est entièrement commandé par ordinateur ce qui permet une bonne gestion des mesures et un archivage des résultats.

Un exemple de mesure typique obtenue avec les lasers à notre disposition est représenté à la Figure I- 38.

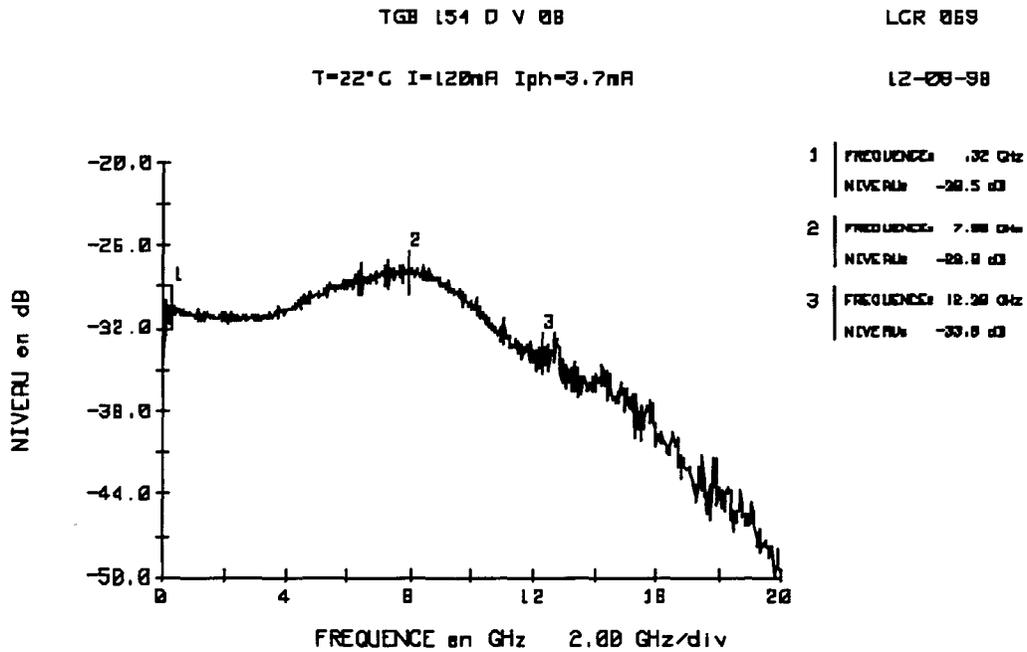


Figure I- 38: réponse en modulation expérimentale d'un laser

Sont déterminés :

- la bande passante, f_{3dB} , la fréquence pour laquelle la réponse du laser a perdu 3dB par rapport à une référence choisie par l'opérateur,

- les pertes d'insertion hyperfréquences de la liaison,

- la fréquence de résonance du système amorti.

D'autres informations, le cas échéant, sont accessibles, comme la manifestation de phénomènes électriques parasites liés au circuit d'accès de la puce (roll-off, fréquence de coupure d'un circuit RC...).

Le dernier paragraphe décrit principalement la mesure de la réponse fréquentielle d'un laser soumis à une modulation directe de son courant d'alimentation. Mais la réponse fréquentielle

d'une liaison dont la source optique est utilisée en modulation externe est mesurée exactement de la même façon. Le signal hyperfréquence incident est appliqué à l'entrée du modulateur externe.

2-1-4 Caractérisation statique: mesure du bruit de la source

Le bruit de la liaison optique est souvent un paramètre limitatif dans un bilan de transmission. Sa mesure précise est essentielle, pour apprécier :

- la dynamique hyperfréquence et la SFDR de la liaison,
- la pureté spectrale,
- certains paramètres intrinsèques du composant.

Les composants développés actuellement au laboratoire sont tels que les niveaux de bruits à mesurer sont très faibles ($RIN < -160\text{dB/Hz}$, pour les fréquences inférieures au GHz) et la bande d'utilisation de plus en plus large (0,1-20GHz).

Le bruit dans une liaison optique a principalement trois origines différentes:

du bruit thermique, présent dans tous les composants électroniques et représentant un plancher ultime.

du bruit créé à la détection des photons, par un détecteur optique: c'est le bruit de grenaille ou bruit photonique, ou « shot noise » en anglais.

du bruit dû à la source optique elle-même, c'est le RIN du laser, bien décrit au chapitre I-partie1, présent même lorsque le laser est alimenté en courant continu.

Le banc que nous allons décrire dans la suite permet de mesurer sans distinction, le bruit de tous les lasers testés dans cette étude, que ce soit les sources optiques utilisées en modulation directe ou en modulation externe.

Afin de déterminer le RIN d'une source, nous disposons au laboratoire de deux bancs de mesure. Un banc automatique du commerce de marque HP (le banc HP7000) et un banc développé au sein du laboratoire.

Le banc HP7000 permet d'accéder à la puissance de bruit totale en sortie de liaison optique. Le calcul du RIN est effectué en un point de fréquence choisi par l'opérateur. Il n'est donc pas possible d'obtenir de manière simple un spectre complet de RIN en fonction de la fréquence.

D'autre part les valeurs de RIN typiques obtenues avec ce banc sont -155dB/Hz avec $\pm 3\text{dB}$ de précision. Pour les RIN plus faibles que nous avons à mesurer, la précision est fortement dégradée. En effet, la puissance optique maximale autorisée en entrée est de 0dBm , ce qui ne permet pas d'avoir suffisamment de photocourant pour obtenir une bonne précision pour les RIN inférieurs à -160dB/Hz . Ce banc était donc limité pour nos applications.

Le deuxième banc développé précédemment au laboratoire présente également des manques. La mesure de la puissance de bruit en sortie de liaison s'effectue sur un analyseur de spectre électrique après amplification électrique du signal. Le principal problème est que la mesure s'effectue par bande de 4GHz avec plusieurs amplificateurs électriques. Les spectres de bruit ou de RIN sont alors reconstituées par juxtaposition des différentes bandes, cette procédure est assez lourde et longue. D'autre part, la désadaptation d'impédance entre la sortie de l'amplificateur et l'entrée de l'analyseur de spectre n'est pas prise en compte dans le calibrage du banc, ce qui pénalise fortement la précision de mesure.

Sans vouloir critiquer davantage ces deux bancs qui avaient pour mérite d'exister, nous avons choisi de développer un nouveau banc afin de mesurer dans de bonnes conditions le RIN des sources que nous utiliserons dans la suite de l'étude. Le cahier des charges de ce banc est de pouvoir mesurer des bruits très faibles (-170dB/Hz) sur une large bande ($0,1\text{-}21\text{GHz}$) avec une bonne précision suivant le niveau mesuré. Ceci est indispensable pour la suite de l'étude basée principalement sur le bruit et nous allons décrire ce développement.

La puissance de bruit en sortie de la liaison est donc la somme de trois puissances de bruit. Pour la mesurer, il est nécessaire de l'amplifier avant de la détecter tant elle est faible.

Le choix de l'amplificateur électrique dépend de la bande de fréquence à traiter. Nous avons choisi de travailler sur des mesures de bruit large bande.

Le choix s'est porté sur un amplificateur faible bruit ($F < 4\text{dB}$), grand gain ($G > 30\text{dB}$), chargé sur 50Ω , avec une large bande passante ($100\text{MHz}\text{-}20\text{GHz}$) de marque Miteq.

La mesure de la puissance se fait sur un analyseur de spectre électrique HP8565E ($0\text{-}21\text{GHz}$).

Du côté optique, la diode laser à caractériser, est alimentée en continu. Une photodiode rapide, développée au laboratoire (TCS 932_2), à fort rendement, supportant une puissance optique élevée ($>10\text{mW}$) détecte la puissance optique et transmet la puissance électrique de bruit, à l'amplificateur électrique.

L'ensemble photodiode + amplificateur + analyseur de spectre constitue véritablement un ensemble de détection, indissociable.

En effet une procédure de calibrage, en fréquence et en niveau de puissance optique, de cet ensemble est soigneusement mise en place pour:

tenir compte du gain de l'amplificateur, de son facteur de bruit,

du facteur de forme du filtre d'entrée de l'analyseur de spectre dans la bande de bruit,

de la désadaptation d'impédance entre la sortie de la photodiode et l'entrée de l'amplificateur. En effet la photodiode se comporte comme un générateur de courant à forte impédance alors que l'amplificateur est chargé sur 50Ω . Pour améliorer partiellement ceci, nous avons également placé, sur le circuit de la photodiode, une résistance de 50Ω en parallèle.

a) calibrage pour la mesure de RIN:

Ecrivons la puissance de bruit totale détectée, dans 1 Hz:

$$P_{br_tot}(f) = K_{RIN}(f) \times R_L \left(\frac{kT}{R_L} + 2eI_{ph} + RIN(f) \times I_{ph}^2 \right)$$

EQ I- 86

où $K_{RIN}(f)$ est un facteur de proportionnalité qui dépend de la fréquence

R_L est la résistance de charge

I_{ph} le photocourant détecté

k la constante de Boltzman

e la charge élémentaire

$RIN(f)$ le bruit d'intensité relatif du laser à la fréquence f .

Nous allons donc déterminer le facteur $K_{RIN}(f)$ pour pouvoir évaluer le $RIN(f)$.

En utilisant une source optique de RIN négligeable, le bruit total devient directement proportionnel au photocourant:

$$P_{br_tot}(f) = K_{RIN}(f) \times R_L \left(\frac{kT}{R_L} + 2eI_{ph} \right)$$

EQ I- 87

Le processus de calibrage est le suivant:

nous allons déterminer $K_{RIN}(f)$ sur toute la gamme de fréquence d'intérêt.

Une première mesure, sans alimentation du laser ($I=0 \Rightarrow I_{ph}=0$) est effectuée pour déterminer le bruit thermique.

Puis, le laser est alimenté, et la puissance de bruit totale est mesurée à une fréquence donnée, pour un I_{ph} détecté.

On peut écrire:

$$10 \times \log(P_{br_tot}^{lin} - P_{br_therm}^{lin}) = 10 \times \log(I_{ph}) + 10 \times \log(2e \times R_L \times K_{RIN}(f))$$

EQ I- 88

où l'exposant 'lin' signifie que la puissance est exprimée, en watts, et non pas en dBm.

Ainsi si on trace à une fréquence donnée, la droite :

$$10 \log(P_{br_tot} - P_{br_therm}) \text{ en fonction de } 10 \log(I_{ph})$$

alors l'ordonnée à l'origine nous donne accès au facteur $K_{RIN}(f)$.

Pour obtenir une bonne précision sur $K_{RIN}(f)$, il faut suffisamment de points et de fortes valeurs de photocourants, ce qui impose d'avoir une photodiode à forte puissance maximale. En effet, la précision sur le calcul de $K_{RIN}(f)$ est d'autant plus grande que l'écart entre le bruit optique total et le bruit thermique est grand et ceci est favorisé par un fort I_{ph} . Elle est essentielle car elle se répercute directement sur la précision de détermination du RIN.

En pratique, un laser solide YAG est utilisé, émettant 20mW optique. Le schéma synoptique du banc de calibrage est indiqué sur la figure I- 40. Un atténuateur optique, programmable, permet de faire varier la valeur de la puissance optique reçue sur la photodiode, donc la valeur du photocourant.

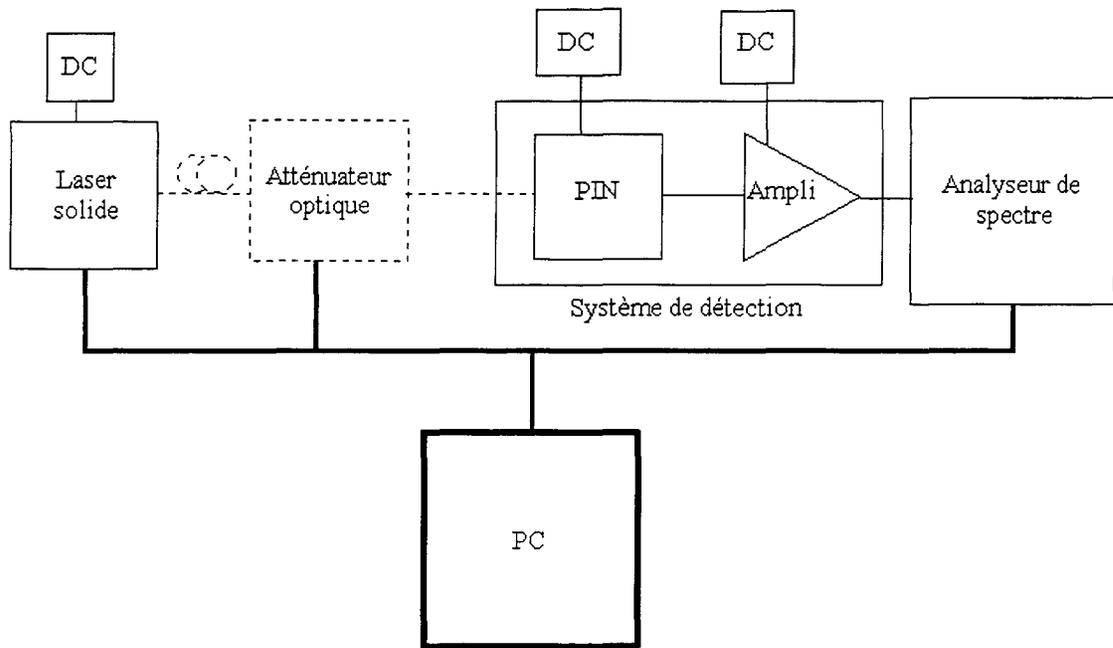


Figure I- 39: schéma du banc de calibration du système de détection destiné à la mesure du RIN

Lorsque l'atténuateur optique est non passant, nous mesurons le bruit thermique.

La mesure de la puissance en fonction de la fréquence est effectuée sur l'analyseur de spectre de 100MHz à 21GHz par pas de 10MHz.

Le nombre de points de photocourants est fixé à 10 allant de 4mA à 10mA.

Pour une valeur de courant donné, la bande de fréquence est balayée de 100MHz à 21 GHz sur l'analyseur de spectre. Nous avons divisé la mesure en plusieurs bandes de fréquences afin de mesurer la puissance de bruit tous les 10MHz.

Un moyennage sur trois valeurs est effectué.

La gestion du banc est entièrement faite par ordinateur. Le programme que nous avons développé dans ce cadre permet de contrôler automatiquement le déroulement de la mesure, la récupération des données et le calcul du facteur de calibration.

La précision obtenue sur le calcul du facteur de calibration est liée à l'écart entre la puissance de bruit thermique et celle de bruit optique, et à la précision sur la détermination des puissances et du photocourant. Grâce aux fortes valeurs de photocourant issus de la photodiodes, la précision est de l'ordre de +/- 0,5 dB.

Le fichier final contenant les valeurs de $K_{RIN}(f)$ tous les 10 MHz est précieusement conservé pour les mesures de bruit.

La figure I- 40 représente un exemple de mesure du facteur de calibrage, les ondulations mesurées caractérisent la désadaptation entre la photodiode et l'amplificateur, l'ondulation du gain de l'amplificateur, les réflexions électriques entre les deux composants.

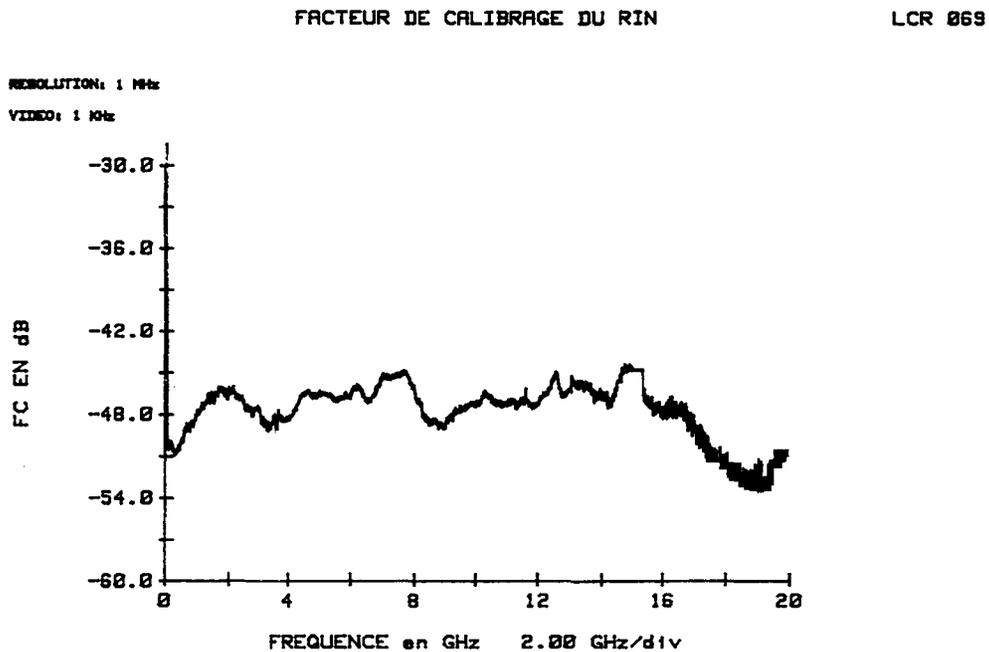


Figure I- 40: facteur de calibrage utilisé pour mesurer le RIN: il représente la réponse de l'ensemble « photodiode et amplificateur » en fonction de la fréquence

b) mesure de RIN

Le système de détection étant calibré, la détermination du RIN d'un laser est maintenant possible. En effet en reprenant la formule EQ I- 86, $K_{RIN}(f)$ étant fixé, nous calculons facilement le RIN à partir de la mesure du bruit thermique, du bruit total, avec la valeur du photocourant:

$$RIN = 10 * \log\left(\frac{P_{br_tot}^{lin} - P_{br_therm}^{lin}}{K * R_L} - 2e * I_{ph}\right)$$

EQ I- 89

Un programme de gestion de la détermination du RIN est donc mis au point.

Il permet de rappeler le fichier de calibrage obtenu à partir du programme décrit précédemment.

Le schéma de principe du banc de mesure est sur la figure I- 41.

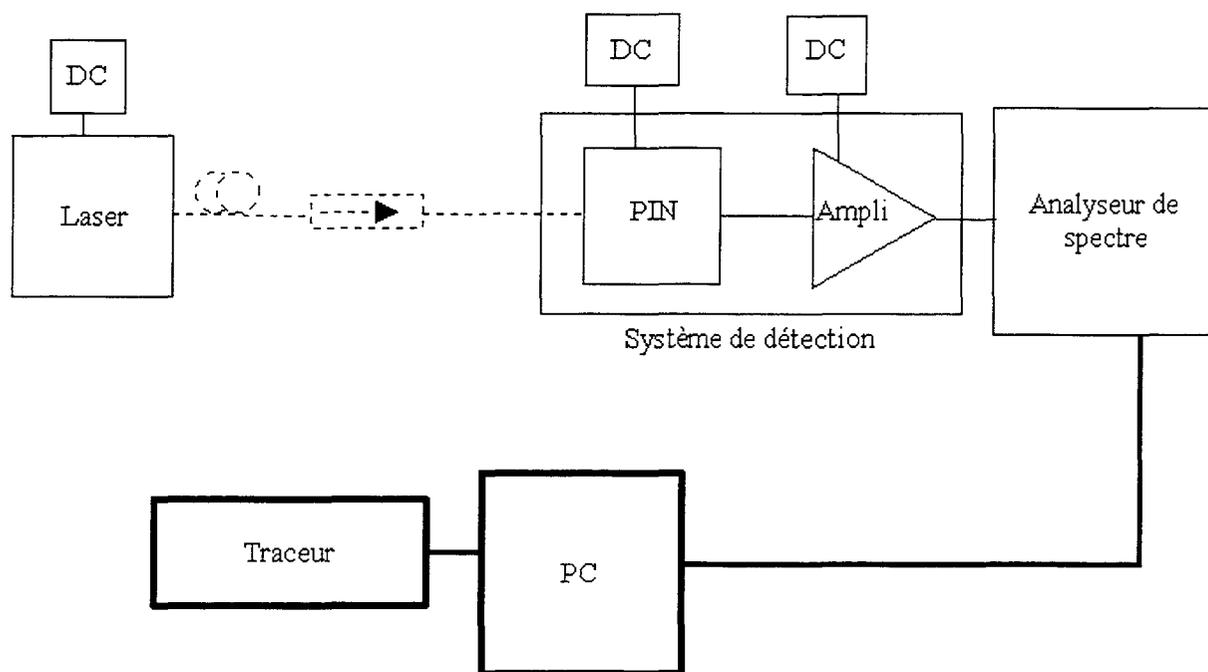


Figure I- 41: banc de mesure du RIN de lasers

Différentes possibilités sont offertes à l'utilisateur : tracer les spectre de RIN sur un traceur ou une imprimante laser ou bien sauvegarder les valeurs dans un fichier.

La qualité des composants constituant le système de mesure est telle que nous pouvons mesurer des bruits très faibles donnant des RIN de l'ordre de -170dB/Hz (grâce notamment, coté photodiode au fort photocourant délivré, ce qui augmente la puissance de bruit totale et au faible facteur de bruit et grand gain de l'amplificateur électrique).

La précision sur une telle mesure est fixée, là encore, par la valeur du photocourant. En effet plus I_{ph} est fort, plus le bruit optique total émerge du bruit thermique et donc plus l'incertitude sur la différence de ces deux termes est faible. La photodiode tolère des puissances optiques de l'ordre de 10mW ce qui permet d'atteindre des bonnes précisions sur des RIN aussi faibles.

Un calcul plus précis d'erreur, permet d'évaluer les performances du banc.

A partir de la formule du RIN, nous faisons varier les valeurs de B_{br_tot} , B_{br_therm} , I_{ph} , $K_{RIN}(f)$ autour de valeurs stationnaires.

Ainsi l'écart sur le bruit totale et le bruit thermique est de $\pm 0,2\text{dBm}$, sur le photocourant de $\pm 5\text{nA}$ et pour $K_{RIN}(f)$, nous prenons $\pm 0,5\text{dB}$.

L'écart maximum obtenu sur le RIN avec ces différentes valeurs est calculé, tracé en figure I- 42.

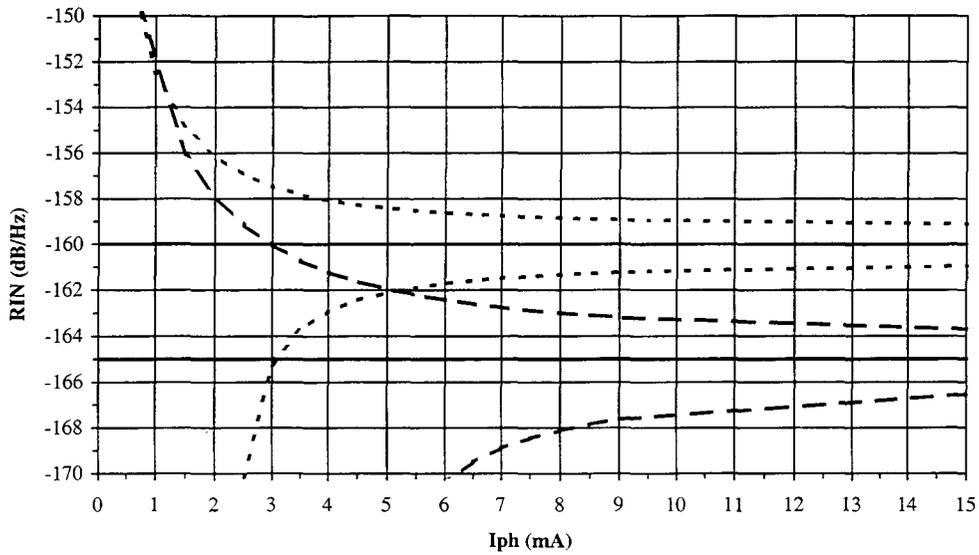


Figure I- 42: précision sur la mesure du RIN en fonction de la valeur du photocourant, pour un RIN de -160dB/Hz et -165dB/Hz

Exemple:

un RIN de -160dB/Hz est donné à +/-2dB au pire avec 4mA de photocourant.

un RIN de -165dB/Hz à +/- 4dB avec 8mA de photocourant.

Un exemple de résultat expérimental sur un laser développé au laboratoire est donné à la figure I- 43. Les pics à des fréquences discrètes sont dus à des signaux électriques parasites environnants.

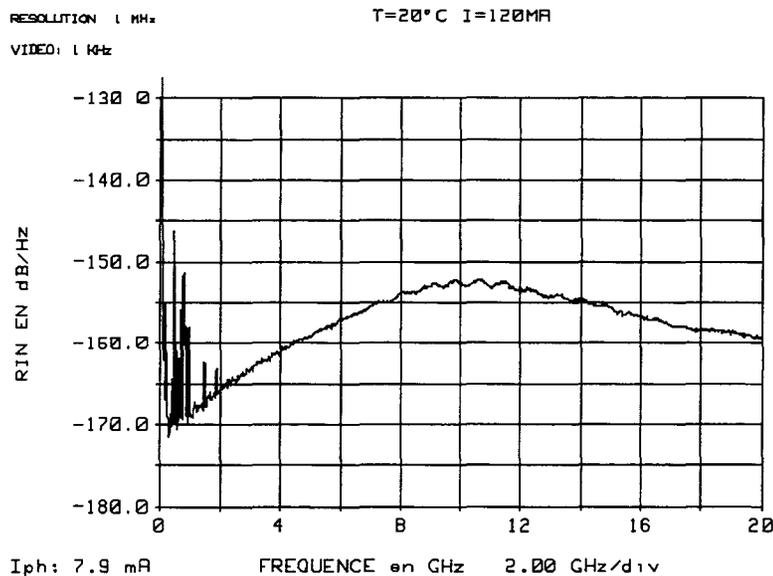


Figure I- 43: exemple de mesure de RIN pour un courant d'alimentation de 120mA

Notez la valeur du photocourant; elle permet de garantir la validité des niveaux mesurés.

2-1-5 mesure du bruit basse très fréquence: le bruit dit en « $1/f$ »

Le banc de mesure de bruit optique des lasers, décrit précédemment, ne permet pas de descendre en dessous de 100MHz. Cette limitation provient entre autre, de l'amplificateur électrique utilisé. Allant déjà jusqu'à 21GHz, en bande haute, il était difficile de descendre en dessous de 100MHz avec un seul composant.

Mais ce n'est pas la seule limitation. En effet dans le domaine des très basse fréquences, des précautions expérimentales draconiennes sont nécessaires pour s'affranchir des signaux parasites existants dans l'environnement à ces fréquences avec notamment la mise en place de cages de Faraday.

Cependant la connaissance du bruit des lasers à plus basse fréquence est importante pour les performances systèmes de la liaison. Ce qui semble en parfaite contradiction puisqu'il s'agit d'un bruit très basse fréquence (de 1Hz à la dizaine de MHz), donc loin des fréquences de modulation hyperfréquence utilisée en bande S et X, mesuré en continu. Nous le verrons en détail au chapitre II, en présence d'une modulation, ce bruit basse fréquence (BF) peut-être transféré au pied de la

porteuse hyperfréquence et donc devenir très gênant et constituer un facteur limitant notamment pour la pureté spectrale de la porteuse après transmission par voie optique.

Il est donc important de le connaître.

Le principe de la mesure du bruit optique en basse fréquence reste identique à celui utilisé plus haut en fréquence [19].

Un amplificateur trans-impédance, disponible dans cette gamme de fréquence, est préféré à l'amplificateur chargé sur 50Ω , pour son grand gain, et sa plus grande sensibilité.

Le schéma synoptique du banc est donné sur le schéma I- 44. Un analyseur de spectre à FFT permet de faire l'analyse spectrale de la densité spectrale de bruit optique à très basse fréquence.

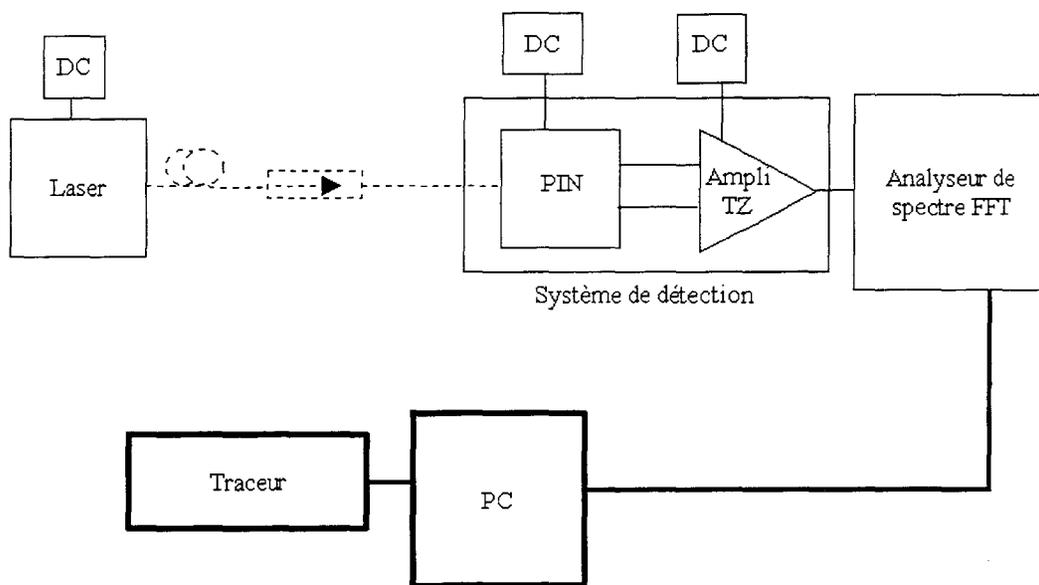


Figure I- 44: banc de mesure du bruit basse fréquence

Un processus de calibrage soigneux existe également dans ce cas afin de s'affranchir du bruit basse fréquence des appareils constituant le banc. La photodiode utilisée dans ce cas est avant tout choisie sur son faible niveau de bruit à ces fréquences, évalué en l'éclairant avec une diode électroluminescente calibrée.

La mise en oeuvre d'une telle mesure nécessite de grandes précautions, nous l'avons dit.

En effet de nombreux signaux électromagnétiques existent dans l'environnement habituel en dessous de 100MHz (radio,...) ou sont véhiculés par le secteur électrique, lui-même gênant (50Hz). Les problèmes de vibrations mécaniques, de microphonie sont également à prendre en compte car les signaux leur correspondant se situent également dans cette bande de fréquence. Il

est donc nécessaire de placer le banc de mesure dans une cage de Faraday, avec tous les appareils alimentés sur batteries, et le banc complet placé sur des tables anti-vibrations.

Ces mesures sont effectuées à l'université de Montpellier, qui a une bonne expérience dans ce domaine.

2-2 Caractérisation du photodétecteur.

Les photodétecteurs utilisés dans le cadre de cette étude sont des photodiodes de type PIN développées au laboratoire.

La particularité de ces composants est qu'elles cumulent un certain nombre d'excellentes caractéristiques:

- une sensibilité proche de 1 A/W

- une bande passante hyperfréquence de 20GHz

- une puissance optique maximale de 10 à 12mW sans dégradation des performances tant en continu qu'en dynamique.

Ces photodiodes sont utilisées fibrées et connectées avec un connecteur à notre convenance suivant l'application. (APC ou EC de préférence pour leur très bonne perte optique en retour).

Un banc de mesure également développé au laboratoire permet de mesurer la réponse en fréquence de ces composants, de façon indépendante de la source optique par battement de deux lasers. La description de principe est la suivante : Le banc de mesure délivre un signal optique de longueur d'onde $1,3$ ou $1,55\mu\text{m}$ modulé à 100% dont la fréquence de modulation varie continûment de $0,1$ à 26GHz (Figure I- 45).

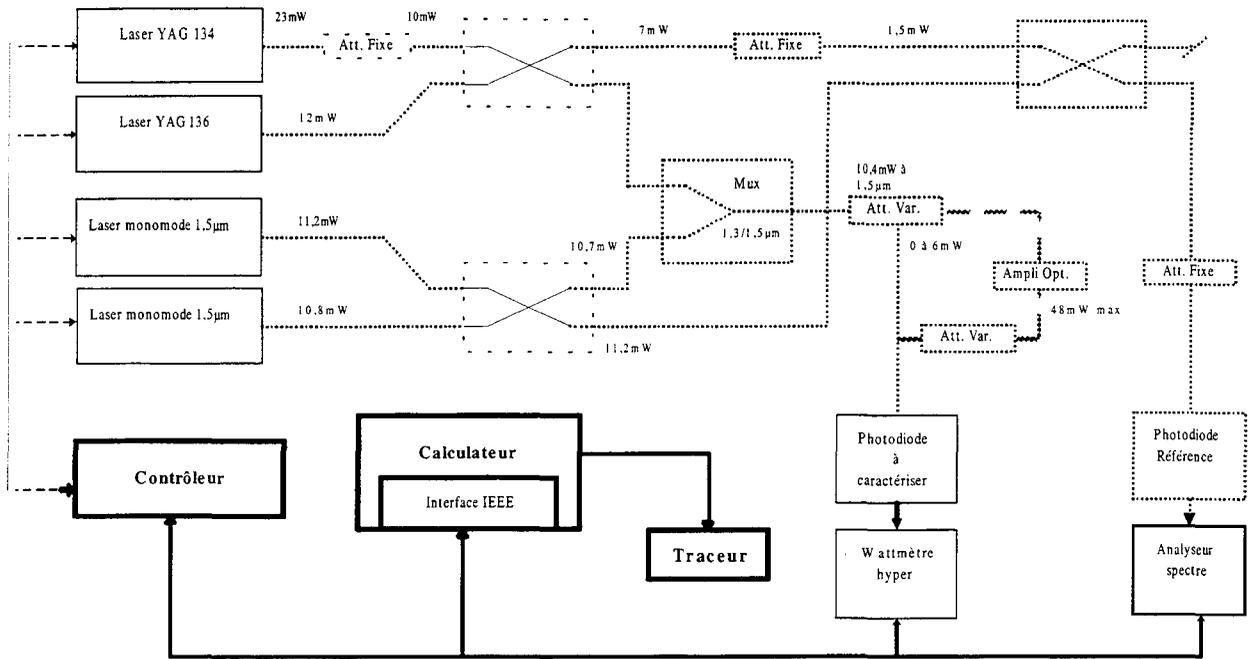


Figure I- 45: banc de mesure de la bande passante des photodiodes

La modulation est obtenue par battement entre deux longueurs d'onde issues de deux lasers monomodes. Le mélange est assuré par un coupleur optique 3dB à 2 entrées et 2 sorties. L'une des sorties est connectée à une photodiode de référence et un analyseur de spectre qui donne la fréquence de la raie de battement. Sur l'autre sortie du coupleur, on place la photodiode à mesurer. Les variations de la puissance électrique mesurée en sortie de la photodiode indiquent la réponse en fréquence.

Un exemple de mesure de bande passante d'une photodiode utilisé dans cette étude est indiqué à la figure I- 46.

RESOLUTION: 100 MHz

PIN TCS 932 2

18-04-97

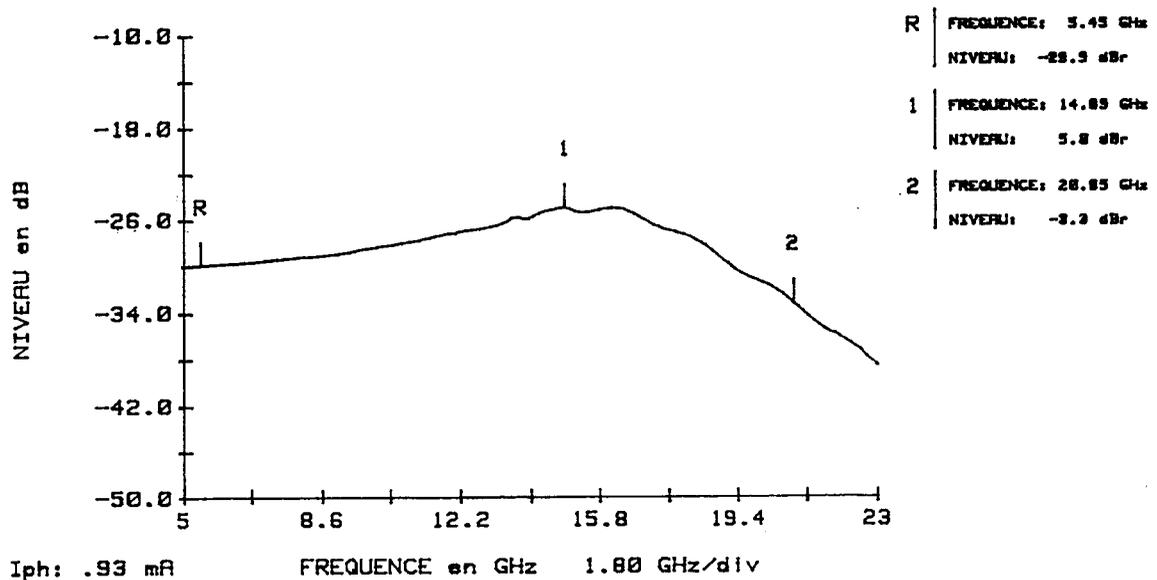


Figure I- 46: exemple de réponse en modulation d'une photodiode: la bande passante à -3dB est de 21GHz

2-3 Remarque sur la mesure du bruit en présence d'une modulation.

Au paragraphe 2-1-4, nous avons décrit la méthode de mesure du bruit d'une liaison optique avec plus particulièrement la détermination du RIN du laser. Ce bruit est mesuré en l'absence de modulation hyperfréquence de la diode laser. Lorsque le laser est modulé directement en amplitude, que se passe-t-il au niveau du bruit ?

Répondre à cette question est l'objet principal de cette étude puisqu'il s'agit d'évaluer la pureté spectrale d'un signal hyperfréquence délivré par un oscillateur, après son transport par voie optique.

Pour mesurer cette caractéristique de la liaison et valider l'étude théorique de phénomènes physiques, un banc de mesure spécifique est nécessaire, pour plusieurs raisons.

Tout d'abord, si nous reprenons la structure du banc de mesure de bruit décrit en d) :

la présence de la porteuse hyperfréquence limiterait les possibilités d'amplification en sortie du photodétecteur car l'amplificateur serait rapidement saturé par la puissance du signal.

D'autre part, pour évaluer les bruits proches de la porteuse, une grande dynamique de l'analyseur de spectre serait nécessaire pour mesurer le rapport signal sur bruit à des fréquences distantes du signal de quelques kHz.

Un banc spécifique est donc utilisé pour cette mesure et est décrit au chapitre II.

3- CONCLUSION

Ce chapitre se voulait complet afin de mettre en place les bases indispensables à la suite de cette étude.

D'un point de vue théorique, le laser à semi-conducteurs est décrit d'une manière assez précise ce qui est nécessaire pour poursuivre cette étude. La modulation directe est développée: elle constitue l'axe majeur du travail.

Tout ceci va nous permettre d'établir un modèle décrivant le comportement en bruit des liaisons en présence de modulation hyperfréquence ; nous avons tous les outils pour déterminer la qualité spectrale du signal électrique après son transport par voie optique.

D'un point de vue expérimental, nous avons décrit tous les bancs utiles pour mesurer les caractéristiques réelles des composants. Une bonne compréhension n'est obtenue que si l'expérience confirme la théorie. Pour la mesure du bruit en présence de modulation il nous faudra par contre développer un banc de mesure caractéristique.

Le modèle et l'expérimentation seront menés ensemble et sont exposés dans le second chapitre.

- 1 A. YARIV
« Optical electronics »
4th ed. John Wiley&Sons, 1991
- 2 I. et M. JOINDOT
« Les Télécommunications par Fibres Optiques »
DUNOD 1996.
- 3 G.P. AGRAWAL, N.K.DUTTA
« Long-Wavelength Semiconductor Lasers »
Van Nostrand Reinhold - 1986.
- 4 S. MILLER, I. KAMINOW
« Optical fiber telecommunications II »
Academic Press, 1988
- 5 M. KRAKOWSKI
Communication interne.
- 6 E. GOUTAIN
« Etude et Développement de Diodes Lasers sur InP pour la Génération de Signaux Millimétriques »
Thèse de Doctorat - 1996.
- 7 K. PETERMANN
« Laser Diode Modulation and Noise »
Kluwer Academic Publisher - 1988.
- 8 Y. YAMAMOTO
« AM and FM Quantum Noise in Semiconductor Lasers-Part I : Theoretical Analysis»
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE 19, n°1, January 1983.
- 10 THOMAS L. PAOLI
« Near-Threshold Behavior of Intrinsic Resonant Frequency in a semiconductor laser»
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol, QE-15, n°8, August 1979.
- 9 D. MORGANS, J ADAMS
« Quantum noise in semiconductor lasers »
Physics Status Solid, Vol. 11, n°243, 1972.
- 11 G. ARNOLD, K. PETERMANN
« Intrinsic noise of Semiconductor Lasers in Optical communication Systems. »
Optical and Quantum Electronics 12 - 1980.

- 12 KAM Y.LAU, AMNON YARIV
«Ultra-High Speed Semiconductor Lasers»
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-21, n°2, February 1985.
- 13 R. OLSHANSKY, P. HILL, V. LANZISEAR, W. POWAZINIK
« Frequency response of a 1.3 μ m InGaAsP high speed semiconductor lasers »
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 23, n° 9, Sept. 1987.
- 14 C.B. SU, J. SCHLAFFER
« Explanation of Low-Frequency Relative Intensity Noise in Semiconductor Lasers »
Applied Physics Letters, Vol. 57, n°9, Aug 1990.
- 15 R.J. FRONEN, L.K.J. VANDAMME
« Low-Frequency Intensity Noise in Semiconductor Lasers »
IEEE, Journal of Quantum Electronics, Vol.24 , n°5, May 1988.
- 16 F.N. HOOGE
« The Relation Between 1/F Noise and Number of Electrons »
1990- Elsevier Sciences Publishers B.V. (North-Holland).
- 17 F.N. HOOGE
« 1/F Noise in Semiconductors » (Noise in Physical Systems and 1/F Fluctuations)
1991 Ohmsha. Ltd.
- 18 K. DAULASIM, P. SIGNORET, B. ORSAL, J.M. PERANSIN, I. JOINDOT
« Caractérisation de Lasers à Semiconducteur par la Mesure de Bruit Electrique à Basses et Moyennes Fréquences - Corrélation avec le Bruit Optique»
OPTO 93.
- 19 K. DAULASIM
« Caractérisation et Modélisation des Bruits Blancs et en 1/F des Diodes Lasers à Semiconducteur »
Thèse de Doctorat, 1994, Université de Montpellier II, CEM2.
- 20 I. JOINDOT
« Bruit relatif d'intensité des lasers à semi-conducteurs »
Thèse de Doctorat, 1990, Université de Montpellier II
- 21 M. YAMADA
« Theory of Mode Competition Noise in Semiconductor Injection Lasers »
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. QE-22, n° 7, July 1986.
- 22 G. AGRAWAL, N. OLSSON, N.K. DUTTA
« Effect of fiber-far end reflections on intensity and phase noise in InGaAsP semiconductor lasers »
Applied Physics Letters, Vol.45, n°6, Sept. 1984.

- 23 J. L. GIMLETT, NIM K CHEUNG
« Effects of Phase-to-intensity Noise Conversion by Multiple Reflections on Gigabit-per-Second DFB Laser Transmission Systems »
Journal of Lightwave Tehcnology, Vol.7, n°6, June 1989.
- 24 C. SU, J. SCHLAFER, R.B. LAUER
« Explanation of low frequency relative intensity noise in semiconductor lasers »
Applied Physics Letters, Vol. 57, n°9, August 1990.
- 25 S. YAMAMOTO, N. EDAGAWA, H. TAGA, Y. YOSHIDA, H. WAKABAYASHI
« Analysis of Laser Phase Noise Conversion by Chromatic Dispersion in Intensity modulation and Direct Detection Optical-Fiber Transmission »
Journal of Lightwave Technology, vol.8, n°11, Nov 1990.
- 26 C. H. HENRY
« Theory of the Linewidth of Semiconductor Lasers. »
Journal of Quantum Electronics, Vol QE-18, n°2, February 1982.
- 27 C. H. HENRY
« Theory of spontaneous Emission Noise in Open Resonators and its application to Lasers and Optical Amplifiers. »
Journal of lightwave Technology, Vol.LT-4, n°3, March 1986.
- 28 C. COX, E. ACKERMAN, R. HELKEY, G.E. BETTS
« Techniques and Performance of Intensity-Modulation Direct-Detection Analog Optical Links »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Tehniques, vol. 45, n°8, Aug 1997.
- 29 S. KOBAYASHI, Y. YAMAMOTO, M. ITO, T. KIMURA
« Direct Frequency Modulation in AlGaAs Semiconductor Lasers »
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. QE-18, n° 4, April 1982.
- 30 H. ZMUDA, E.N. TOUGHLIAN
« Photonic Aspect of Modern Radar »
Artech House - 1994.
- 31 C. KASMIERSKI
« Very High Speed Laser Diodes and Optical Pulse Sources for Telecommunication Applications »
ACOC'95- Brussels
- 32 W. HARTH
"Large signal direct modulation of injection lasers"
Electronics Letters, Vol. 9, n° 22, November 1973.
- 33 M.T. ABUELMA'ATTI
« Harmonic and intermodulation distortion in GaAlAs hetro-junction laser diodes »
INT. Journal of Electronics, vol.54, n°4, 1983.

- 34 P.A. MORTON, R.F. ORMONDROYD, J.E. BOWERS, M.S. DEMOKAN
« Large-signal Harmonic and Intermodulation Distortions in Wide-Bandwidth GaInAsP Semiconductor Lasers »
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol.25, n°6, June 1989.
- 35 F.V.C. MENDIS, M.K. HALDAR
« Harmonic and intermodulation distortion in semiconductor lasers »
Optical Communication 1992.
- 36 M.K. HALDAR, P.S. KOOI, V.C. MENDIS, Y.L. GUEN
« Generalized Perturbation Analysis of Distortion in Semiconductor Lasers »
Journal of Applied Physics, Vol. 71, n°3, Feb 1992.
- 37 K.Y. LAU, A. YARIV
« Intermodulation Distorsion in a Directly Modulated Semiconductor Injection Laser »
Applied Physics Letters, Vol. 45, n°10, Nov 1984.
- 38 M.T. ABUELMA'ATTI
« Carrier-to-Intermodulation Performance of Multiple FM/FDM Carriers Through a GaAIAs Hetrojunction Laser Diode »
IEEE Transactions on Comm, Vol. COM-33, n° 3, March 1995.
- 39 T.E. DARCIE, R.S. TUCKER
« Intermodulation and Harmonic Distorsion in InGaAsP Lasers »
Electronics Letters, Vol 21, n° 16, Aug 1985.
- 40 P. IANNONE, T.E. DARCIE
« Multichannel Intermodulation Distorsion in High-Speed GaInAsP Lasers »
Electronics Letters, Vol 23, n° 25, Dec. 1987.
- 41 J.C RENAUD, E. GOUTAIN, M. KRAKOWSKI, D. RONDI, R. BLONDEAU
« Opto-electronic Devices for microwave millimeter optical links »
European conference on Networks and optical communication, 1996.
- 42 S. JASMIN, N. VODJANI
« Diluted and distributed absorption microwave waveguide photodiodes for high efficiency and high power »
IEEE Transactions On Microwave theory and Techniques, Vol. 45, n°8, August 1997.
- 43 F. DEBORGIES, E. GOUTAIN, J.C RENAUD
« New concepts for millimeter wave optical links »
Proceedings EuMC, Vol.2, 1996
- 44 S. D. PERSONNICK
« Receiver design for digital communications systems »
IEEE Solid State Journal, Vol. 52, n°6, 1973.

- 45 H. MELCHIOR
« Photodetectors for optical communications systems »
Proceedings IEEE, Vol.58, n° 10, Oct. 1970
- 46 M. DENTAN
« Photodiode PIN InGaAs en grands signaux hyperfréquence: modélisation, réalisation et caractérisation »
Thèse de Doctorat, 1989.
- 47 R. HAYES, D.PERSECHINI
« Non linearity of PIN photodetectors »
IEEE Photonics Technology Letters, Vol.5, p.70, 1993
- 48 K.J. WILLIAMS, R.D. ESMAN
« Non linearity in PIN microwave photodetectors »
Journal of Lightwave Technology, Vol. 14, p.84, 1996
- 49 A.S. DARYOUSH, E. ACKERMAN, N.R. SAMANT, S. WANUGA, D. KASEMSET
« Interfaces for High-Speed Fiber-Optic Links: Analisis and Experiment »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol.39, n°12, Dec 1991.
- 50 Ph. DUEME, M. SCHALLER
"MMIC GaAs Transimpedance amplifiers for optoelectronic applications"
IEEE MTT-S Digest, p.13, 1997
- 51 C.M. GEE, T.R. CHEN, N. BAR-CHAIM, I. URYM
« Designing High Dynamic Range Fiber-Optic Links: a Comparison Between Directly-Modulated Fabry-Perot and Distributions-Feedback Laser Diodes »
Microwave Journal 1993.
- 52 T. OLSON
« An RF and Microwave Fiber-Optic Design Guide »
Microwave Journal 1996.
- 53 S. IEZEKIEL, C. M. SNOWDEN
« Nonlinear Circuit Analysis Of Harmonic and Intermodulation Distorsions in Laser Diodes Under Microwave Direct Modulation »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 38, n° 12, Dec 1990.
- 54 W.I. WAY
« Large Signal Nonlinear Distortion Prediction for a Single-Mode Laser Diode Under Microwave Intensity Modulation »
Journal of Lightwave Technology, Vol LT-5, n° 3, March 1987.

PARTIE II:
ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DE LA
PURETE SPECTRALE DE LIAISONS OPTIQUES

Dans ce chapitre, Il s'agit, d'une part, de définir précisément les termes de bruit entachant un signal hyperfréquence d'une manière générale, et d'autre part d'identifier les sources de bruit ajouté par la liaison optique susceptibles de dégrader la pureté spectrale.

Ainsi, nous calculons le bruit rajouté au pied de la porteuse lorsque la source optique est un laser à semi-conducteur modulé directement en amplitude.

Afin de valider ce modèle, des mesures de pureté spectrale d'un signal issu d'une liaison optique sont effectuées grâce à la mise en oeuvre d'un banc spécifique de caractérisation des bruits d'amplitude et de phase électrique proche de la porteuse de la bande S à la bande Ku. L'analyse comparative des résultats expérimentaux et théoriques permet finalement de conclure sur différents points comme les caractéristiques intrinsèques de composants lasers.

1-ETUDE DU BRUIT AU PIED DE LA PORTEUSE HYPERFREQUENCE: LA PURETE SPECTRALE

Ce premier paragraphe se décompose de la façon suivante : une introduction générale permet de définir les bruits d'amplitude et de phase, puis la pureté spectrale.

La description des différentes méthodes de mesure donne une bonne vision de la caractérisation de ces grandeurs assez peu explicites, notamment le de bruit de phase. Ceci nous permet ensuite d'aborder la partie théorique, traitant directement des fluctuations électriques engendrées par la liaison optique, principalement du coté de la source avec une meilleure définition des grandeurs à calculer.

1-1- Introduction

1-1-1- Bruit d'amplitude - bruit de phase électrique

Idéalement, le signal issu d'un oscillateur consiste en une raie parfaite à une fréquence donnée, ou bien dans l'espace temporel, à une sinusoïde parfaite comme indiqué sur la figure II- 1:

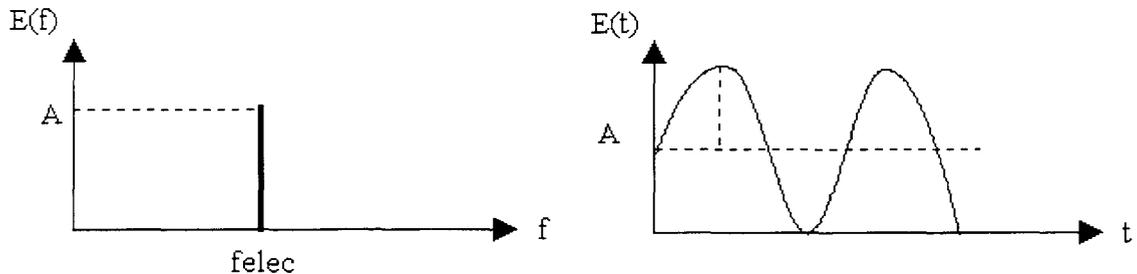


Figure II- 1: signal électrique pur

Mathématiquement parlant ce signal s'écrit alors :

$$E(t) = A * \cos(\omega_{elec} t)$$

$$\omega_{elec} = 2\pi * f_{elec}$$

EQ II- 1

où A est l'amplitude du signal

f_{elec} est la fréquence du signal.

Les signaux idéaux n'existent pas et ils sont toujours entachés de bruit. Ainsi l'amplitude du signal fluctue autour de sa valeur moyenne, générant du bruit d'amplitude, il en est de même pour la phase du signal, créant du bruit de phase [1].

L'origine de ces bruits dépend de la nature du dispositif et de ses imperfections.

Le bruit d'amplitude provient de l'instabilité de niveau en sortie d'un dispositif, par exemple des fluctuations de gain en sortie d'un amplificateur, elles mêmes liées au type d'amplificateur [2-3-4]. Les fluctuations de l'amplitude sont illustrées figure II- 2.

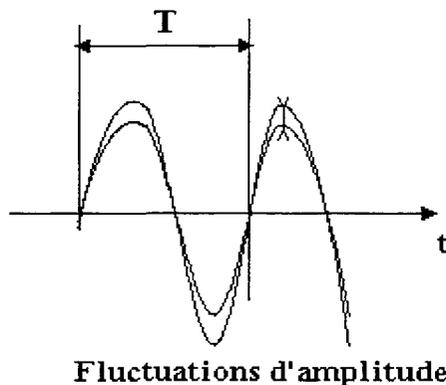


Figure II- 2: fluctuation de l'amplitude du signal électrique

Le bruit de phase (ou de fréquence) illustre l'instabilité du signal d'une période à l'autre. Si le signal varie, des erreurs de phase apparaissent générant du bruit de phase. Les sources de bruit de phase dépendent des caractéristiques de l'oscillateur ou du dispositif concerné. Par exemple dans le cas d'un oscillateur à transistors, le bruit de phase est dépendant du facteur de qualité de l'élément résonnant. Plus le facteur de qualité de la cavité est élevé, plus l'oscillateur est stable [5]. Les fluctuations de phase (ou de fréquence) sur un signal sinusoïdal sont illustrées sur la figure II- 3.

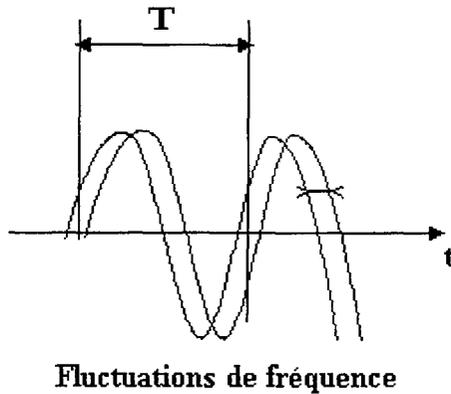


Figure II- 3: fluctuation de la fréquence (ou la phase) du signal électrique

Le signal s'écrit alors :

$E(t) = (A_{elec} + a_{elec}(t)) * \cos(\omega_{elec} t + \phi_{elec}(t))$	EQ II- 2
--	----------

où $a_{elec}(t)$ représente les variations d'amplitude du signal

$\phi_{elec}(t)$ les fluctuations de phase.

Le signal va ainsi être modulé en amplitude et en phase par ces fluctuations.

La caractérisation de ce signal peut s'effectuer, soit dans le domaine temporel, en utilisant le concept de stabilité, soit dans le domaine spectral, où l'on définit les notions de densité spectrale de bruit.

Par la suite nous n'envisagerons que l'étude du signal dans le domaine spectral mais il existe une méthode temporelle basée sur le calcul de la variance d'Allan principalement [6-7-8]. De plus, la notion de stabilité est fréquemment employée pour les oscillateurs à quartz.

Deux méthodes de base permettent de mesurer ces perturbations sur un signal : la première consiste à examiner directement le signal sur un analyseur de spectre et la seconde à démoduler les fluctuations pour une analyse en bande de base.

Sur un analyseur de spectre, la somme totale de toutes les instabilités d'un signal apparaît sous forme de bandes latérales de part et d'autre de la porteuse centrée à f_{elec} . La densité spectrale de puissance $S(f_{elec} \pm \Delta f)$, de ces bandes latérales peut être lue directement à une

distance Δf de la porteuse à f_{elec} et normalisée par rapport à la puissance de la porteuse. L'information ainsi obtenue est le rapport signal à bruit proche de la porteuse. Le schéma II- 4 représente ce qu'idéalement nous pourrions observer sur un analyseur de spectre : la présence de bruit au pied de la porteuse que l'on peut représenter comme une infinité de signaux « parasites », répartis de part et d'autre de la porteuse, élargissant ainsi spectralement la raie, autrement dit affectant la pureté spectrale du signal [9].

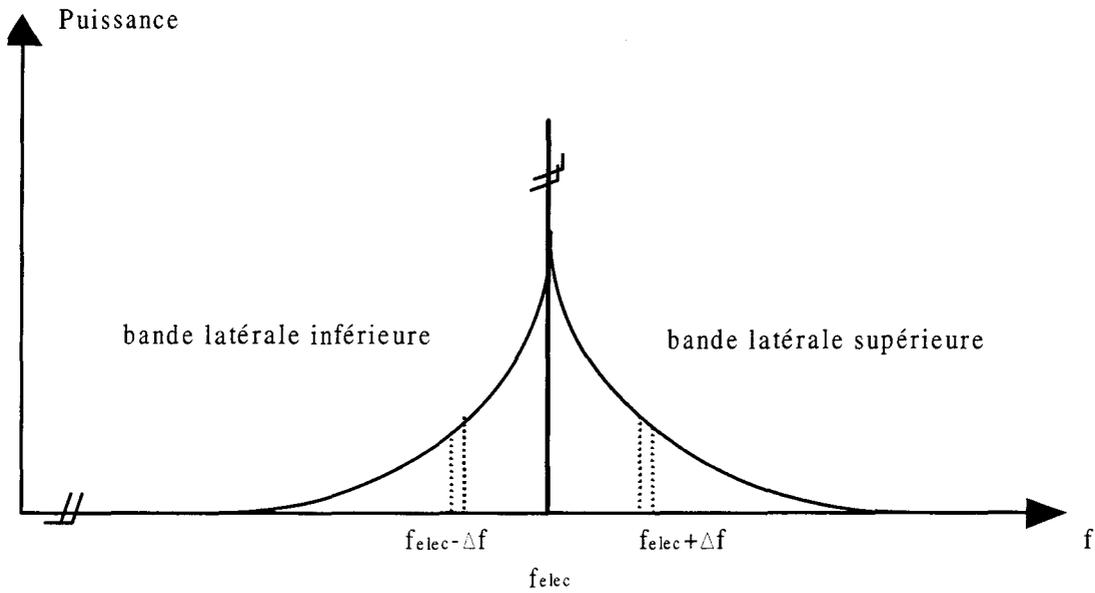


Figure II- 4: bandes latérales de bruit disposés au pied de la porteuse hyperfréquence

La quantité de bruit amassé ainsi au pied de la porteuse possède une distribution en fréquence, le bruit n'est pas « blanc » ou constant en fonction de la fréquence mais il décroît avec une pente de $1/f^p$ lorsque l'on s'éloigne de la porteuse (où p est un réel). La dépendance en fréquence des bruits d'amplitude et de phase est caractéristique de chaque système. Ainsi les oscillateurs ont un bruit de phase décroissant en $1/f^3$ ($p=3$), les amplificateurs hyperfréquences généralement en $1/f$ ($p=1$). L'origine du bruit affectant celui au pied de la porteuse (le bruit BF par exemple) et son interaction avec le signal détermine le coefficient p .

Cependant à ce stade de l'observation sur un analyseur de spectre idéal, nous ne savons pas, a priori, si le bruit présent au pied de la porteuse correspond à des fluctuations d'amplitude ou de phase.

Il est intéressant de connaître les valeurs respectives des densités spectrales des fluctuations de phase $S_{PM}(f)$ et d'amplitude $S_{AM}(f)$. Nous verrons que des méthodes de mesure permettent

de démoduler les fluctuations d'amplitude et de phase et d'obtenir séparément $S_{AM}(f)$ et $S_{PM}(f)$.

Nous rappelons ici que la densité spectrale des fluctuations d'un signal $x(t)$ ($x(t)$ représente les fluctuations de phase ou l'amplitude du signal) est définie comme la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation des fluctuations de $x(t)$ [6-10]. Ainsi on écrit la fonction d'autocorrélation de $x(t)$:

$$R(\tau) = \langle x(t) * x(t - \tau) \rangle$$

EQ II- 3

où les crochets signifient qu'une moyenne est effectuée.

La densité spectrale s'écrit alors :

$$S_x(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R(\tau) * \exp(-i2\pi f\tau) d\tau$$

EQ II- 4

La densité spectrale est une fonction réelle, paire et positive. Les fluctuations du signal $x(t)$ étant réparties de part et d'autre du signal centré à f_{elec} , la densité spectrale des fluctuations est la somme des densités spectrales en simple bande. En effet, expérimentalement, les mesures sont faites autour de la fréquence nulle dans le domaine des fréquences positives. Le spectre est « replié » par rapport à $f=0$. On mesure donc deux fois la valeur des fluctuations de bruit autour de f_{elec} .

La densité spectrale des fluctuations de phase s'expriment en rad^2/Hz .

La densité spectrale des fluctuations d'amplitude s'exprime en V^2/Hz .

Afin de visualiser le bruit de phase et d'amplitude, il est intéressant d'utiliser une représentation de Fresnel dans l'espace complexe [9-11].

Il s'agit de représenter le signal à ω_{elec} sans bruit et de lui additionner les composantes aléatoires de bruit. Ainsi, un vecteur de bruit, d'amplitude et de phase aléatoires, tourne à la pulsation ω_i autour de ω_{elec} .

Sur la figure II- 5, la porteuse, à f_{elec} est simultanément affectée par du bruit d'amplitude et du bruit de phase. En effet le vecteur résultant de la somme du vecteur initial et du vecteur de bruit est modifié en amplitude et en phase. Cependant nous remarquons que c'est l'interaction du bruit avec la porteuse qui génère du bruit d'amplitude ou de phase et non pas le bruit seul.

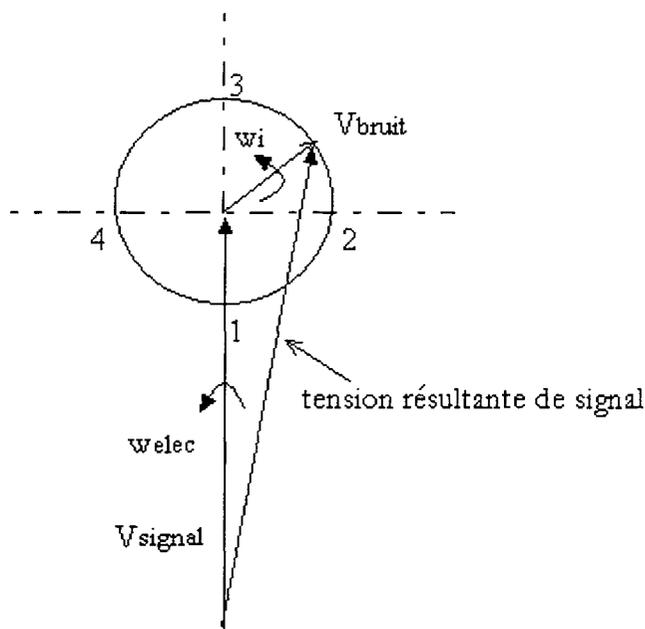


Figure II- 5: représentation de Fresnel du signal (V_{signal}) modulé à ω_{elec} et du bruit (V_{bruit}) modulé à ω_i

Les points 1 et 3 caractérisent respectivement un minimum et un maximum de bruit d'amplitude. Les positions 2 et 4 caractérisent les maxima de bruit de phase.

Pour représenter les bandes latérales supérieures et inférieures de bruit, il est courant d'utiliser deux vecteurs de bruits tournant en sens opposés autour de la porteuse : figure II- 6. Leur somme est le vecteur de bruit résultant, affectant la porteuse. Sur la figure II- 6, les vecteurs de bruits sont respectivement placés de telle manière que le bruit d'amplitude, ou de phase soit maximal. Ces deux positions sont en quadrature l'une par rapport à l'autre. Cette remarque est très importante car cela signifie qu'il est toujours possible de trouver une configuration pour laquelle les bruits de phase ou d'amplitude peuvent être observés indépendamment l'un de l'autre.

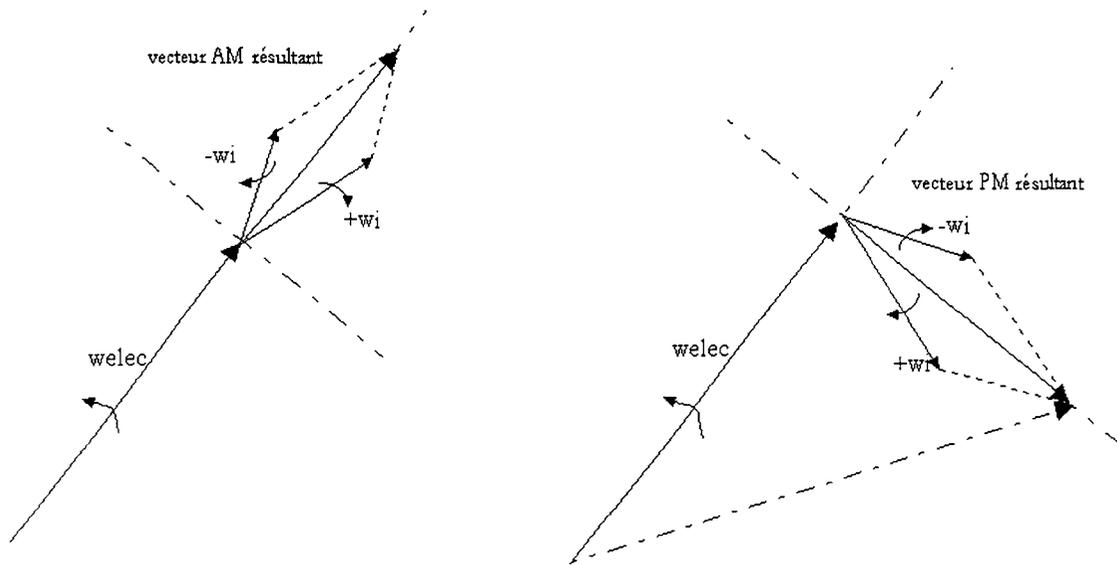


Figure II- 6: représentation de Fresnel du signal et du bruit avec, sur la figure de gauche un maximum de bruit d'AM et sur la figure de droite, un maximum de bruit de phase

Cette représentation permet d'expliquer les configurations expérimentales et même d'orienter le calcul, nous le verrons plus loin.

Cependant, la représentation vectorielle malgré son excellente représentation visuelle et mathématique des phénomènes nous éloigne un peu d'une compréhension physique du phénomène de bruit de phase et d'amplitude lorsqu'il s'agit d'étudier un composant particulier et ses bruits propres. Il faut alors déterminer précisément la nature des bruits à considérer, et leur interaction avec le signal électrique.

1-1-2- Pureté spectrale

L'unité de mesure utilisée pour quantifier le bruit autour d'un signal est la pureté spectrale. Elle représente, comme indiqué sur le schéma II- 7, le rapport entre la puissance de bruit dans une bande de 1Hz à une distance Δf de la fréquence porteuse et la puissance du signal. Elle est noté $L(f)$ et s'exprime en dBc/Hz où la lettre « c » réfère à « carrier » pour porteuse en anglais.

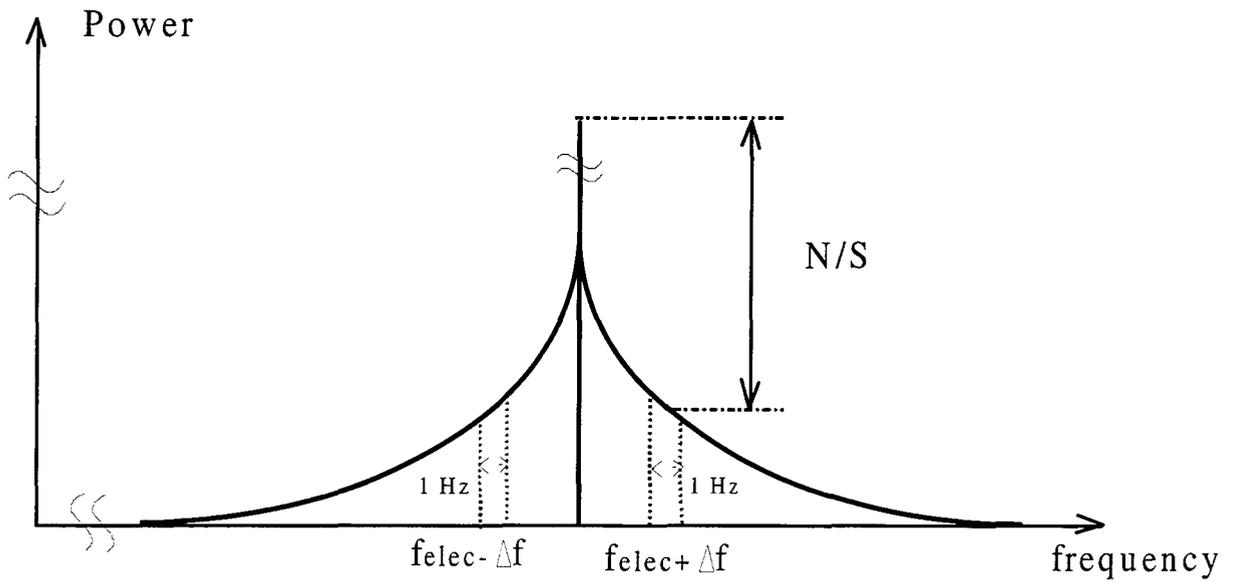


Figure II- 7: définition de la pureté spectrale

Si l'on considère la définition, la puissance de bruit ainsi énoncée correspond à une puissance de bruit totale, c'est-à-dire, contenant à la fois les informations de bruit de phase et de bruit d'amplitude. A ce stade de la définition, la pureté spectrale du signal est donc déterminée par la connaissance du bruit de phase et d'amplitude.

Cependant de nombreux dispositifs, c'est le cas des sources à oscillateurs par exemple, ont un bruit d'amplitude très faible, environ 60dB en dessous du bruit de phase (figure II- 8) et donc leur pureté spectrale dépend essentiellement de la quantité de bruit de phase seul [5].

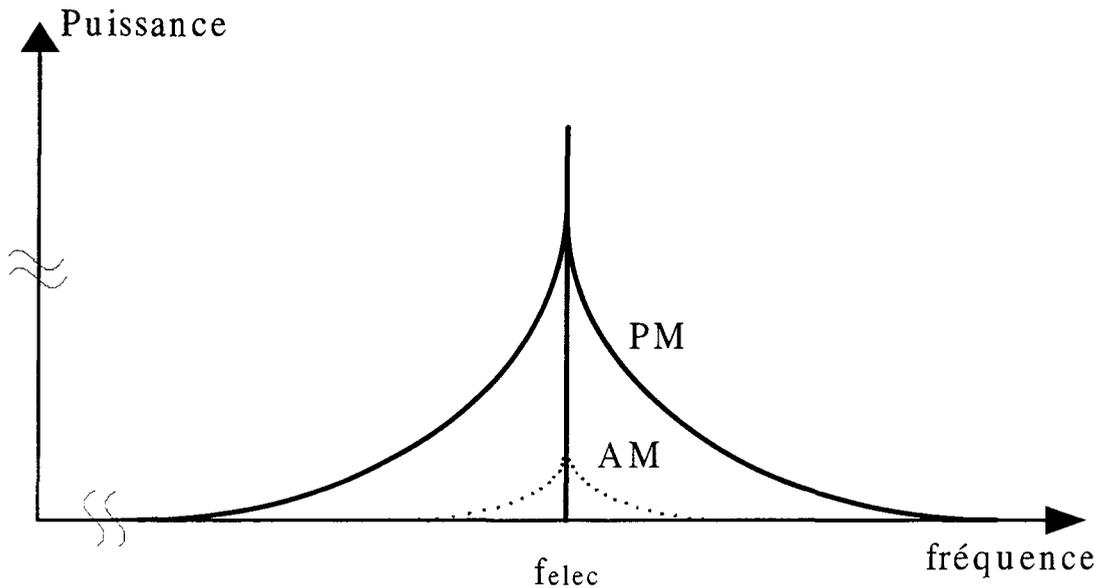


Figure II- 8: bruit de phase et bruit d'amplitude au pied de la porteuse: le bruit d'AM est ici inférieur au bruit de PM

Le terme $L(f)$ est alors employé pour désigner la pureté spectrale en terme de bruit de phase uniquement.

De nombreux travaux ont été menés pour améliorer les dispositifs en terme de bruit de phase [12-13] et il existe des applications où le bruit d'amplitude, même s'il est très faible, n'est plus négligeable. Il devrait donc être contenu dans $L(f)$. Cependant par convention implicite, le terme de $L(f)$ reste attribué au bruit de phase seul. Le bruit d'amplitude est alors défini par $M(f)$, représentant le rapport entre la puissance de bruit d'amplitude contenu dans une bande de 1 Hz à la distance Δf de la porteuse et la puissance de signal.

Logiquement, un troisième terme devrait être employé pour caractériser la pureté spectrale, qui tiendrait compte des deux sources de bruit.

Dans les systèmes, il est rare d'être simultanément gêné par les deux types de bruit. En effet les systèmes de détection de signaux hyperfréquences, dans les radars par exemple utilisent souvent l'hétérodynage par le biais de convertisseurs de fréquence. Ce principe de détection a l'avantage, grâce aux mélangeurs équilibrés utilisés, de rejeter le bruit d'amplitude de 10 à 20dB.

Il faut malgré tout rester vigilant car dans certains cas des éléments non linéaires dans le système peuvent convertir le bruit d'amplitude en bruit de phase ou réciproquement [2-14].

1-1-3- Problème: la dégradation de la pureté d'un signal dans un dispositif

Un système peut être décomposé en trois parties, par exemple, comme indiqué sur la figure II-9 : l'émission, le transport et la réception.

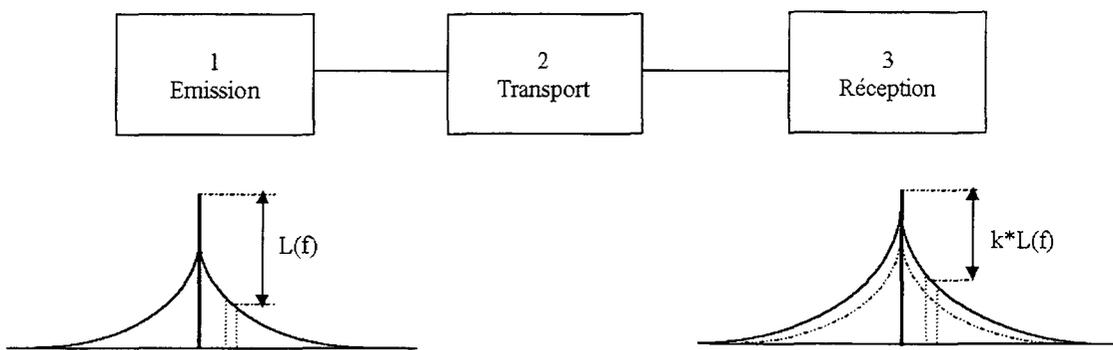


Figure II- 9: système de transmission de signaux hyperfréquence: dégradation du bruit au pied de la porteuse

Le signal portant l'information est émis en 1. Il est modulé à la fréquence d'intérêt, par exemple 3GHz. Ce signal peut être soit immédiatement détecté en 3, soit utilisé en tant qu'oscillateur local afin d'alimenter un système de détection 3. Il peut ne pas être émis à proximité de 3 et doit donc être transporté par 2 jusqu'à 3.

A l'émission en 1, la qualité spectrale du signal est déterminée par la source utilisée, par exemple un pilote à quartz. En dépit des progrès réalisés dans ce domaine, le signal est entaché de bruit proche de sa fréquence, ici à 3GHz, mais la pureté spectrale correspond généralement aux spécifications du système de détection. Le transport du signal, en 2, peut dégrader la qualité spectrale et le signal arrivant en 3 peut ne plus de satisfaire à un bon fonctionnement de la détection.

En effet, pour un transport sur plusieurs centaines de mètres, il faut non seulement véhiculer le signal mais aussi compenser les pertes engendrées par la propagation, grâce à une amplification périodique. Les composants actifs ainsi employés, rajoutent leur bruit propre au signal et dégradent la qualité spectrale du signal incident. La dégradation du signal est

d'autant plus grande que les pertes sont élevées. La pureté spectrale nécessaire en 3 étant spécifiée, il s'agit donc de limiter la dégradation entre 1 et 3 pour rester en conformité.

Dans notre cas, le transport en 2 du signal radiofréquence, se fera par voie optique.

Avant de poursuivre cette étude, il est important de rappeler les principales contributions à la dégradation du bruit, de phase, notamment. Il existe, en fait, plusieurs catégories de fluctuations de phase [15]:

- les fluctuations de phase à long terme qui peuvent provenir d'une lente dérive de la phase, générée par exemple dans la source elle-même.

- les fluctuations de la phase à court terme. Ce sont celles que nous allons étudier en détail.

- les fluctuations de phase dues à l'environnement qui affectent physiquement le dispositif que ce soit en 1 ou en 2. Elles sont généralement inhérentes au système, par exemple dans le cas d'antennes rotatives ou de dispositif embarqués. Le mouvement des câbles hyperfréquences, ou de la fibre optique dans notre cas, peut modifier la phase et dégrader la pureté spectrale. Cet aspect, correspondant aux conditions opérationnelles d'utilisation des liaisons optiques ne doit pas être oublié.

1-2- Description des différentes méthodes de mesure de bruit de phase et d'amplitude électrique

Les notions de fluctuations de phase (PM) et d'amplitude (AM) étant définies, il s'agit maintenant de les quantifier. La mesure du bruit d'une manière générale est délicate, celle des bruits d'AM et de PM l'est d'autant plus que leur mesure doit être effectuée à des fréquences proches de la fréquence du signal, ce qui nécessite une très grande dynamique pour le système de mesure. Différentes techniques de mesure existent suivant la nature du dispositif à mesurer : composant hyperfréquence à un ou deux ports.

1-2-1- Mesure du bruit de phase d'un oscillateur

Il existe principalement trois méthodes pour mesurer le bruit de phase d'une source: une méthode directe et deux méthodes indirectes.

a) mesure directe sur un analyseur de spectre :

La plus immédiate des méthodes de mesure est celle utilisant un analyseur de spectre électrique. La configuration est simple et est schématisée sur la figure II- 10.

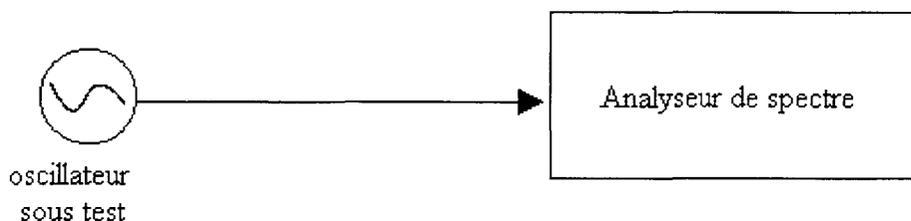


Figure II- 10: mesure directe du bruit au pied de la porteuse avec un analyseur de spectre

Le signal issu de la source à mesurer est directement injecté dans l'analyseur et la mesure du bruit se fait simplement par lecture sur le spectre ainsi obtenu.

L'analyseur de spectre affiche la puissance hyperfréquence mesurée de bruit en dBm/Hz, celle du signal en dBm.

En dépit de sa simplicité de mise en œuvre, cette méthode souffre de plusieurs inconvénients. Tout d'abord, le bruit mesuré est le bruit total de la source (amplitude et phase), ce qui réduit la connaissance du système. Ensuite, la sensibilité de la mesure est limitée par le bruit propre de l'analyseur de spectre et notamment de son propre oscillateur local. Enfin l'analyse proche de la porteuse ($\Delta f < 100\text{Hz}$) est impossible du fait que l'appareil ne peut suivre la dérive de la fréquence centrale du signal. Du fait des multiples conversions de fréquences, le plancher typique de mesure des meilleurs analyseurs de spectre actuels se situe aux alentours de -120dBc/Hz .

b) méthodes indirectes

b-1 rappel sur l'utilisation d'un détecteur de phase

Afin de séparer le bruit d'amplitude du bruit de phase il faut utiliser un dispositif sensible uniquement à la phase du signal : le détecteur de phase représenté sur la figure II- 11 [16].

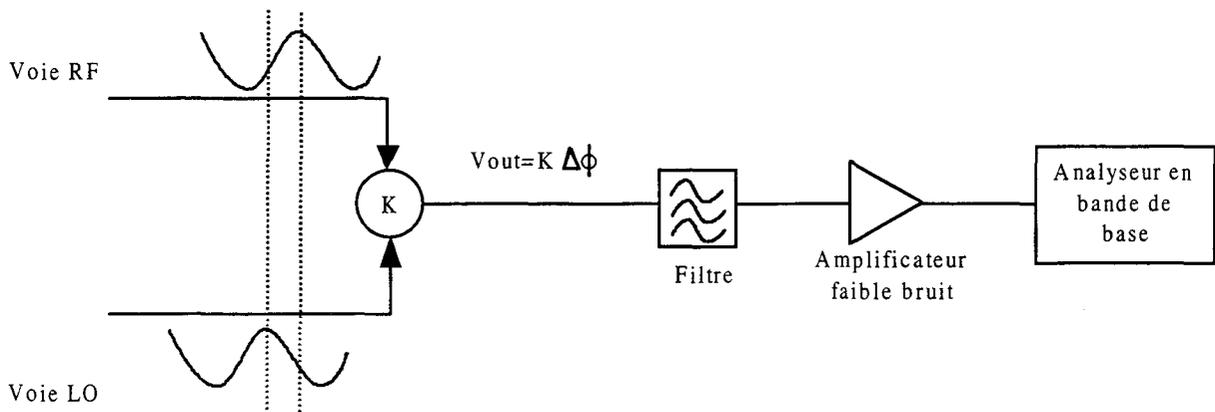


Figure II- 11: description du détecteur de phase

Ce dispositif convertit la différence de phase de deux signaux incidents, en une tension. Quand la différence de phase est nulle, la tension de sortie est idéalement égale à zéro. Toute fluctuation par rapport à la quadrature génère une tension proportionnelle à l'écart de phase. Les détecteurs de phase sont généralement des mélangeurs doublement équilibrés.

Le signal sur la voie LO du mélangeur doit être suffisamment fort pour « pomper » les diodes du mélangeur. Il existe des mélangeurs d'excellente qualité pouvant fonctionner avec de faibles niveaux en voie RF (0dBm).

Le traitement du signal de sortie du détecteur de phase est effectué en bande de base, typiquement jusqu'à 10MHz ou 40MHz, suivant les systèmes de mesure. Les difficultés inhérentes au traitement de telle fréquences seront évoquées ultérieurement.

Le détecteur de phase rejette le bruit d'AM de 20dB typiquement à 30 dB dans le meilleur des cas. Cette rejection décroît lorsque la fréquence augmente.

Ce signal est filtré puis amplifié et mesuré par l'analyseur en bande de base (typiquement un Convertisseur analogique numérique et un analyseur de spectre à FFT jusqu'à 10MHz) qui affiche alors la densité spectrale des fluctuations de phase normalisée par rapport à la puissance du signal exprimée en dBc/Hz).

Pour la mesure des oscillateurs, le détecteur de phase est utilisée dans deux types de configurations : la méthode à un ou deux oscillateurs.

La grande différence entre ces deux méthodes est que la première ne nécessite pas de source de référence alors que la seconde utilise une seconde source.

b-2 méthode à un seul oscillateur:

Le schéma II- 12 représente la configuration de mesure utilisant une ligne à retard [17-18-19-20].

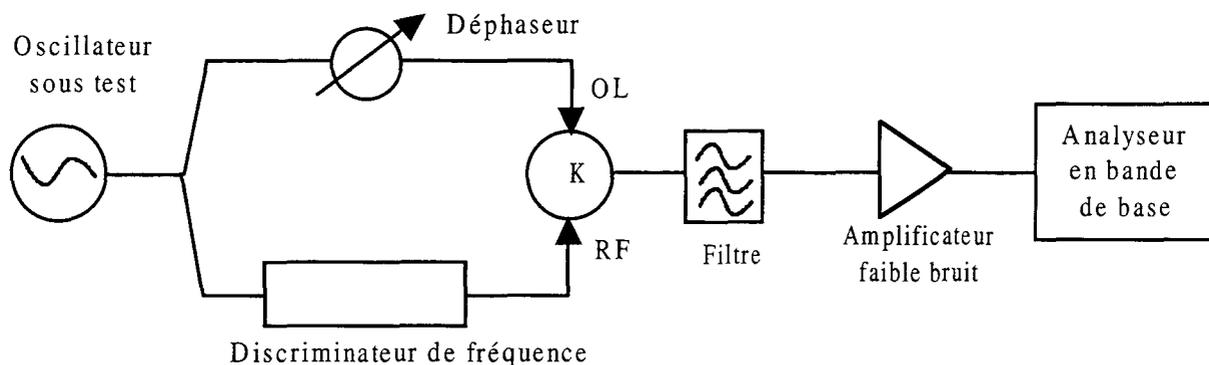


Figure II- 12: mesure du bruit de phase d'un oscillateur avec une ligne à retard

Le signal, issu de la source à mesurer, alimente les voies OL et RF d'un mélangeur.

Les signaux OL et RF sont partiellement décorrélés temporellement par une ligne à retard (idéalement ce retard devrait être supérieur à la plus grande période du signal modulant, ce qui n'est pas réalisable en pratique). La conversion des fluctuations de phase ou de fréquence en fluctuations de tension est assuré au niveau du mélangeur, car le déphaseur en voie OL assure la quadrature des signaux OL et RF.

Cette technique nécessite que la source soit relativement stable, le temps d'une mesure par exemple, puisqu'aucun contrôle n'est effectué.

Le plancher de bruit de cette configuration et l'écart d'observation maximal en fréquence par rapport à la porteuse sont déterminés par le retard utilisé.

Le principal inconvénient de cette méthode est que la ligne à retard engendre des pertes élevées, qui augmentent avec la fréquence, que l'on peut compenser par un amplificateur, ce qui dégrade le plancher de bruit

De plus, pour les mesures très proches de la porteuse la sensibilité du discriminateur diminue.

Pour pallier ce défaut il faut augmenter le retard ce qui engendre des pertes supplémentaires.

Cependant des planchers de bruit de -140dBc/Hz à -150dBc/Hz sont obtenus à 10kHz de la porteuse jusqu'à -170dBc/Hz à quelques MHz. De plus cette méthode a l'avantage de n'utiliser qu'une seule source.

b-3 méthode à deux oscillateurs à boucle de verrouillage de phase

Le schéma II- 13 représente la configuration expérimentale utilisée pour mesurer un oscillateur avec une boucle à verrouillage de phase et un détecteur de phase [21-22-23].

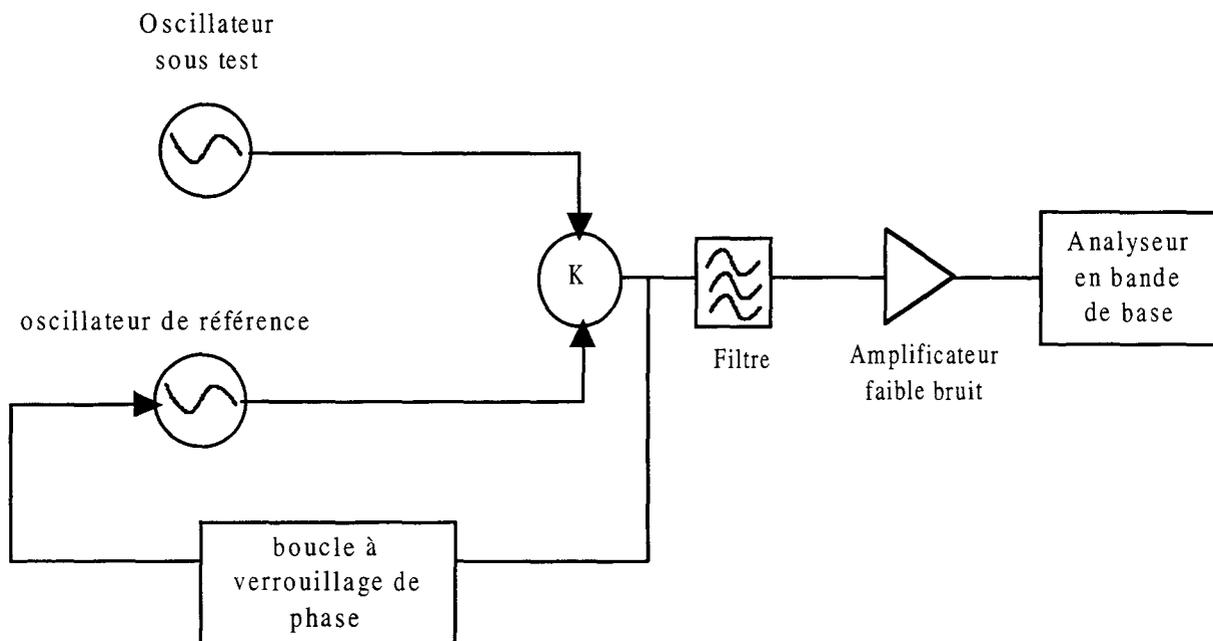


Figure II- 13: mesure du bruit de phase d'un oscillateur avec une boucle à verrouillage de phase

Cette méthode utilise deux sources : le dispositif à caractériser et une source pour fournir la référence de phase nécessaire au fonctionnement du détecteur de phase. La boucle de verrouillage permet de contrôler la phase de l'une ou de l'autre des deux sources afin de maintenir la quadrature. Ceci signifie donc qu'une des sources doit pouvoir être ajustée en tension : c'est généralement la référence. Le bruit de phase mesuré par le détecteur de phase est donc la somme des fluctuations de phase des deux sources. Pour une source de référence bien meilleure que celle à caractériser (son bruit est inférieur de 15dB typiquement) la tension en sortie du détecteur représentera les fluctuations de phase de la source à caractériser seule. La précision de la méthode dépend de la parfaite connaissance des paramètres de la boucle de verrouillage.

Le plancher de bruit accessible est bas : $< -170\text{dBc/Hz}$ à 1kHz et -120dBc/Hz à 0,1Hz. Le principe ne limite pas le décalage en fréquence par rapport à la porteuse. Le bruit d'amplitude est rejeté de plus de 20dB. Il faut cependant utiliser deux sources dont l'une doit être

contrôlable. Cette technique est actuellement la plus appropriée pour la mesure d'oscillateurs faible bruit

c) bilan des techniques de mesure des oscillateurs

Les trois méthodes décrites précédemment (méthode directe, à ligne à retard ou avec une boucle à verrouillage de phase) sont les plus utilisées pour mesurer des oscillateurs.

D'autres configurations existent utilisant deux détecteurs de phase par exemple [24-25-26] ce qui permet de diminuer le plancher de bruit du système en s'affranchissant de tous les bruits incohérents entre les deux systèmes de détection de phase. Un procédé à trois voies [27] permet d'obtenir d'excellents résultats en utilisant deux références et une source à mesurer. Cela permet de comparer deux par deux les oscillateurs.

Ces méthodes sont plus lourdes à mettre en oeuvre.

1-2-2- mesure du bruit de phase rajouté par un Dispositif Sous Test (DST)

La mesure du bruit rajouté par un dispositif nécessite une configuration particulière. En effet si l'on souhaite connaître le bruit réellement introduit par ce dispositif, les configurations expérimentales décrites précédemment ne conviennent pas. Elles permettent uniquement d'accéder à la somme du bruit de la source et du dispositif. Le bruit du dispositif ne peut alors être déterminé que s'il est supérieur ou égal au bruit de la source. Or dans bien des cas, les dispositifs à mesurer présentent des fluctuations de phase inférieures au bruit de la plupart des sources.

Il s'agit donc de réduire l'influence du bruit de la source servant à stimuler le dispositif sous test tout en conservant le bruit du DST.

La configuration la plus utilisée est la méthode à deux voies utilisant un détecteur de phase, schématisée sur la figure II- 14 [4-28].

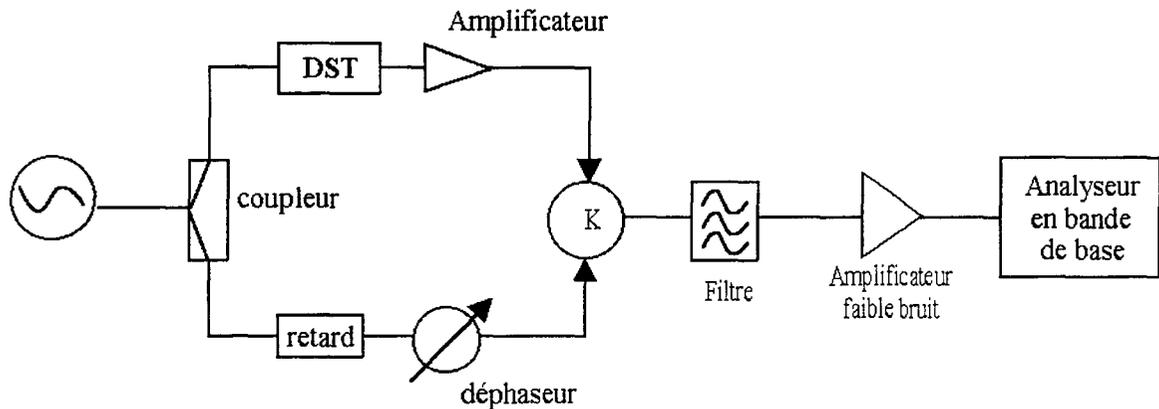


Figure II- 14: mesure du bruit de phase rajouté par un dispositif sous test (DST) à deux ports

Le signal de la source excitatrice est séparé en deux voies. Le but de cette méthode est de conserver le bruit de la source identique dans les deux voies afin qu'il reste corrélé au niveau du détecteur de phase. Ainsi la seule différence de bruit entre les deux voies que le détecteur de phase convertira en fluctuations de tension sera due au DST.

Le dispositif à mesurer est placé sur la voie RF du détecteur de phase ce qui permet de travailler avec des signaux faibles (0dBm). Sur la voie LO, un déphaseur permet d'ajuster la quadrature. Les deux voies doivent présenter un retard équivalent afin de ne pas décorréler le bruit de la source. Lorsque le DST introduit un retard important, il peut subsister en sortie du mélangeur du bruit de phase de la source.

Le plancher de bruit typique de ce type de dispositif est semblable à celui de la méthode avec la boucle à verrouillage de phase des oscillateurs : c'est-à-dire, inférieur à -165dBc/Hz à plus de 1kHz de la porteuse et remontant en $1/f$ ou $1/f^2$ au pied de la porteuse par suite du bruit propre du détecteur de phase et des amplificateurs utilisés en bout de chaîne précédant la mesure au niveau de l'analyseur FFT.

Cette configuration est celle que nous avons choisie pour effectuer les mesures de bruit de phase rajouté par une liaison optique.

De même que pour la mesure des oscillateurs d'autres configurations, plus lourdes mais présentant un très faible plancher de bruit, existent. La mesure à deux voies peut être mise en place avec deux dispositifs à mesurer, un sur chaque voie ce qui permet finalement de mesurer deux fois le bruit rajouté par le DST. Cela nécessite des DST identiques en terme de

bruit et d'introduction de retard ce qui n'est pas forcément vrai même si leurs caractéristiques sont identiques [28].

Une autre méthode, également évoquée, pour la mesure des oscillateurs est la mesure d'un DST en utilisant la corrélation croisée avec deux détecteurs de phase [29-30] afin de diminuer le plancher de bruit du banc. Cette méthode est plus lourde que celle à un seul détecteur de phase mais son intérêt est important pour les dispositifs ayant un très faible bruit de phase ($< -165\text{dBc/Hz}$).

1-2-3 mesure du bruit d'amplitude au pied de la porteuse hyperfréquence

La mesure du bruit d'amplitude, est une mesure des fluctuations de puissance, effectuée directement en sortie du dispositif à caractériser.

Une configuration avec un détecteur à diode est généralement employée : figure II- 15.

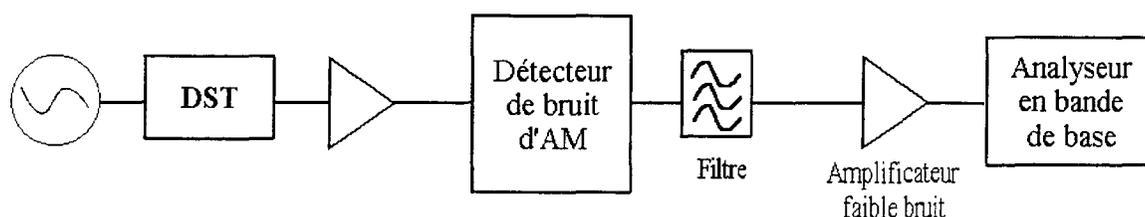


Figure II- 15: mesure du bruit d'amplitude d'un dispositif

Le détecteur à diode convertit les fluctuations de l'amplitude du signal en fluctuations de tension. Il effectue une détection quadratique du signal, s'il est aperiodique, il n'est pas sensible au bruit de phase. On peut ainsi mesurer directement un oscillateur. Pour la mesure d'un DST, il faut utiliser une source à faible bruit d'amplitude pour moduler le DST. Cette contrainte n'est pas trop restrictive car de nombreux oscillateurs ont un bruit d'amplitude très faible (20dB en dessous de leur bruit de phase). Une importante restriction est cependant à faire en ce qui concerne les synthétiseurs de fréquence utilisés classiquement en laboratoire, car leur bruit d'amplitude est fort (de -120dBc/Hz à -140dBc/Hz à 1MHz de la porteuse) du fait des nombreux amplificateurs et multiplieurs de fréquence.

Le plancher de bruit d'un tel dispositif de mesure est fixé, en dehors de la contribution de la source par le détecteur à diode, et se situe entre -150dBc/Hz et -160 dBc/Hz à plus de 100kHz de la porteuse.

Nous utilisons cette configuration pour mesurer le bruit d'amplitude de la liaison optique.

Une configuration à deux voies est quelquefois évoquée : la configuration à deux voies schématisée Figure II- 14 est utilisée. Si le mélangeur doublement équilibré est attaqué par deux signaux placés en opposition de phase, il agit alors comme un détecteur de fluctuation d'amplitude et n'est pas sensible au bruit de phase [31].

Cependant cette configuration est plus lourde à mettre en oeuvre et nous ne l'avons pas retenue.

2- BRUIT D'AMPLITUDE ET DE PHASE ELECTRIQUE DANS LES LIAISONS OPTIQUES

Nous allons identifier les sources de bruit et les mécanismes qui vont déterminer les performances de la liaison en terme de fluctuation de phase et d'amplitude proche de la porteuse hyperfréquence transmise par la liaison.

L'analyse approfondie de la liaison optique constituée d'un laser à semi-conducteurs modulé directement en amplitude constitue l'essentiel de ce paragraphe avec une attention centrée principalement sur la source optique. En effet, la fibre optique et les photodiodes développées au LCR et utilisées dans cette étude ne présentent pas de caractéristiques susceptibles d'affecter le bruit proche de la porteuse d'une manière supérieure à celles introduites par la modulation du laser. Ce point sera détaillé au 2-1-5.

2-1- Le laser à semi-conducteur modulé directement en amplitude

2-1-1 origine de la dégradation d'un signal hyperfréquence

Deux spectres de bruit de phase et d'amplitude ajoutés, mesurés en sortie d'une liaison optique, sont représentés en figure II- 16.

Le plancher de bruit du « système » de mesure est négligeable devant le bruit de la liaison optique.

Il est peut-être surprenant de commencer une analyse théorique par un résultat expérimental mais cela permet d'identifier concrètement les phénomènes qui sont cités tout au long de ce paragraphe.

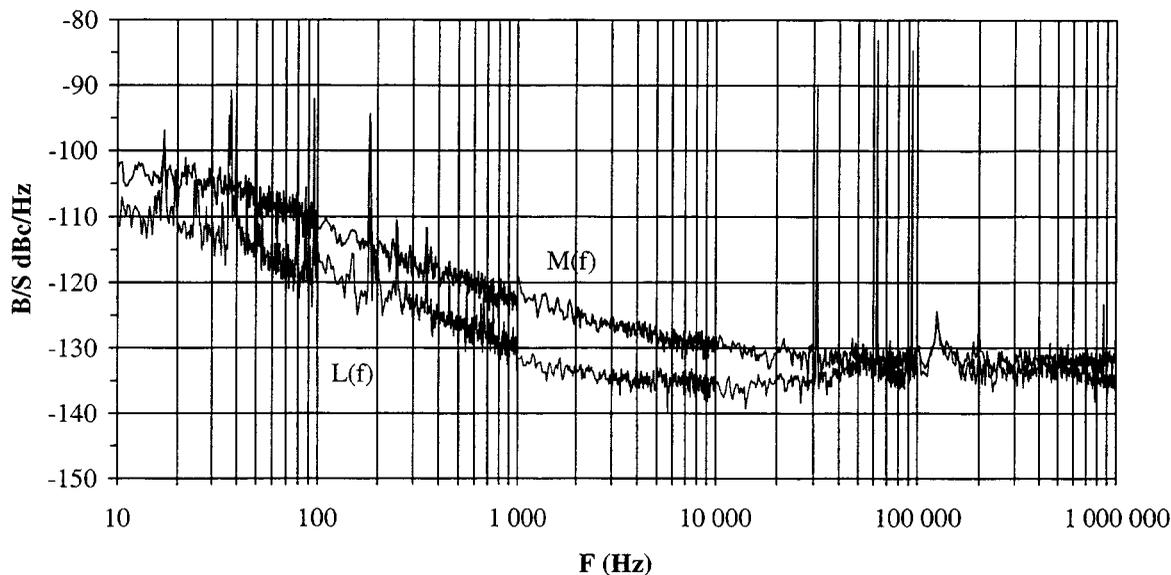


Figure II- 16: exemples de mesures de bruit de phase et de bruit d'amplitude au pied de la porteuse hyperfréquence, normalisés par rapport à la puissance de signal

Le niveau des bruits obtenus sur la figure II- 16 ne présente pas d'intérêt pour l'instant, il s'agit d'observer l'allure de ces courbes.

Que ce soit pour l'amplitude ($M(f)$) ou la phase ($L(f)$), deux régions distinctes caractérisent les spectres de bruit :

- * une zone pour les fréquences supérieures à 10 ou 20kHz, où la densité spectrale de bruit est constante en fonction de la fréquence que nous identifions comme un plancher de bruit « blanc ».

- * une zone pour les fréquences inférieures à 10kHz pour laquelle la densité spectrale de bruit a une dépendance en fonction de la fréquence, de pente $1/f$. caractéristique du bruit de type Flicker.

- *une zone intermédiaire, qui correspond à la somme linéaires des densités spectrales des deux précédentes régions.

Remarque importante sur le bruit de phase optique :

Afin d'éviter toute confusion concernant le bruit de phase, il faut distinguer clairement la distinction entre l'optique et les hyperfréquences. Nous l'avons déjà évoqué au chapitre I mais c'est à l'intérieur de ce paragraphe qu'elle prend toute son importance.

Toute source optique, en particulier le laser à semi-conducteurs en modulation directe, émet un signal optique d'amplitude et de fréquence optique déterminée par sa structure propre. La longueur d'onde dans les communication optiques est généralement à 1,3 μ m ou 1,55 μ m, ce qui donne en fréquence des valeurs de l'ordre de la centaine de TeraHertz. La fréquence optique associée ou la pulsation, ω_{opt} , n'est pas pure et présente une certaine distribution spectrale centrée autour de la centaine de THz: ces fluctuations de la fréquence optique constituent le bruit de phase optique du signal émis par le laser, ϕ_{opt} . De même l'amplitude, A_{opt} , varie et génère du bruit d'amplitude optique, a_{opt} .

Le signal optique peut donc s'écrire :

$$E_{opt}(t) = (A_{opt} + a_{opt}(t)) * \cos(\omega_{opt} t + \phi_{opt}(t)) = \sqrt{P_{opt}(t)} \cos(\omega_{opt} t + \phi_{opt}(t))$$

EQ II- 5

où $P_{opt}(t)$ est la puissance optique totale.

La description du bruit de phase optique s'apparente bien sur à celle du bruit de phase hyperfréquence, à une échelle de fréquence différente (10^9 Hz pour l'un, 10^{14} Hz pour l'autre). En particulier, la représentation vectorielle est également utilisée [32-33].

Dans le cas des liaisons optiques que nous étudions, la détection du signal optique est une détection non cohérente d'intensité lumineuse, c'est-à-dire, le module au carré du champ optique, ou bien encore la puissance optique ; l'information de phase est perdue. C'est le cas de la plupart des systèmes de détection utilisés actuellement avec les photodiodes à éclairage par la tranche ou par la surface. Ainsi le photocourant disponible en sortie de photodiode s'exprime comme ci-après :

$$I_{ph} \propto |A_{opt} + a_{opt}(t)|^2 \propto P_{opt}(t)$$

EQ II- 6

Lorsque la puissance optique émise par le laser, $P_{opt}(t)$, est modulée par un signal hyperfréquence, $A_{elec}(t)\cos(\omega_{elec}t)$, le champ optique total s'exprime alors :

$$E_{opt}(t) = \left\{ (A_{elec} + a_{elec}(t)) \cos(\omega_{elec} t + \phi_{elec}(t)) \right\}^{1/2} \cos(\omega_{opt} t + \phi_{opt}(t))$$

EQ II- 7

Le photocourant modulé s'écrit :

$$I_{ph} \propto \left| (A_{elec} + a_{elec}(t)) \cos(\omega_{elec} t + \phi_{elec}(t)) \right|$$

EQ II- 8

La phase optique n'intervient pas.

Rappelons cependant que certains phénomènes physiques effectuent la conversion du bruit de phase optique en amplitude optique. Lorsque ils sont présents dans la liaison optique, il faut considérer la phase optique. Mais, son action sur le signal hyperfréquence n'a lieu qu'après conversion en amplitude optique.

Nous pouvons maintenant revenir à la description des courbes de la figure II- 16.

Si nous reconsidérons l'équation EQ II- 8, le spectre de bruit d'amplitude du champ optique correspond à la densité spectrale de $a_{elec}(t)$ et le spectre de bruit de phase à la densité spectrale de $\phi_{elec}(t)$, normalisés par rapport à A_{elec} en f_{elec} .

Il serait intéressant de quantifier ces densités spectrales de bruit d'amplitude et de phase électrique, en absence de porteuse, tout simplement en mesurant le bruit en sortie de liaison optique, autour de f_{elec} sans modulation à f_{elec} .

La figure II- 17 est une vue détaillée du spectre de RIN de la même source autour de $f_{elec}=3\text{GHz}$.

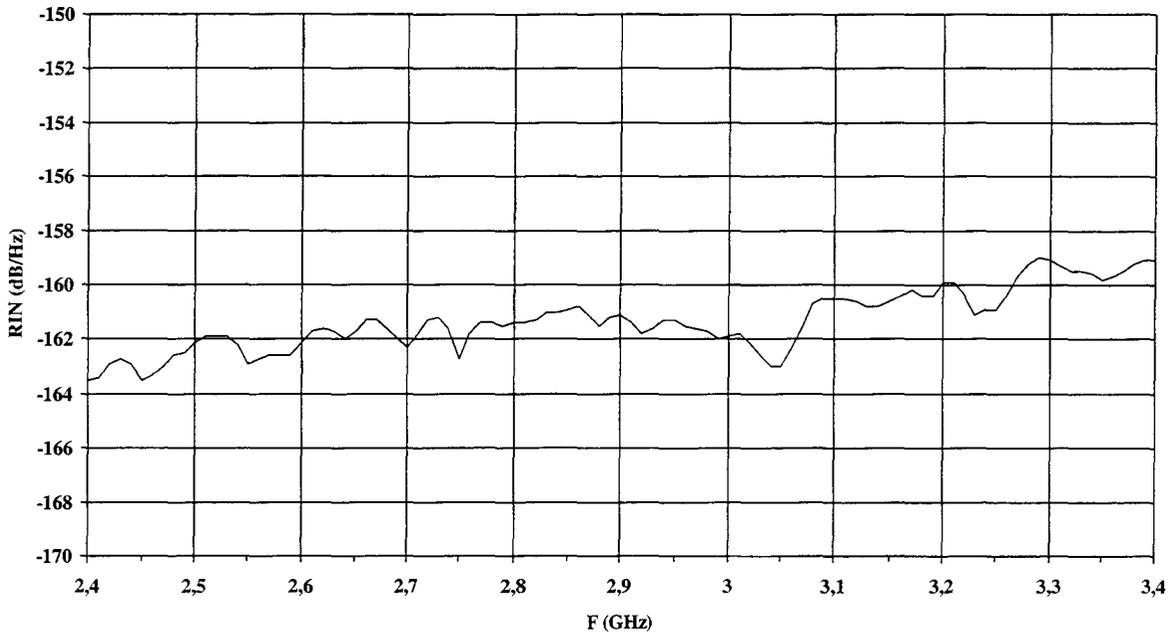


Figure II- 17: RIN de la source laser autour de 3GHz, mesuré sans modulation hyperfréquence

Le spectre est sensiblement plat.

Il est donc faux d’anticiper la valeur de la pureté spectrale en sortie de liaison optique (ou de bruit de phase et d’amplitude) en ne considérant que le bruit dans la liaison optique en l’absence de signal hyperfréquence de modulation [34] car une forte interaction existe entre le bruit et le signal hyperfréquence.

La différence d’allure des courbes de bruit en sortie de liaison optique avec et sans modulation nous amène à penser qu’en présence d’un signal hyperfréquence modulant le laser, il y a eu un transfert de bruit, sous l’effet de la modulation, au pied de la porteuse hyperfréquence. La dépendance en $1/f$ du bruit très proche du signal rappelle le spectre de bruit basse fréquence (BF) du laser. Il semble donc qu’une partie de ce bruit BF ait été converti au pied de la porteuse de modulation sous l’effet de celle-ci. Cette idée puise son origine dans l’observation du comportement des composants hyperfréquences, pour lesquels la présence de bruit supplémentaire très proche de la porteuse est expliqué par une interaction entre le bruit BF et le signal, si le composant est non linéaire. Le résultat de cette interaction est la présence d’une fluctuation au pied de la porteuse [9-14].

Pour expliquer le mécanisme de transfert de bruit dans les composants hyperfréquences, il est possible de considérer le spectre de bruit basse fréquence comme étant constitué d'une infinité de petites porteuses, comme indiqué sur la figure II- 18.

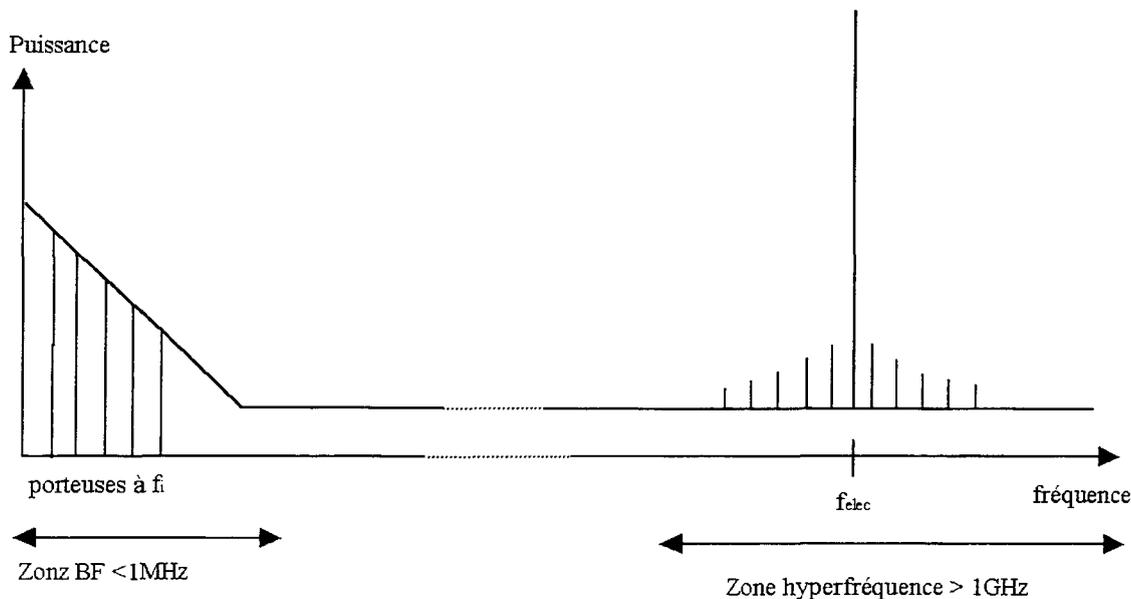


Figure II- 18: transfert du bruit BF au pied du signal: les porteuses de bruit à f_i interagissent avec la porteuse de signal à f_{elec}

La porteuse de signal à f_{elec} interagit avec les différentes petites porteuses de bruit à f_i . Le composant non linéaire, en présence de deux signaux, crée des produits d'intermodulations à deux tons, d'ordre 2, 3, ...

C'est l'ordre 2 qui intervient dans ce cas, avec la génération de signal à $f_{elec}+f_i$ et $f_{elec}-f_i$, comme indiqué sur la figure II- 18. La représentation vectorielle des vecteurs de bruit à f_i additionnés au vecteur de signal à f_{elec} permet ensuite de distinguer les fluctuations de phase et d'amplitude résultantes autour du signal [9].

Une autre solution, plus proche du composant, est de considérer, comme dans le cas d'un amplificateur hyperfréquence, que le gain et la phase de ce dernier dépendent de paramètres susceptibles de contenir des informations de bruit. Pour un transistor bipolaire, HBT, (« Heterostructure Bipolar Transistor »), par exemple, le gain et la phase dépendent du courant et de la tension d'alimentation. Or, le bruit très basse fréquence, dans les composants à semi-conducteurs génère une tension et un courant de bruit qui s'additionnent au courant et à la tension de polarisation. Le gain et la phase sont donc perturbés par ces quantités

supplémentaires et ils vont fluctuer autour de leur valeur moyenne. Le calcul des fluctuations de gain et de phase est effectué par une méthode perturbative, justifiée puisque le bruit n'est qu'une petite perturbation devant le signal [36].

Un raisonnement similaire peut-être appliqué au laser, en tenant compte d'un élément essentiel : la présence de photons.

Le signal de modulation de la source optique est une information électrique, le signal en sortie de liaison optique, après conversion dans la photodiode, est électrique. Son passage dans la liaison optique l'a modifié.

La figure II- 19 schématise ce passage. La porteuse à f_{elec} est supposée idéale, en sortie elle est dégradée. La source de dégradation principale est le laser car il constitue l'élément le plus non linéaire de la chaîne optique.

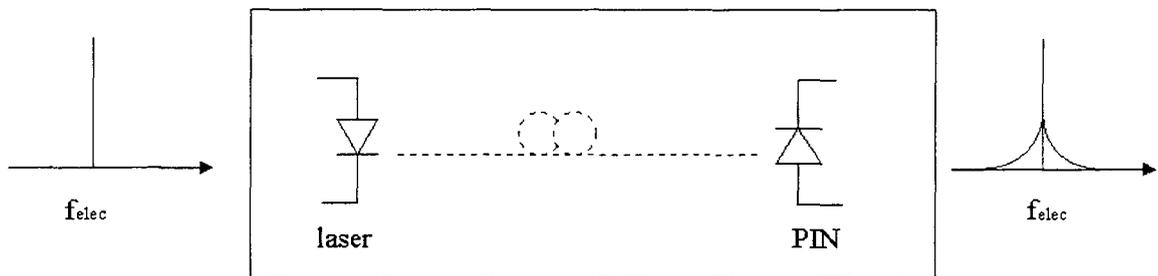


Figure II- 19: dégradation de la pureté spectrale par une liaison optique

2-1-2 bruit optique

La description du bruit d'amplitude optique dans les lasers à semi-conducteurs et son calcul ont été présentés au chapitre I. Nous rappelons ici les points essentiels.

Le bruit d'amplitude optique possède une distribution en fréquence caractéristique de chaque composant. Il est généralement séparé en deux zones : le bruit « BF » et le bruit plus haute fréquence. Les origines de ces « deux bruits » sont distinctes.

Les fluctuations de l'amplitude optique, dites « HF », de quelques 10^{aines} de MHz à la fréquence de coupure présentent une résonance caractéristique du composant et de son comportement dynamique et loin de l'influence de la fréquence de résonance, ce spectre de

bruit est plat. La densité de photons à l'intérieur de la cavité fluctue; c'est un bruit optique, mesuré avec des grandeurs électriques, après photodétection du signal optique.

Des travaux plus ou moins anciens [37-38] ont mis en évidence la présence d'un bruit optique très basse fréquence dont l'origine serait différente du bruit d'amplitude connu classiquement. Sa dépendance avec la fréquence est linéaire et varie en $1/f$, exactement comme dans les composants hyperfréquences.

De même que le bruit « HF », le bruit « BF » est un bruit optique.

La présence simultanée de ces deux sources de fluctuation de l'amplitude optique est représentée figure II- 20, en échelle logarithmique.

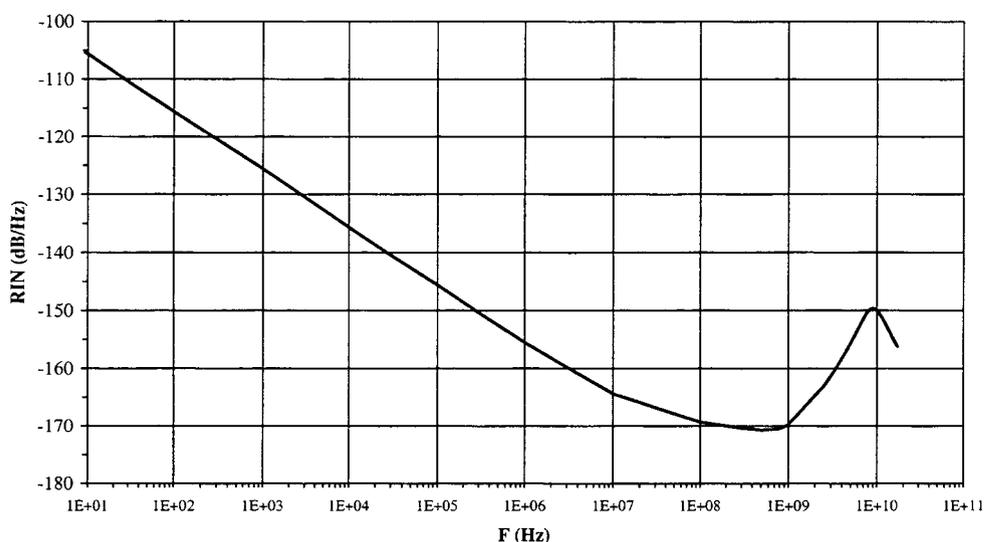


Figure II- 20 : représentation logarithmique du bruit d'intensité relatif basse fréquence et haute fréquence

Le « coude » correspondant à la fréquence pour laquelle le bruit « BF » atteint un plancher, est fixé par le bruit « HF ». Si le niveau de ce dernier augmente, la fréquence de « coude » diminue.

Les bruits d'amplitude optique dans les lasers sont mesurés sans modulation hyperfréquence comme indiqué dans la description du banc de détermination du RIN au chapitre I.

Si le laser est modulé en amplitude par un signal hyperfréquence à f_{elec} , la contribution du bruit HF à f_{elec} n'est plus la seule et une partie du bruit BF est reportée autour de f_{elec} , créant ainsi une distribution spectrale de bruit au pied de la porteuse de modulation. Voyons

comment, et dans quelle condition ce bruit d'amplitude optique va induire des fluctuations de phase et d'amplitude électrique à f_{elec} .

2-1-3 modélisation : 1^{ère} approche par les Intermodulations

Par analogie avec les composants hyperfréquences, nous considérons que le bruit basse fréquence et le signal de modulation à f_{elec} vont interagir par un procédé d'intermodulation à deux tons. Le bruit d'amplitude optique est donc représenté par une infinité de petites porteuses de bruit à f_i réparties sur tout le spectre.

Le signal est à f_{elec} et le bruit à f_i . Nous ne considérons que les fréquences positives.

Par intermodulation à deux tons d'ordre 2, l'information à $f_{elec}+f_i$, provient du bruit BF situé à f_i (figure II- 21).

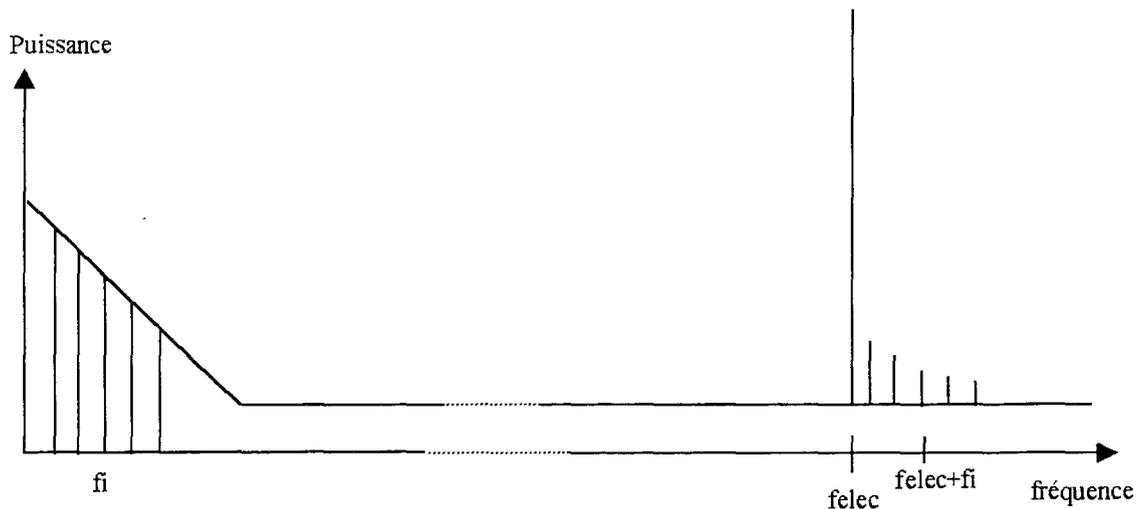


Figure II- 21: schématisation de l'intermodulation à deux tons entre les porteuse de bruit BF à f_i et le signal à f_{elec}

La dépendance en fréquence du bruit ainsi reporté est la même que celle du bruit BF, soit en $1/f$.

De même, les porteuses de bruit situées au delà de f_{elec} (autour de $2f_{elec}$), se reporte autour de f_{elec} par IMD2 du type f_i-f_{elec} . (figure II- 22)

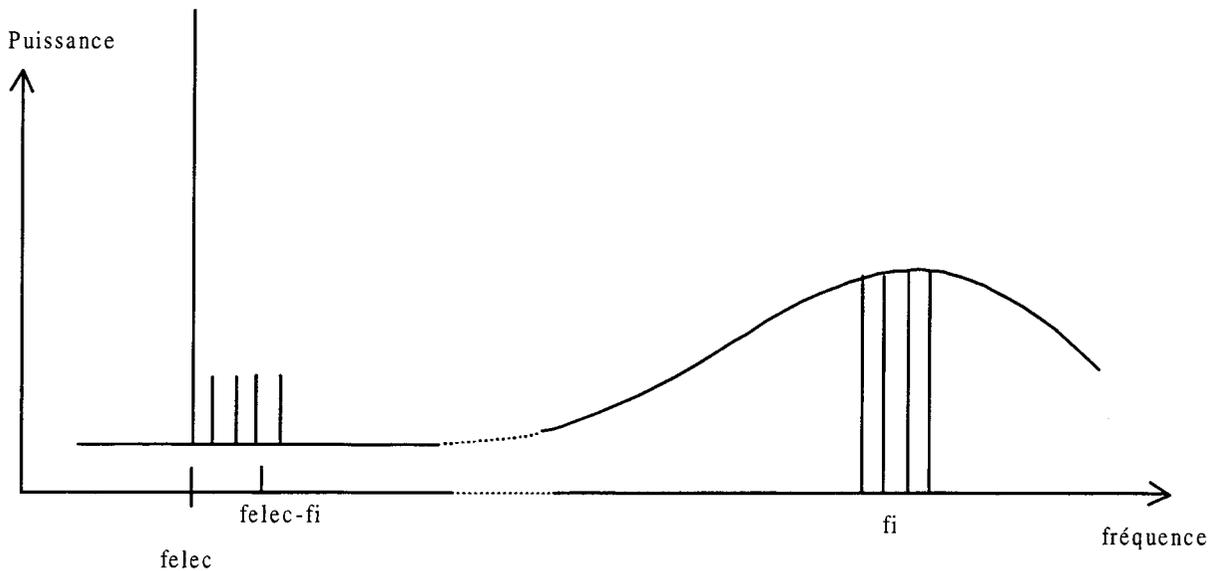


Figure II- 22: schématisation de l'intermodulation à deux tons entre les porteuses de bruit HF à f_i et le signal à f_{elec}

Ce bruit est blanc sur quelques MHz, puisque le bruit HF, l'est.

Cette deuxième contribution peut-être très légitimement négligée devant la précédente si le niveau du bruit HF qui est ainsi reporté à f_{elec} est inférieur au niveau de bruit BF reporté par le même procédé. Ceci est quasiment toujours vérifié en comparant les niveaux de bruit BF et HF sauf éventuellement lorsque la porteuse à f_{elec} est situé à la moitié de la fréquence de résonance f_R . En effet le bruit HF à prendre en compte pour le procédé $f_i - f_{elec}$ est alors le bruit à f_R et c'est un maximum local de bruit. Cependant pour les lasers à puits quantiques que nous utilisons, la hauteur du pic à la fréquence de résonance est faible du fait de la compression du gain. Typiquement les niveaux de RIN mesurés à la fréquence de résonance sont de l'ordre de -148dB/Hz à -152dB/Hz. Or le RIN basse fréquence à 10kHz est compris entre -135dB/Hz et -140dB/Hz, valeurs bien supérieures à celles du RIN à f_R . Nous négligerons donc ce deuxième processus d'IMD très légitimement.

En ce qui concerne l'intermodulations à deux tons d'ordre 3, on constate que $2*f_{elec} +/- f_i$, ne génère aucun signal parasite à f_{elec} , celle en $2*f_i +/- f_{elec}$, est négligeable devant l'IMD2 (elle fait intervenir deux processus : tout d'abord la génération d'une distorsion à $2*f_i$ puis l'IMD2 entre $2*f_i$ et f_{elec} , ce qui est inférieur à la simple IMD2 entre f_i et f_{elec}).

En résumé, le seul mécanisme non linéaire intervenant de façon significative dans la génération de signal parasite autour de f_{elec} , est l'intermodulation d'ordre 2 entre la "porteuse de bruit" à f_i en BF et le signal à f_{elec} .

Nous allons donc calculer la densité de photons générés autour de f_{elec} par l'IMD2.

La fonction de transfert du processus d'IMD2 est explicitée au chapitre I, EQ I-67. Cependant il s'agit d'un calcul général mené dans le cas où les deux signaux considérés sont deux porteuses de signal. Nous reprenons donc le calcul avec le bruit.

Le calcul de la densité de photons en présence d'un courant électrique de modulation est donné au chapitre I, avec une approximation petit signal. Le calcul de la densité de photons de bruit est également fait sans modulation hyperfréquence. Nous calculons maintenant la densité de photons résultant de la présence simultanée de la modulation et du bruit à partir des équations d'évolution du laser, en petit signal. La méthode est perturbative.

Le courant appliqué au laser s'écrit (EQ I-46):

$$I(t) = I_0 + I_1(t)$$

EQ II- 9

Il est supposé sans bruit. Spectralement, il est représenté par une raie unique à la fréquence de modulation, ω .

Remarque : dans les calculs, nous utilisons ω pour représenter la pulsation de modulation ; elle correspond à ω_{elec} .

Les densités de porteurs et de photons s'écrivent

$$N(t) = N_0 + n(t) + N_1(t) + N_2(t)$$

$$S(t) = S_0 + s(t) + S_1(t) + S_2(t)$$

EQ II- 10

où N_0 et S_0 sont les densités de porteurs et de photons respectivement en régime stationnaire

$n(t)$ et $s(t)$ les densités de bruit

$N_1(t)$ et $S_1(t)$ les densités induites par le courant $I_1(t)$

$N_2(t)$ et $S_2(t)$ les densités résultantes de l'interaction du bruit et du signal.

Les équations d'évolution s'écrivent alors comme indiqué en EQ II- 11, en reprenant l'expression EQ I-16 et se simplifient en utilisant les équations EQ I-17, EQ I-40 et EQ I-48 du chapitre I.

Remarque : le principe du calcul est identique que l'on considère le bruit BF ou HF, les équation EQ I-27 du bruit HF ou EQ I-40 du bruit BF sont alors indifféremment employées.

$$\begin{aligned}\frac{dN_2}{dt} &= -\frac{N_2}{\tau_s} - v_g a' (N_0 - N_{om}) S_2 \\ &\quad - v_g a' (N_1 s + N_1 S_2 + n S_2 + n S_1 + N_2 S_1 + N_2 s + N_2 S_2 + S_0 N_2) \\ \frac{dS_2}{dt} &= -\frac{S_2}{\tau_p} + \frac{\Gamma \beta N_2}{\tau_s} \\ &\quad + \Gamma v_g a' (N_1 s + N_1 S_2 + n S_2 + n S_1 + N_2 S_1 + N_2 s + N_2 S_2 + S_0 N_2 + S_2 (N_0 - N_{om}))\end{aligned}$$

EQ II- 11

La compression du gain est contenue dans l'écriture du gain différentiel a' , $a' = a(1 - \epsilon S_0)$, pour alléger l'écriture.

Nous négligeons les termes croisés d'ordre supérieur :

$N_1(t) * S_2(t)$ et $S_1(t) * N_2(t)$ devant $N_1(t) * s(t)$ et $S_1(t) * n(t)$ dans l'approximation petit signal,

et $n(t) * S_2(t)$, $s(t) * N_2(t)$ et $N_2(t) * S_2(t)$ car ils sont très petits devant $N_1(t) * s(t)$ et $S_1(t) * n(t)$.

L'équation EQ II- 11 devient alors :

$$\begin{aligned}\frac{dN_2(t)}{dt} &= -\frac{N_2}{\tau_s} - v_g a' (N_0 - N_{om}) S_2 - v_g a' (N_1 s + n S_1) - v_g a' N_2 S_0 \\ \frac{dS_2(t)}{dt} &= -\frac{S_2}{\tau_p} + \frac{\Gamma \beta N_2}{\tau_s} + \Gamma v_g a' (N_1 s + n S_1 + S_0 N_2 + S_2 (N_0 - N_{om}))\end{aligned}$$

EQ II- 12

Les termes croisés entre le bruit et la modulation apparaissent clairement.

La résolution de ce système d'équation est identique à celles effectuées pour le système EQ I- 27. Les densités de photons S_2 et de porteurs N_2 se retrouvant à $\omega_i + \omega$ sont obtenues après le

calcul de la transformée de Fourier de l'équation EQ II- 12 et résolution du système matriciel suivant :

$$\begin{pmatrix} i\omega - A_1 & A_2 \\ A_3 & i\omega - A_4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_2 \\ N_2 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \Gamma a(1 - 2\varepsilon S_0)(N_1 s + S_1 p) \\ - a(1 - 2\varepsilon S_0)(N_1 s + S_1 p) \end{bmatrix}$$

EQ II- 13

où les A_i sont explicités au chapitre I (EQ I-29).

Les quantités $N_1.s$ et $S_1.n$ sont numériquement égales, nous simplifions donc encore pour obtenir l'expression de la densité de photons S_2 présente à $\omega + \omega_i$:

$$S_2(\omega + \omega_i) = \frac{2v_g a(1 - 2\varepsilon S_0)(\Gamma i\omega - \Gamma A_4 - A_2) * N_1(\omega) * s(\omega_i)}{(\omega_R^2 - \omega^2) + i\omega\gamma}$$

EQ II- 14

Remarque : un calcul similaire de l'interaction du bruit de partition dans un laser multimode et du signal a été mené par Lau et al et repris par d'autres [39-40]. Il néglige le terme S_1*n devant N_1*s en expliquant que les fluctuations de bruit pour les photons sont très inférieures aux fluctuations de bruit des électrons. Nous préférons garder les deux produits car les deux termes sont du même ordre de grandeur.

La densité spectrale de photons à $\omega + \omega_i$ s'écrit finalement :

$$\langle \Delta S_2(\omega + \omega_i)^2 \rangle = |K_{IMD}(\omega)|^2 RIN(\omega_i)$$

EQ II- 15

avec:

$$|K_{IMD}(\omega)|^2 = \frac{|2v_g a(1 - 2\varepsilon S_0)(\Gamma i\omega - \Gamma A_4 - A_2)|^2 * |N_1(\omega)|^2 * S_0^2}{(\omega^2_R - \omega^2)^2 + (\omega\gamma)^2}$$

$$RIN(\omega_i) = \frac{\langle s(\omega_i)^2 \rangle}{S_0^2}$$

EQ II- 16

où l'expression de $N_1(\omega)$ est donné au chapitre I, EQ I-50.

Le bruit basse fréquence est donc transposé au pied de la porteuse de modulation par l'intermédiaire du facteur $|K_{IMD}(\omega)|^2$.

Ce facteur dépend de la fréquence de modulation appliquée au laser et de la profondeur de modulation par l'intermédiaire de $N_1(\omega)$.

Cependant, puisque c'est le rapport bruit sur signal proche de la porteuse modulée à ω que nous cherchons à calculer, nous normalisons la densité spectrale de photons $\langle \Delta S_2(\omega)^2 \rangle$ par la densité de photons $|S_1(\omega)|^2$ correspondant au signal.

En remplaçant $|N_1(\omega)|^2$ par son expression et en divisant l'équation EQ II- 16 par $|S_1(\omega)|^2$, le rapport bruit sur signal proche de la porteuse s'écrit:

$$\left. \frac{B}{S} \right)_{IMD}(\omega + \omega_i) = RIN(\omega_i) \times \frac{|K_{IMD}(\omega)|^2}{|S_1(\omega)|^2}$$

$$\frac{|K_{IMD}(\omega)|^2}{|S_1(\omega)|^2} = \frac{|2v_g a(1 - 2\varepsilon S_0)(\Gamma i\omega - \Gamma A_4 - A_2)|^2 \times \left| \frac{i\omega - A_1}{A_2} \right|^2 * S_0^2}{(\omega^2_R - \omega^2)^2 + (\omega\gamma)^2}$$

EQ II- 17

C'est un rapport bruit sur signal calculé en optique. La sensibilité du photodétecteur étant la même pour le bruit et les signaux, il constitue également un rapport bruit sur signal électrique, si l'on considère dans un premier temps que la détection ne rajoute pas de bruit et qu'il n'y a pas de bruit thermique.

Il est indépendant de la profondeur de modulation.

Nous remarquons que le rapport bruit sur signal optique s'exprime avec des densités de photons au carré. Ceci permet une évaluation du rapport bruit sur signal en électrique.

On peut aussi définir un bruit d'intensité relatif, ou pseudo-RIN, en normalisant la densité de photons ΔS_2 , par rapport à la puissance optique moyenne S_0^2 . Ce terme est dans ce cas dépendant de la profondeur de modulation. Il s'écrit :

$$RIN_{IMD}(\omega + \omega_i) = \frac{\langle \Delta S_2(\omega + \omega_i)^2 \rangle}{S_0^2} = RIN(\omega_i) \times \frac{|K_{IMD}(\omega)|^2}{S_0^2}$$

EQ II- 18

A ce pseudo RIN correspond une puissance de bruit électrique en sortie du photodétecteur. La puissance de signal électrique correspondant à la densité de photons de modulation S_1 détectés, dépend également de la profondeur de modulation.

Le rapport bruit sur signal est le rapport de ces deux puissances électriques et est donc indépendant de la profondeur de modulation.

Remarque :

Il faut souligner que le calcul a été mené dans une approximation petit signal ; les conclusions déduites avec cette hypothèse peuvent s'avérer fausses en régime fort signal.

La plupart des modèles établis dans la littérature pour les lasers à semi-conducteurs utilisent une approche petit signal. Cependant, en pratique, on constate que l'approximation petit signal donne une représentation acceptable du comportement du laser lorsqu'il est fortement modulé.

L'évolution du facteur de conversion $|K_{IMD}|^2$ normalisé par rapport au signal (équation EQ II- 17) en fonction de la fréquence de modulation, est représenté sur la figure II- 23.

Les valeurs des paramètres du laser intervenant dans l'équation EQ II- 17 et utilisées pour le calcul sont soit mesurées directement, soit déduites de mesures.

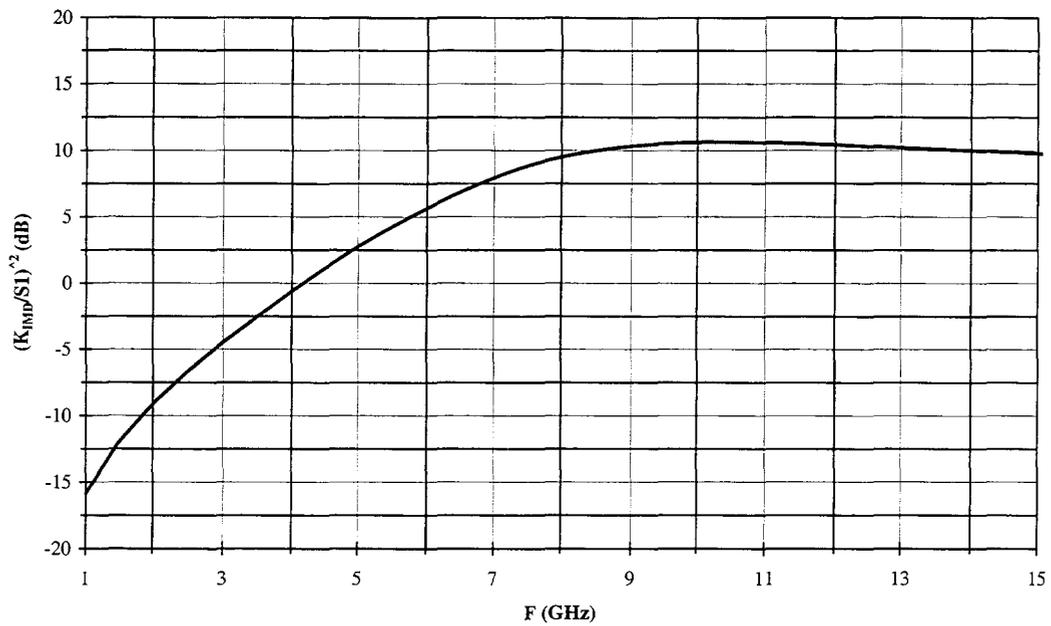


Figure II- 23: variation du facteur de conversion du bruit basse fréquence du laser par un processus d'intermodulation à deux tons, normalisé par rapport au module de la densité de photons modulés

Le facteur de conversion normalisé par rapport au signal, augmente avec la fréquence de modulation du laser. Il est maximum à la fréquence de résonance.

Connaissant la valeur du RIN BF en chaque point de fréquence f_i , il est possible de calculer le rapport bruit sur signal à $f_{\text{elec}} + f_i$ dû à la seule contribution du bruit BF.

On peut également tracer l'évolution du facteur de conversion normalisée par rapport à la densité de photons moyenne S_0^2 (figure II- 24)

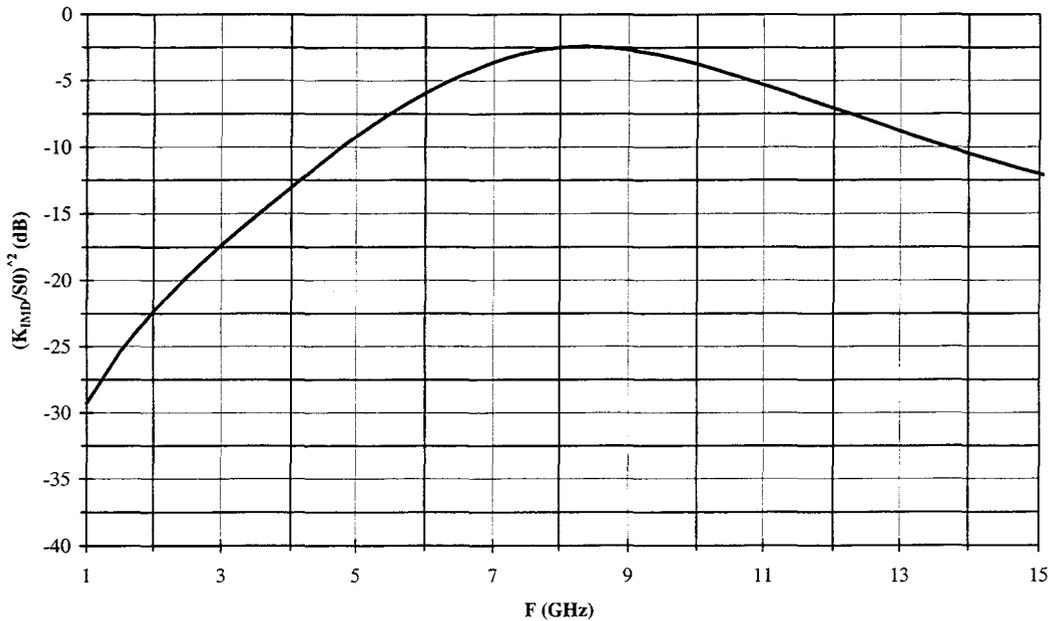


Figure II- 24: variation du facteur de conversion du bruit basse fréquence du laser par un processus d'intermodulation à deux tons, normalisé par rapport à la densité de photons moyenne au carré

La différence d'allure des courbes est directement liée à la dépendance en fréquence de la densité de photons modulées, S_1 .

Le facteur de conversion du bruit basse fréquence ainsi calculé nous donne une information sur le rapport signal à bruit proche de la porteuse. Cependant aucun élément ne nous permet de dire comment ce bruit converti affecte la phase électrique ou l'amplitude électrique spécifiquement. En effet nous avons considéré les densités complexes de photons et de porteurs, de modulation, N_1 et P_1 , sans distinguer l'amplitude et la phase de ces informations. Lorsque le bruit agit sur ces quantités, il agit simultanément sur les deux entités, amplitude et phase. Le résultat correspond donc à un bruit composé, converti au pied de la porteuse de modulation, que nous pourrions observer sur un analyseur de spectre électrique idéal permettant de visualiser le bruit très près de la porteuse.

Bien sur le calcul de la phase électrique correspondant à la densité de photons S_2 donne la valeur de la phase mais ne permet pas d'accéder aux fluctuations de phase. De même le calcul du module de la densité de photons S_2 , ne nous donne pas accès aux fluctuations de l'amplitude électrique mais aux fluctuations globales de l'amplitude optique par intermodulation avec le bruit.

2-1-4 les fluctuations de phase et les fluctuations d'amplitude petit signal

Notre objectif ici est de distinguer les fluctuations de phase et d'amplitude électrique induites par une modulation du laser. Pour cela, nous observons la réponse du laser à une modulation hyperfréquence. Dans un premier temps, nous considérons le comportement du laser en petit signal.

La réponse en modulation du laser en petit signal est une fonction complexe ; le module de cette expression représente la densité de photons modulés, et la phase, le déphasage introduit par le laser.

Nous reprenons les expression de l'équation EQ I-50 du chapitre I et exprimons le module de S_1 et sa phase de manière à faire apparaître la densité de photons moyenne S_0 :

$$|S_1(\omega)| = \frac{\Gamma a v_s S_0 \times (1 - \epsilon S_0) I_1 / eV}{\sqrt{\left(\frac{a v_s S_0 (1 - \epsilon S_0)}{\tau_p} - \omega^2\right)^2 + \omega^2 \left(v_s a S_0 (1 - \epsilon S_0) + \frac{1}{\tau_c} + \frac{\epsilon S_0 (1 - \epsilon S_0)}{\tau_p}\right)^2}}$$

$$\Psi_1(\omega) = A \tan \left(\frac{\omega \left(v_s a S_0 (1 - \epsilon S_0) + \frac{1}{\tau_c} + \frac{\epsilon S_0 (1 - \epsilon S_0)}{\tau_p}\right)}{\left(\frac{a v_s S_0 (1 - \epsilon S_0)}{\tau_p} - \omega^2\right)} \right)$$

EQ II- 19

La densité de photons modulés $|S_1(\omega)|$, ainsi que la phase électrique $\Psi_1(\omega)$ sont proportionnelles à la densité moyenne de photons non modulés S_0 . Si ce nombre de photons non modulés fluctue, la densité de photons modulés va également fluctuer ainsi que la phase électrique. Ainsi toute variation sur S_0 induit des variations de $|S_1(\omega)|$ et $\Psi_1(\omega)$.

La puissance optique modulée en l'absence de fluctuations, est proportionnelle à la densité de photons modulée qui s'écrit :

$$P(t) \propto \left\{ S_1(t) \cos(\omega t + \Psi_1(t)) \right\} \cos(\omega_{opt} t + \phi_{opt}(t))$$

EQ II- 20

où $S_1(t)$ est la transformée de Fourier inverse de $|S_1(\omega)|$

$\Psi_1(t)$ la transformée de Fourier inverse de $\Psi_1(\omega)$.

Cette expression est celle du signal optique total, contenant l'amplitude optique, modulée à la fréquence optique. La détection quadratique du signal optique ne nous donne accès qu'à la seule amplitude optique.

L'équation EQ II- 20 permet d'extraire l'information d'amplitude électrique, puisque $|S_1(\omega)|$ est proportionnel au courant de modulation appliquée au laser $I_1(\omega)$, et de phase électrique totale, dans $\{\omega t + \Psi_1(\omega)\}$. Les fluctuations de cette amplitude et de cette phase électrique, portées par le signal optique, constituent les fluctuations de phase et d'amplitude électrique du signal après photodétection. Nous pouvons ainsi distinguer les deux quantités phase et amplitude électriques, contenues dans l'amplitude optique.

La puissance optique, en présence de fluctuations s'écrit:

$$P(t) \propto \{(S_1(t) + \Delta S_1(t)) \cos(\omega t + \Psi_1(t) + \Delta \Psi_1(t))\} \cos(\omega_{opt} t + \phi_{opt}(t))$$

EQ II- 21

où $\Delta S_1(t)$ sont les fluctuations réelles de l'amplitude du signal modulé

$\Delta \Psi_1(t)$ les fluctuations de la phase.

Le photocourant détecté s'exprime alors :

$$I_{ph}(t) \propto \{(S_1(t) + \Delta S_1(t)) \cos(\omega t + \Psi_1(t) + \Delta \Psi_1(t))\}$$

EQ II- 22

si l'on suppose que la détection ne rajoute aucune fluctuations (nous reviendrons sur ce point ultérieurement).

Les fluctuations de photons autour de S_0 se manifestent par du bruit que nous avons calculé au chapitre I. Si ces fluctuations sont suffisamment lentes devant la fréquence du signal électrique, elles seront "vues" par le signal comme une information statique, non modulée, de la même manière que S_0 .

Il faut pour cela que la fréquence associée à ces fluctuations soit inférieure à la fréquence associée à la durée de vie des porteurs (de l'ordre de la nanoseconde). Cela correspond parfaitement aux fréquences des "photons de bruit" «dit « basse fréquence », de 1Hz à quelques dizaines de MHz.

Ainsi les "photons de bruit basse fréquence" vont interagir sur les "photons modulés" $|S_1(\omega)|$ et la phase $\Psi_1(\omega)$.

Le bruit est une perturbation, un élément qui vient s'ajouter à l'information initiale constituée par le signal. Nous pouvons donc adopter une démarche de calcul « perturbante ».

La densité de photons modulés et la phase électrique sont considérées comme des fonctions de ω et de la densité de photons S_0 . Mathématiquement nous les différencions autour de $s(\omega_i)$, la densité de photons de bruit à la fréquence ω_i , pour obtenir les fluctuations autour de leur valeur moyenne.

Cette démarche est analogue à celle récemment utilisée pour modéliser le bruit de phase et d'amplitude dans les amplificateurs hyperfréquences [14-36].

Nous calculons la densité spectrale des fluctuations d'amplitude $\langle \Delta |S_1(\omega)|^2 \rangle$, correspondant à $\Delta S_1(t)$ de l'équation EQ II- 21 et la densité spectrale des fluctuations de phase $\langle \Delta \Psi_1(\omega)^2 \rangle$ correspondant à $\Delta \Psi_1(t)$.

a) bruit d'amplitude

Le module de la densité de photons modulés est différencié autour de $s(\omega_i)$ de la manière suivante :

$$\Delta |S_1(\omega, S_0)| = |S_1(\omega, S_0 + s(\omega_i))| - |S_1(\omega, S_0)| = s(\omega_i) \frac{d|S_1(\omega, S_0)|}{dS_0}$$

EQ II- 23

La variation $\Delta |S_1(\omega, S_0)|$ de la densité de photons modulés est donc proportionnelle à la densité de photons de bruit basse fréquence $s(\omega_i)$.

Elle peut-être considérée comme une densité de photons équivalente, caractéristique de l'impact du bruit sur le signal. La densité spectrale associée s'écrit :

$$\langle \Delta |S_1(\omega + \omega_i, S_0)|^2 \rangle = \langle s(\omega_i)^2 \rangle \left| \frac{d|S_1(\omega, S_0)|}{dS_0} \right|^2$$

EQ II- 24

La densité spectrale des fluctuations de photons modulés est proportionnelle à la densité spectrale des fluctuations de photons de bruit basse fréquence. L'équation EQ II- 24 peut donc s'écrire :

$$\begin{aligned} \langle \Delta |S_1(\omega + \omega_i, S_0)|^2 \rangle &= RIN(\omega_i) |K_{AM}(\omega)|^2 \\ |K_{AM}(\omega)|^2 &= S_0^2 \times \left| \frac{d|S_1(\omega, S_0)|}{dS_0} \right|^2 \end{aligned}$$

EQ II- 25

Le facteur $|K_{AM}(\omega)|^2$ représente le facteur de conversion du bruit basse fréquence, à ω_i , autour du signal à ω .

Le calcul de la dérivée du module de S_1 par rapport à S_0 , ne nécessite aucune approximation, nous obtenons après simplification, l'expression suivante :

$$\frac{d|S_1|}{dS_0} = \frac{av_s \frac{I_1}{eV} (1 - 2\varepsilon S_0) \left((\omega_0^2 - \omega^2) \left(-\omega^2 - \frac{\beta}{\tau_e \tau_p} \right) + \omega^2 \gamma \left(\frac{1 - \beta}{\tau_e} + \frac{\Gamma \beta \varepsilon}{\tau_e \tau_p} (1 - 2\varepsilon S_0) \right) \right)}{\left((\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^2 \right)^{3/2}}$$

EQ II- 26

A ce stade du calcul, comme dans le cas de l'étude des IMD, en 2-1-3, nous pouvons soit exprimer le rapport signal à bruit optique où le bruit est le bruit d'amplitude électrique, soit calculer un terme équivalent à un RIN d'amplitude électrique que nous manipulerons ensuite pour exprimer une puissance de bruit d'amplitude électrique. Nous détaillons ici les deux approches.

Dans l'équation EQ II- 25, $\langle \Delta |S_1|^2 \rangle$ est une quantité homogène à une densité spectrale de photons, de bruit d'amplitude. En la divisant par le module au carré de la densité de photons modulés $|S_1(\omega, S_0)|^2$, nous obtenons le rapport bruit sur signal optique (ou électrique après photodétection) :

$$\left(\frac{B}{S} \right)_{AM}(\omega + \omega_i) = RIN(\omega_i) \frac{|K_{AM}(\omega)|^2}{|S_1(\omega, S_0)|^2}$$

EQ II- 27

Ce rapport est indépendant de la profondeur de modulation. Il représente les fluctuations d'amplitude électrique du signal autour de sa valeur moyenne, il s'agit en fait des fluctuations de l'amplitude relative au signal.

Il ne tient compte que d'une seule source de bruit : le bruit basse fréquence transféré au pied de la porteuse de modulation, caractéristique du bruit d'amplitude électrique.

Comme précédemment (c.f. 2-1-3), nous pouvons également exprimer la densité spectrale de photons de bruit d'amplitude sous forme d'un bruit d'intensité relatif, normalisé par rapport à la densité de photons moyenne S_0^2 , RIN_{AM} :

$$RIN_{AM}(\omega + \omega_i) = RIN(\omega_i) \frac{|K_{AM}(\omega)|^2}{|S_0|^2}$$

EQ II- 28

A ce RIN_{AM} , correspond une puissance électrique de bruit, après photodétection, dans une bande d'analyse de 1Hz:

$$P_{AM}(\omega + \omega_i) = R \times RIN_{AM}(\omega + \omega_i) \times I_{ph}^2$$

EQ II- 29

où I_{ph} est le photocourant moyen correspondant à la puissance optique détectée associée à la densité moyenne de photons S_0

R l'impédance de charge du photodétecteur.

La puissance électrique de signal s'écrit de la même façon :

$$P_{signal}(\omega) = R \times I_{eff}^2$$

EQ II- 30

où I_{eff} est le photocourant efficace correspondant à la densité de photons modulés détectés $|S_1(\omega, S_0)|$.

Il s'écrit :

$$I_{eff} = \frac{m I_{ph}}{\sqrt{2}}$$

EQ II- 31

où m est la profondeur de modulation.

Le rapport bruit sur signal est donc le rapport entre ces deux puissances électriques ; il est indépendant de la profondeur de modulation car m est contenu dans l'expression de RIN_{AM} par l'intermédiaire du courant de modulation I_1 injecté au laser.

Cette deuxième approche nous permettra par la suite d'inclure toutes les sources de bruit. Cependant à ce stade de l'étude, nous conservons le rapport bruit sur signal d'amplitude électrique avec une seule source de bruit. Il s'écrit finalement :

$$\left(\frac{B}{S}\right)_{AM}(\omega + \omega_i) = \frac{RIN_{AM}(\omega + \omega_i)}{\frac{1}{2} * m^2}$$

EQ II- 32

Nous traçons l'évolution du facteur de conversion $|K_{AM}(\omega)|^2$ normalisé par rapport à S_0^2 (Figure II- 25) ou par rapport à $|S_1(\omega, S_0)|^2$ (Figure II- 26).

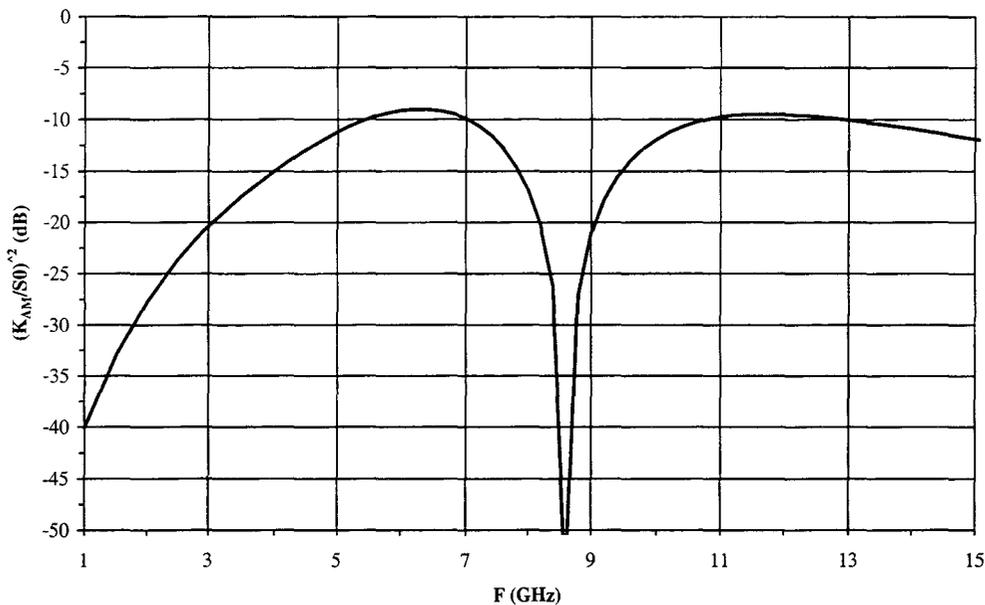


Figure II- 25: variation, avec la fréquence de modulation, du facteur de conversion du bruit basse fréquence du laser en bruit d'amplitude au pied du signal de modulation, normalisé par rapport à la densité de photons moyenne au carré

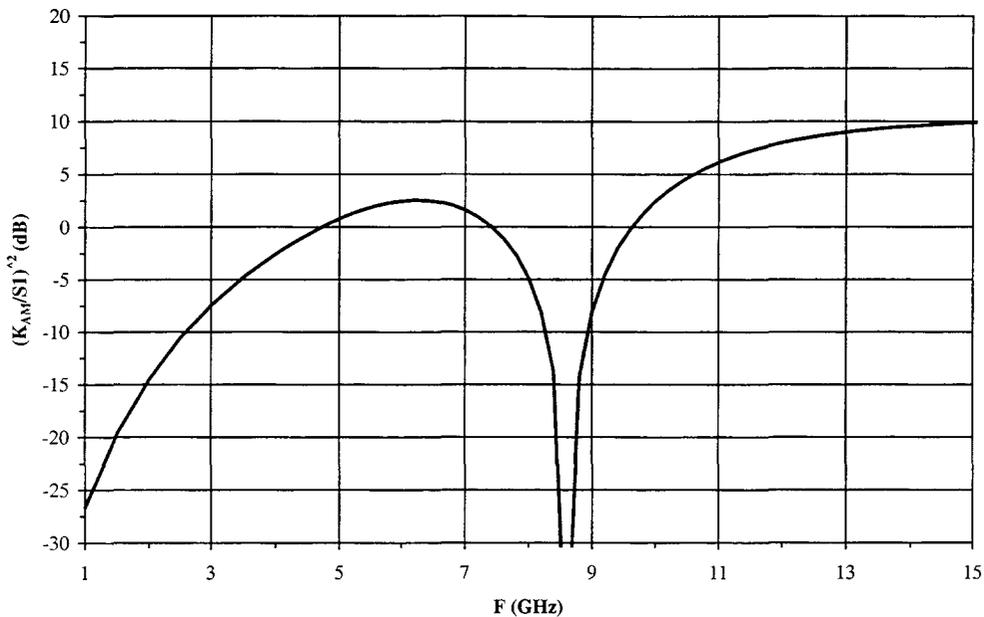


Figure II- 26: variation, avec la fréquence de modulation, du facteur de conversion du bruit basse fréquence du laser en bruit d’amplitude au pied du signal de modulation, normalisé par rapport au module de la densité de photons modulés

La Figure II- 25 nous donne accès au RIN équivalent de bruit d’amplitude proche de la porteuse à partir du RIN basse fréquence.

La Figure II- 26 permet d’accéder directement au rapport bruit sur signal en terme de bruit d’amplitude. En effet, il suffit d’ajouter (en échelle logarithmique) la valeur du bruit basse fréquence au facteur ainsi tracé.

Les courbes II- 25 et II- 26 montrent que : le facteur de conversion augmente avec la fréquence de modulation du laser. Mais pour des valeurs proches de la fréquence de résonance, ce facteur diminue fortement. Les courbes présentent un minimum de bruit d’amplitude à la fréquence de résonance propre du laser.

Ce minimum très prononcé s’explique en examinant la courbe de réponse en modulation du laser, c’est à dire le module de la densité de photons modulés, représenté à la figure II- 27 pour plusieurs valeurs du courant de polarisation du laser, soit plusieurs valeurs de la densité de photons moyenne S_0 .

Remarque :

La densité de photons modulés a une distribution en fréquence que nous avons exposée au chapitre I avec une fréquence de résonance et un amortissement. Nous rappelons que la fréquence de résonance du système est liée à la fréquence propre du laser (observée sur le

RIN) par l'intermédiaire de l'amortissement. Ainsi le pic observé sur une courbe de RIN (à ω_R) est en correspondance avec le pic de la réponse en modulation (à ω_{R1}).

A une fréquence donnée, suivant la valeur de S_0 , la densité de photons modulés évolue. Cette évolution est plus ou moins grande suivant la valeur de la fréquence.

En effet, proche de la fréquence de résonance du système la densité de photons semble moins sensible aux variations de S_0 . Alors qu'à plus hautes fréquences, il existe de grandes variations de la densité de photons modulés suivant la valeur de S_0 .

Le bruit joue le même rôle que le courant de polarisation dans cette représentation, dans une moindre échelle. En effet il vient modifier la valeur de S_0 (de quelques dixièmes de pour-cent) ce qui a l'impact représenté la Figure II-27, sur la densité de photons modulés, normalisés par rapport au signal..

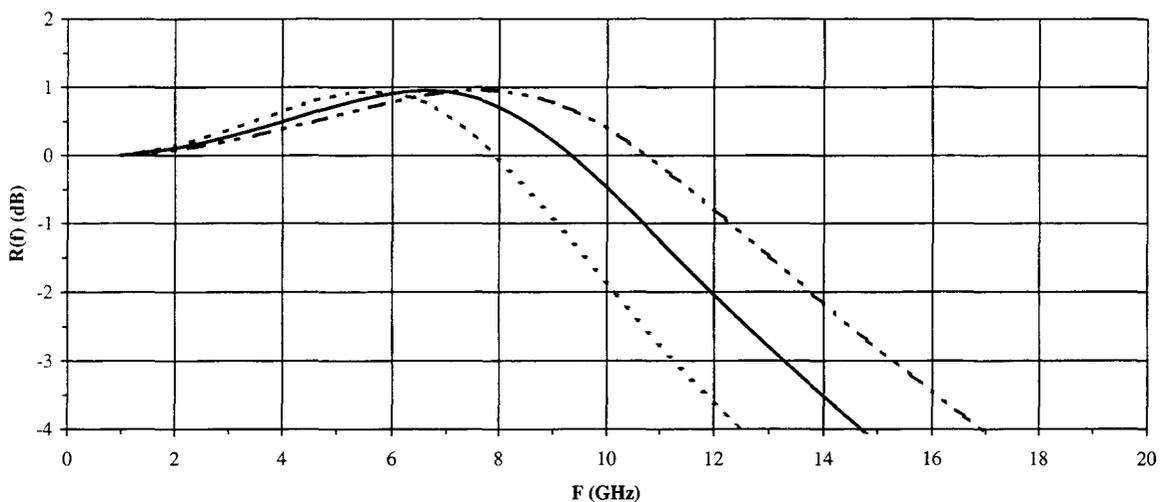


Figure II- 27: variation de la réponse en modulation du laser avec une petite variation du courant de polarisation autour d'une valeur nominale

Autour de la fréquence de résonance cependant, la densité de photons modulés est presque figée à la valeur maximale sur le pic de la fréquence de résonance. Une petite variation de S_0 n'a donc que très peu d'effet, la valeur nominale fluctue très peu, engendrant ainsi un minimum de fluctuations, observé sur les courbes II- 25 et II- 26.

Sur la courbe II- 25, il semble qu'après la fréquence de résonance, les fluctuations de l'amplitude soient moins grandes que pour les fréquences situées avant la fréquence de résonance, mais nous rappelons que cette courbe a été obtenue en normalisant les fluctuations

de photons modulés par rapport à la densité de photons moyenne, ce qui est en fait un artifice de calcul pour accéder à un RIN équivalent.

Par ailleurs, les niveaux des facteurs de conversion des figures II- 25 et II- 26, exprimés en dB sont proches de ceux des courbes II- 23 et II- 24 calculés par la méthode des intermodulations.

Remarque sur l'influence des paramètres du laser sur la valeur de $|K_{AM}|^2$:

Le coefficient de conversion du bruit BF au pied de la porteuse en bruit d'amplitude dépend de plusieurs paramètres intrinsèques du laser et en particulier:

- de la fréquence de résonance f_R , qui détermine la position du minimum de bruit d'AM,
- du taux d'amortissement, γ , qui fixe « l'écrasement » de la courbe,
- du facteur de compression de gain, ϵ , qui joue sur le niveau du facteur de conversion du bruit BF mais aussi sur les valeurs de f_R et γ .

Ces trois paramètres sont prépondérants dans la détermination de $|K_{AM}(\omega)/S_0|^2$.

Si l'on modifie leur valeur, le coefficient de conversion en amplitude normalisé par rapport à S_0^2 , est notablement modifié.

Ainsi, une diminution du facteur de compression de gain, réduit la valeur du taux d'amortissement de façon importante et augmente légèrement la fréquence de résonance.

L'effet sur le facteur de conversion est visualisé sur la figure II-28. Pour $\epsilon=0$, une forte augmentation est observée au niveau de l'amplitude du maximum (due à γ) avec un décalage de la position de ce maximum (dû à f_R).

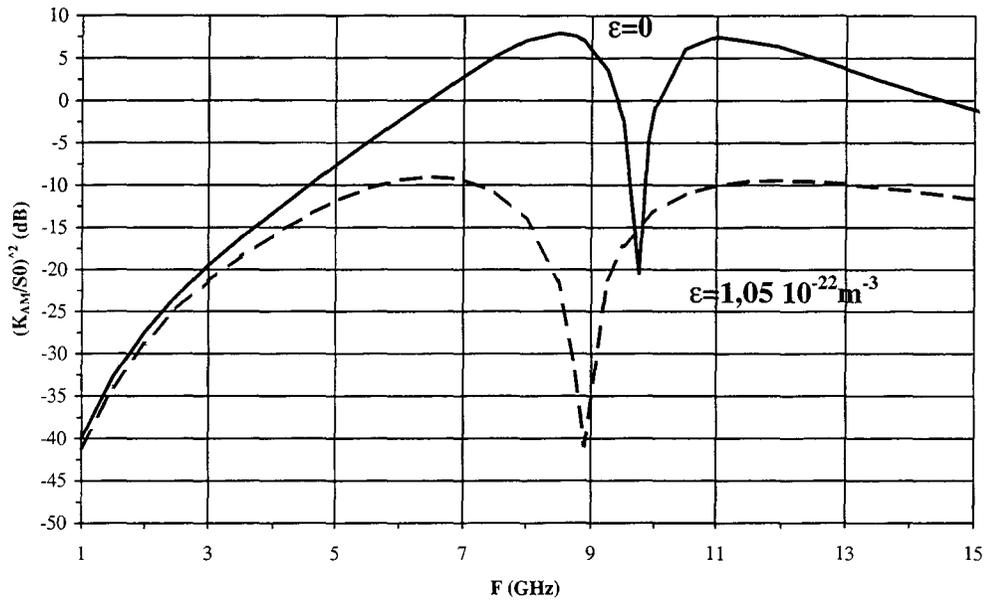


Figure II- 28: influence du facteur de compression de gain, ϵ , sur le facteur de conversion du bruit BF en bruit d'amplitude au pied de la porteuse de modulation

Le taux d'amortissement et la fréquence de résonance dépendent principalement de la valeur du gain différentiel a , du facteur de compression de gain ϵ , et de la durée de vie des photons, τ_p .

Si la durée de vie des photons, à ϵ constant, est diminuée, le taux d'amortissement est diminué alors que la fréquence de résonance est augmentée. Dès lors, il se produit le même effet sur $|K_{AM}(\omega)/S_0|^2$ que celui présenté sur la courbe II- 28: l'amplitude du maximum est accrue (c.f. figure II- 29).

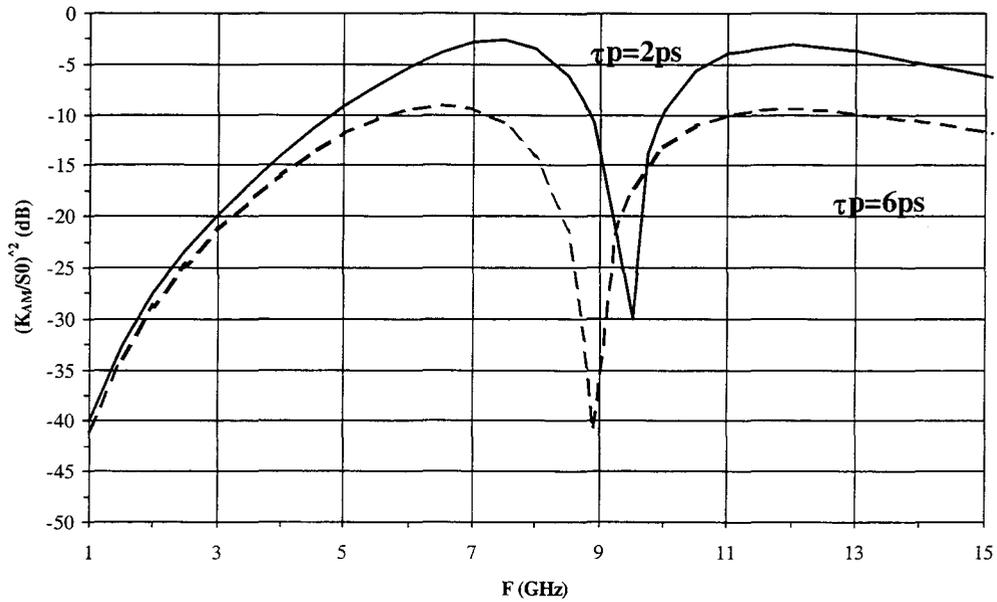


Figure II- 29: influence de la durée de vie des photons sur la facteur de conversion du bruit BF en bruit d'amplitude au pied de la porteuse de modulation

A ε et τ_p constants, si le gain différentiel augmente, seul un décalage du minimum de $|K_{AM}(\omega)/S_0|^2$ est observé, la valeur du facteur de conversion n'est pas affectée.

Les deux paramètres ε et τ_p sont donc prépondérants dans la détermination de $|K_{AM}(\omega)/S_0|^2$ par leur influence sur la valeur du taux d'amortissement, qui détermine la forme de la courbe. La valeur du courant de modulation injecté a aussi un rôle important sur la valeur de $|K_{AM}(\omega)/S_0|^2$ quelle que soit la fréquence de modulation, par l'intermédiaire de I_1 . Ainsi si I_1 est plus faible, $|K_{AM}(\omega)/S_0|^2$ sera plus faible.

b) bruit de phase

Les fluctuations de la phase électrique du signal optique modulé sont calculées de la même manière que les fluctuations de l'amplitude. Ces fluctuations vont constituer le bruit de phase électrique engendré par le laser.

En effet, la phase électrique, exprimée par la deuxième équation de EQ II- 19, dépend de la densité moyenne de photons S_0 . Les fluctuations de photons autour de S_0 vont engendrer les fluctuations de phase autour de la phase moyenne

Nous différencions la phase $\Psi_1(\omega, S_0)$ autour de $s(\omega_i)$:

$$\Delta\Psi_1(\omega, S_0) = \Psi_1(\omega, S_0 + s(\omega_i)) - \Psi_1(\omega, S_0) = s(\omega_i) \frac{d\Psi_1(\omega, S_0)}{dS_0}$$

EQ II- 33

et calculons la densité spectrale des fluctuations de phase relatives à la phase électrique [41]:

$$\langle \Delta\Psi_1(\omega + \omega_i, S_0)^2 \rangle = \langle s(\omega_i)^2 \rangle \left| \frac{d\Psi_1(\omega, S_0)}{dS_0} \times \frac{1}{\Psi_1(\omega, S_0)} \right|^2$$

EQ II- 34

La densité spectrale des fluctuations de phase ainsi exprimée, est proportionnelle à la densité spectrale des fluctuations de photons basse fréquence, ce qui nous permet de faire apparaître le facteur de conversion en phase du RIN basse fréquence :

$$\begin{aligned} \langle \Delta\Psi_1(\omega + \omega_i, S_0)^2 \rangle &= RIN(\omega_i) |K_{PM}(\omega)|^2 \\ |K_{PM}(\omega)|^2 &= S_0^2 \times \left| \frac{d\Psi_1(\omega, S_0)}{dS_0} \times \frac{1}{\Psi_1(\omega, S_0)} \right|^2 \end{aligned}$$

EQ II- 35

La dérivée de la phase électrique par rapport à S_0 est calculée et nous obtenons :

$$\left| \frac{d\Psi_1(\omega, S_0)}{dS_0} \right|^2 = \frac{\left(-\omega av_g (1 - 2\varepsilon S_0) \left(\omega^2 + \frac{1}{\tau_c \tau_p} + \frac{\omega^2 \varepsilon}{av_g} \right) \right)^2}{\left((\omega_R^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma^2 \right)^2}$$

EQ II- 36

La densité spectrale des fluctuations de phase est une quantité électrique. Cette grandeur donne directement accès aux fluctuations de phase en électrique.

Il n'est pas possible d'écrire, comme dans le cas des fluctuations d'amplitude, un bruit sur signal optique. Pour obtenir le rapport bruit de phase sur signal, il faut normaliser les fluctuations de phase par rapport à la puissance électrique de signal, après détection de ces fluctuations par un détecteur approprié.

L'équation EQ II- 36 est indépendante de la profondeur de modulation ce qui signifie que le bruit de phase ne dépend pas de la valeur du signal modulé : en terme de rapport bruit de phase sur signal, plus la puissance électrique de signal en sortie de liaison sera forte, plus l'écart entre le bruit de phase et le signal au pied de la porteuse sera grand. Puisque le calcul a été mené dans une approximation petit signal, cette remarque est cependant à modérer.

En sortie de liaison, après détection des fluctuations de phase par un système de détection approprié convertissant les fluctuations de phase en fluctuations de tension (réponse K_{det} , en volts/radians) et le calcul de la puissance ($P=V^2/R$) le rapport bruit de phase sur signal s'écrit

$$\left. \frac{B}{S} \right)_{PM} (\omega + \omega_i) = \frac{K_{det}^2}{R} \frac{\langle \Delta\Psi_1(\omega + \omega_i, S_0)^2 \rangle}{P_{signal}} = \frac{K_{det}^2}{R} \frac{|K_{PM}(\omega)|^2 * RIN(\omega_i)}{P_{signal}}$$

EQ II- 37

L'évolution du facteur de conversion (exprimé par EQ II- 35) du bruit basse fréquence en bruit de phase, au pied de la porteuse de modulation, en fonction de la fréquence de modulation, est tracée sur la figure II- 30.

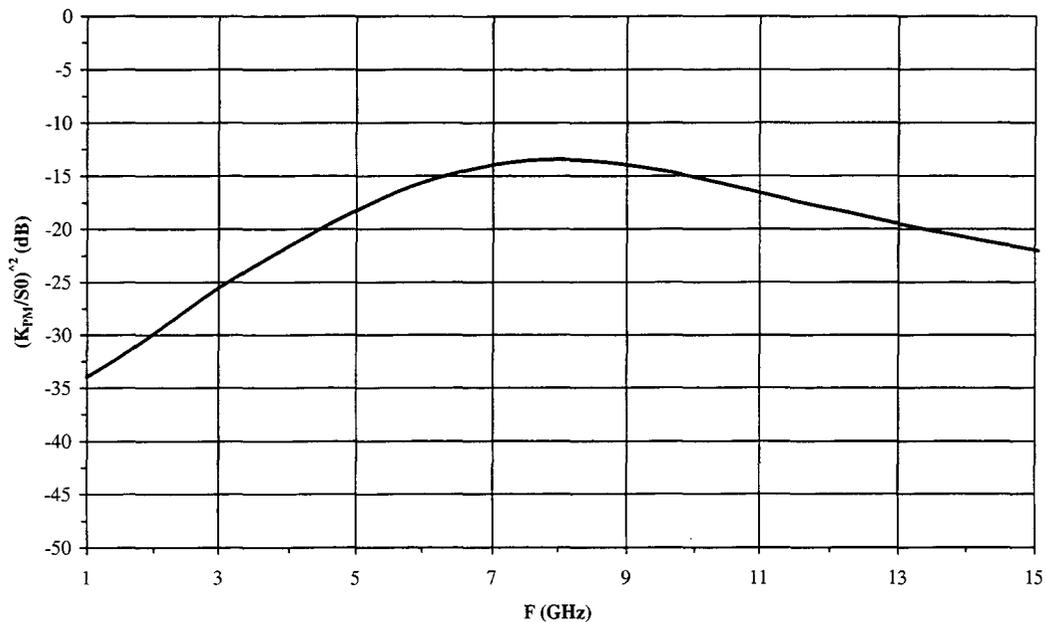


Figure II- 30: variation, avec la fréquence de modulation, du facteur de conversion du bruit basse fréquence du laser en bruit de phase au pied du signal de modulation, normalisé par rapport à la densité de photons moyenne au carré

Le facteur de conversion en phase est maximum à la fréquence de résonance du laser. Il ne présente aucun minimum, dans la gamme de fréquence considérée, contrairement au facteur de conversion en amplitude.

Pour comprendre l'évolution de la Figure II- 30, de la même manière que pour le module de la densité de photons modulés, il est possible d'observer la phase électrique du laser générée sous l'effet d'une modulation hyperfréquence et ceci pour plusieurs courants de polarisation, soit encore plusieurs S_0 , représenté figure II- 31.

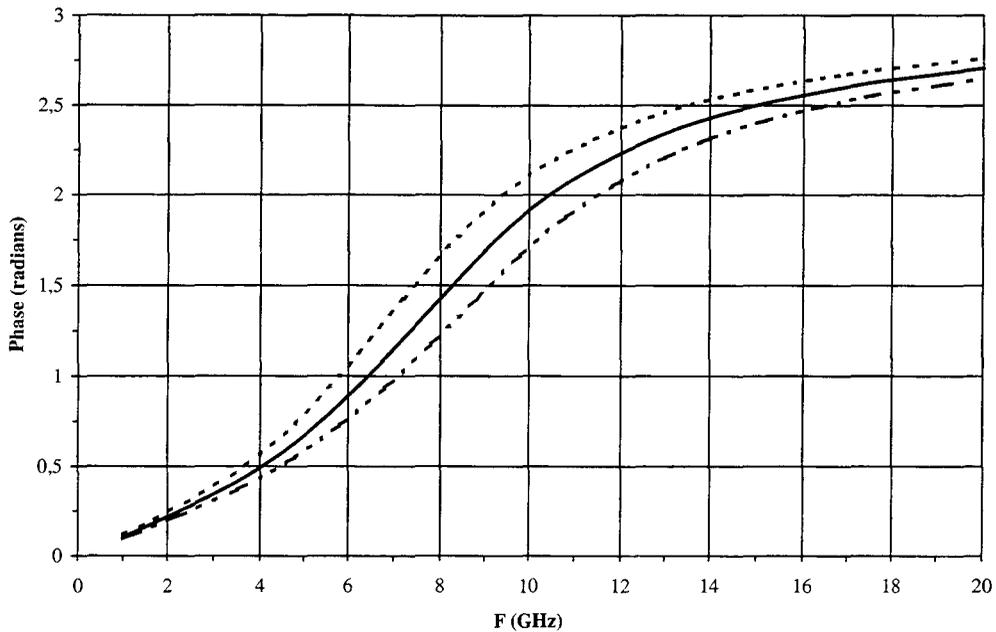


Figure II- 31: variation de la phase électrique du laser avec une petite variation du courant de polarisation autour d'une valeur nominale

La phase électrique est celle d'un système du second ordre. Elle évolue en fonction de la fréquence de modulation de 0 à π . A la fréquence de résonance du système, la phase est égale à $\pi/2$.

A une fréquence donnée, la phase varie autour de la phase initiale suivant la valeur de S_0 . A la fréquence de résonance du système, les variations de phase suivant la valeur de S_0 sont importantes. Cette évolution macroscopique de la phase avec de grandes variations de S_0 est une bonne image de l'évolution suivie par la phase lorsque les variations de S_0 sont dues au bruit basse fréquence du laser.

Les valeurs du facteur de conversion en phase seront commentés en 2-1-5, en les comparant à celles du facteur de conversion en amplitude.

Influences des paramètres du laser:

Comme dans le cas du bruit d'amplitude, les paramètres intrinsèques du laser intervenant dans la détermination du facteur de conversion en phase du bruit BF sont la durée de vie des photons, τ_p , le facteur de compression du gain, ϵ , et le gain différentiel, a . Ces paramètres agissent sur les valeurs de la fréquence de résonance et du taux d'amortissement notamment.

Ainsi, si ε diminue, le pic de $|K_{PM}/S_0|^2$ est beaucoup plus prononcé et le niveau plus élevé, comme indiqué sur la figure II- 32, calculée pour $\varepsilon=0$.

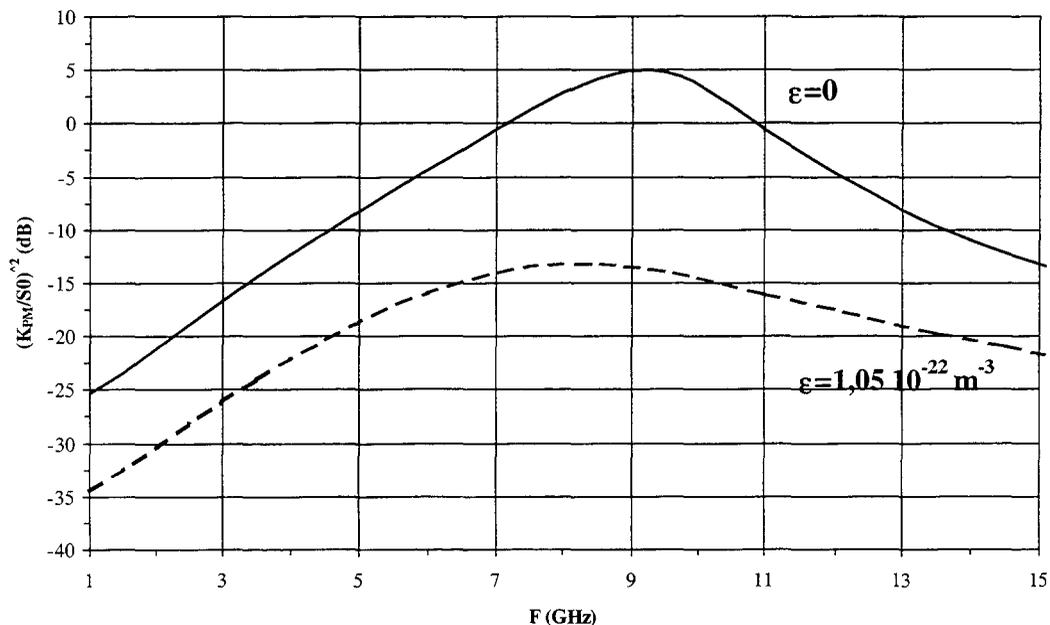


Figure II- 32: influence du facteur de compression de gain sur le facteur de conversion du bruit BF en bruit de phase au pied de la porteuse de modulation

2-1-5 bilan: performances attendues

Nous avons présenté deux méthodes de calcul du coefficient de conversion du bruit basse fréquence au pied de la porteuse de modulation :

- en utilisant les intermodulations d'ordre 2
- et en calculant les fluctuations d'amplitude et de phase.

Dans un premier temps, nous considérons les coefficients de conversion $|K_{IMD}|^2$ et $|K_{AM}|^2$ normalisés par rapport au signal optique. Ils donnent accès directement au rapport bruit sur signal optique représenté sur la figure II- 33:

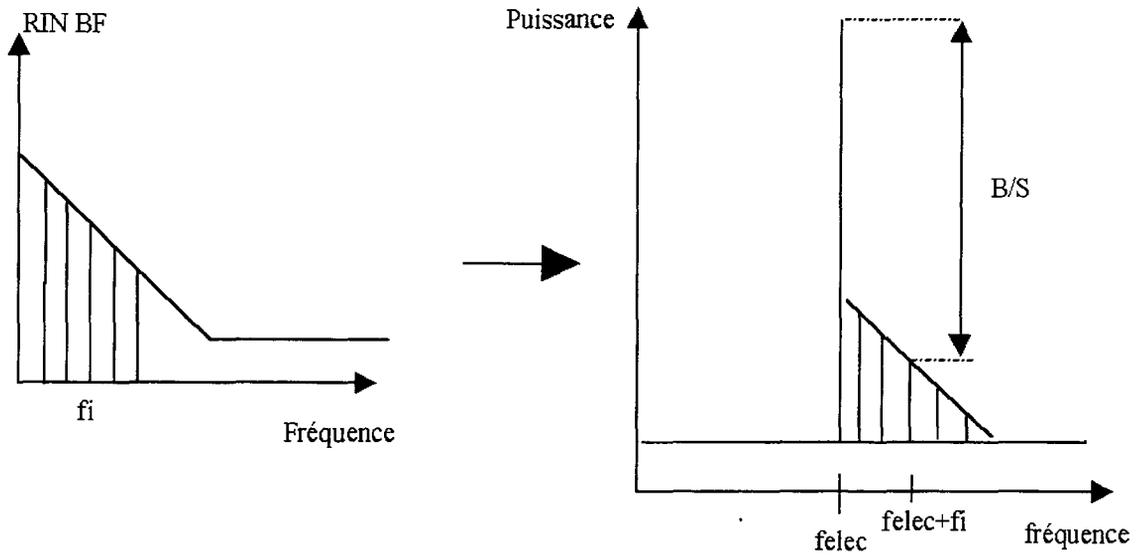


Figure II- 33 : schématisation du rapport signal à bruit au pied de la porteuse de modulation

Nous comparons les résultats obtenus à partir des équations EQ II- 17, EQ II- 27 (représentés sur les Figure II- 23, Figure II- 25) et l'équation EQ II- 37 (Figure II- 30).

Le tableau 1 suivant récapitule les résultats calculés pour trois fréquences de modulation du laser : 3, 6, et 9 GHz.

f (GHz)	$ K_{\text{IMD}}/S_1 ^2$ (dB)	$ K_{\text{PM}} ^2/P_{\text{sig}}$ (dB)	$ K_{\text{AM}}/S_1 ^2$ (dB)
3	-5	-26- P_{sig}	-7
6	5	-16- P_{sig}	2
9	10	-14- P_{sig}	-22

Tableau 1: coefficients de conversion du bruit BF par les intermodulations à deux tons, fluctuations de phase et d'amplitude. P_{sig} est la puissance hyperfréquence de signal correspondant à la densité de photons modulés S_1

Connaissant la valeur du RIN basse fréquence à une fréquence donnée, nous pouvons déduire, d'une part le rapport bruit à signal global grâce à la méthode utilisant les IMD, sans distinction de la phase et de l'amplitude, d'autre part, la grandeur $M(f)$ (c.f. 1-1-1), représentant la pureté spectrale du signal en terme d'amplitude. Connaissant la puissance du

signal, nous calculons $L(f)$ en supposant que la réponse du détecteur de phase et l'obtention de la puissance de bruit de phase sont unitaires.

La valeur du RIN basse fréquence est considérée à deux fréquences : 1kHz et 10kHz.

Le laser est modulé autour de son point de fonctionnement à $I_1=I_0-I_s=100\text{mA}$, avec une profondeur de modulation de 20%. La puissance de signal crête en sortie de liaison est -13dBm. Par soucis de simplicité, nous supposons que la puissance hyperfréquence est constante avec la fréquence, ce qui est une approximation, puisque la réponse en fréquence du laser n'est pas plate.

f	B/S global	L(f)	M(f)	(L(f)+M(f))
(GHz)	(dBc/Hz)	(dBc/Hz)	(dBc/Hz)	(dBc/Hz)
3	-131	-139	-133	-132
6	-121	-129	-124	-123
9	-116	-127	-148	-127

a) RIN BF @1kHz = -126dB/Hz

F	B/S global	L(f)	M(f)	(L(f)+M(f))
(GHz)	(dBc/Hz)	(dBc/Hz)	(dBc/Hz)	(dBc/Hz)
3	-141	-149	-143	-142
6	-131	-139	-134	-133
9	-126	-137	-158	-137

b) RIN BF @10kHz = -136dB/Hz

Tableau 2: calcul des rapports bruits sur signal en phase, en amplitude et par IMD

Dans l'hypothèse où la seule source de bruit au pied de la porteuse est le bruit basse fréquence reporté, alors le tableau 2 précédent donne des grandeurs systèmes importantes. Ainsi, par exemple à 3 GHz, à 1kHz de la porteuse, la pureté spectrale en terme de bruit de phase est de :

-139 dBc/Hz pour un signal électrique sans bruit de phase en entrée de liaison optique.

On constate que le bruit d'amplitude proche de la porteuse est plus élevé que le bruit de phase, sauf à la fréquence de résonance où il présente un minimum très prononcé.

La dernière colonne de ce tableau contient les valeurs correspondant à la somme des rapports bruit d'amplitude et de phase sur signal. Il s'agit de ce que nous appellerons la pureté spectrale "composée" au pied de la porteuse, c'est à dire la quantité de bruit totale contenant des informations d'amplitude et de phase.

Ces valeurs sont proches de celles obtenues par la méthode des intermodulations. La courbe représentant le facteur de conversion obtenu par la méthode des IMD et celui obtenu en sommant les deux facteurs d'AM et de PM est tracée sur la figure II- 34.

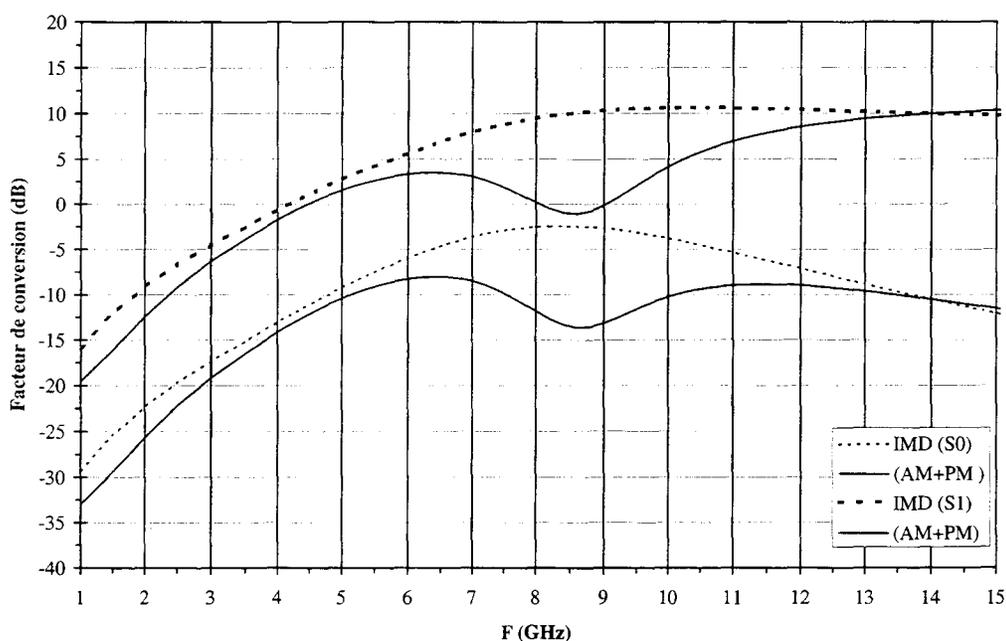


Figure II- 34: comparaison des facteurs de conversion du bruit BF: comparaison des IMD, et de la somme des fluctuations de la phase et de l'amplitude, normalisés par rapport à $|S_1|^2$ ou S_0^2

Nous constatons que l'écart (en dB) entre les deux courbes est faible. Il augmente autour de la fréquence de résonance car le bruit d'amplitude est tellement faible à cette fréquence que la contribution de la phase est dominante. La méthode des IMD donne des valeurs de transfert du bruit BF pessimistes à la fréquence de résonance puisqu'elle prévoit une quantité de bruit totale plus importante que la somme des contributions d'amplitude et de phase.

La méthode de calcul par les intermodulations est donc, comme nous l'avions pressenti, un moyen d'évaluer le bruit total au pied de la porteuse de modulation. Pour obtenir davantage

d'informations sur la répartition du bruit il est nécessaire de calculer séparément les fluctuations de phase et d'amplitude.

Nous n'avons, pour l'instant, pas encore considéré l'influence du plancher de bruit à la fréquence de modulation f , c'est-à-dire le bruit HF à f , ou f_{elec} pour reprendre la notation du début de chapitre.

La figure II- 35 schématise l'influence du plancher de bruit à f_{elec} sur le bruit transposé.

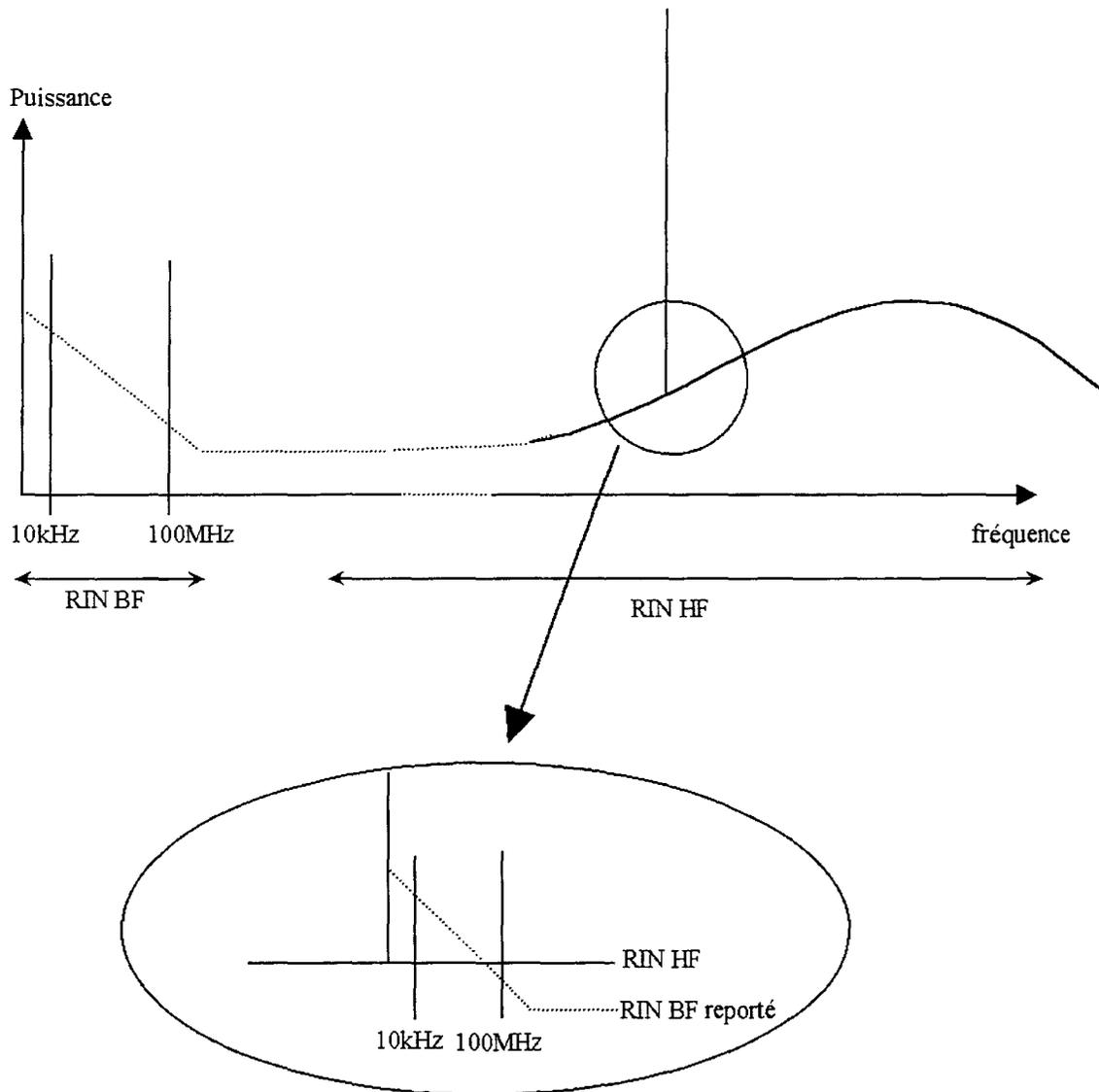


Figure II- 35: influence du RIN à la porteuse de modulation sur le plancher de bruit au pied de la porteuse

Le bruit transposé décroît en $1/f$ autour de f_{elec} . S'il n'y avait pas de bruit à f_{elec} , la fréquence de coude, notée f_c en BF, apparaîtrait à $f_{elec}+f_c$, quand le bruit blanc HF situé à quelques MHz serait transposé. En fait la présence du bruit d'amplitude à f_{elec} détermine le plancher de bruit comme indiqué sur la Figure II- 34. Le bruit total résultant au pied de la porteuse est donc la somme de ces deux contributions.

Le RIN à la fréquence de modulation va jouer un rôle non négligeable pour déterminer le plancher de bruit au pied de la porteuse de modulation, comme nous l'avons évoqué sur la figure précédente. D'autre part d'autres sources de bruit interviennent à la détection du signal optique par la photodiode. En effet le bruit thermique présent dans tous les systèmes électroniques va apporter sa contribution. De plus le bruit de grenaille généré par le processus de photodétection va intervenir également.

La puissance optique totale et par suite le photocourant détecté total, tenant compte de toutes les sources de bruit évoqués s'écrivent :

$$P_{opt}(t) \propto [S_1(t) + \Delta S_1(t) + s_{RIN}(t)] \times \cos(\omega t + \Psi_1(t) + \Delta\Psi_1(t))$$

$$I_{ph} = [I_1(t) + \Delta I_1(t) + i_{RIN}(t) + i_{gre}(t) + i_{th}(t)] \times \cos(\omega t + \Psi_1(t) + \Delta\Psi_1(t))$$

EQ II- 38

où $I_1(t)$ est le photocourant modulé correspondant à $S_1(t)$

$i_{gre}(t)$ est la fluctuation de photocourant correspondant au bruit de grenaille

$\Delta I_1(t)$ correspond aux fluctuations de l'amplitude électrique $\Delta S_1(t)$

$i_{RIN}(t)$ aux fluctuations de photons $s_{RIN}(t)$ caractérisé par le RIN à la fréquence de modulation

$i_{th}(t)$ au bruit thermique

Dans les systèmes hyperfréquences la contribution du bruit thermique est considérée comme également répartie sur le bruit de phase et d'amplitude [15-42]. En effet ce bruit est généré par un processus aléatoire sans orientation préférentielle par rapport au signal si l'on considère la représentation vectorielle de Fresnel des signaux.

Il a, a priori, une contribution égale sur la phase et l'amplitude du signal.

La densité spectrale de courant associée au bruit thermique s'écrit dans une bande de 1Hz :

$$\langle \Delta i_{th}^2 \rangle = \frac{kT}{R}$$

EQ II- 39

Le bruit de grenaille possède les mêmes propriétés que le bruit thermique, c'est un bruit blanc; il est aléatoire et contribue dans les mêmes proportions à la phase et à l'amplitude du signal électrique.

Sa densité spectrale de fluctuations s'écrit :

$$\langle \Delta i_{gre}^2 \rangle = 2eI_{ph}$$

EQ II- 40

Le RIN HF du laser a une dépendance en fréquence. Cependant, autour de la fréquence de modulation, sur quelques dizaines de MHz, il peut être considéré comme un bruit blanc. C'est une fluctuation de l'amplitude optique totale.

Il est habituellement mesuré sans modulation hyperfréquence, sans distinction de la phase et de l'amplitude puisqu'il n'y a pas de signal.

Nous considérons, par analogie au bruit thermique et au bruit de grenaille que le RIN à la fréquence de modulation contribue de façon égale aux fluctuations d'amplitude et de phase du signal lorsqu'une modulation est appliquée au laser.

Sa densité spectrale de fluctuations s'écrit, d'après la définition du RIN [43]

$$\langle \Delta i_{RIN}^2 \rangle = RIN(\omega) I_{ph}^2$$

EQ II- 41

Nous écrivons donc l'équation EQ II- 38 d'une manière différente pour tenir compte de l'influence sur la phase et l'amplitude de chacun des signaux :

$$I_{ph} = \left[I_1(t) + \Delta I_1(t) + i_{RIN}(t)^{**} + i_{gre}(t)^{**} + i_{th}(t)^{**} \right] \times \cos(\omega t + \Psi_1(t) + \Delta \Psi_1(t) + \Delta \Psi_{RIN}(t) + \Delta \Psi_{gre}(t) + \Delta \Psi_{th}(t))$$

EQ II- 42

où nous faisons apparaître les sources de bruit de phase décrites :

$\Delta\Psi_{RIN}(t)$ pour la contribution du RIN à la porteuse de modulation

$\Delta\Psi_{gr}(t)$ pour celle du bruit de grenaille

$\Delta\Psi_{th}(t)$ pour celle du bruit thermique.

Et où les deux étoiles, « ** », sur les fluctuations du RIN, du bruit thermique et de grenaille signifient qu'elles ont été modifiées comme précisé ci-dessous.

Nous pouvons exprimer chacune des densités spectrales de fluctuations :

$$\begin{aligned} \langle \Delta i_{RIN}^{**2} \rangle &= \frac{1}{2} RIN(\omega) I_{ph}^2 & \langle \Delta \Psi_{RIN}^2 \rangle &= \frac{R^2}{K_{det}^2} \times \frac{1}{2} RIN(\omega) I_{ph}^2 \\ \langle \Delta i_{th}^{**2} \rangle &= \frac{1}{2} \left(\frac{kT}{R} \right) & \langle \Delta \Psi_{th}^2 \rangle &= \frac{R^2}{K_{det}^2} \times \frac{1}{2} \frac{kT}{R} \\ \langle \Delta i_{gre}^{**2} \rangle &= \frac{1}{2} (2eI_{ph}) & \langle \Delta \Psi_{gre}^2 \rangle &= \frac{R^2}{K_{det}^2} \times \frac{1}{2} 2eI_{ph} \\ \langle \Delta I_1(\omega)^2 \rangle &= \eta^2 \langle \Delta |S_1(\omega)|^2 \rangle & \langle \Delta \Psi_1(\omega)^2 \rangle &\rightarrow \text{équation II - 37} \end{aligned}$$

EQ II- 43

où η est la sensibilité de la photodiode.

K_{det} en Volt/radian.

Remarque :

Lorsque le signal détecté est observé sur un analyseur de spectre électrique, il est bien entendu que ce dernier affiche la puissance électrique totale, c'est à dire la somme des bruits de phase et d'amplitude, sans distinction possible. On retrouve les valeurs des densités spectrales de fluctuations bien connues (kT/R pour le bruit thermique, $2eI_{ph}$ pour le bruit de grenaille...).

Nous pouvons maintenant calculer la puissance de bruit d'amplitude au pied de la porteuse de modulation comme la somme de la contribution en amplitude du bruit thermique, du bruit de grenaille, du bruit du au RIN HF et du bruit basse fréquence converti.

Ecrivons la puissance de bruit due aux trois sources récemment évoquées :

$$P_{AM} = R * \left[\frac{1}{2} (2eI_{ph}) + \frac{1}{2} \left(\frac{kT}{R} \right) + \frac{1}{2} (RIN \times I_{ph}^2) + \eta^2 \langle \Delta |S_1(\omega)|^2 \rangle \right]$$

EQ II- 44

De même, nous pouvons écrire la densité spectrale des fluctuations de phase. La puissance électrique de bruit de phase, en sortie du détecteur de phase, convertissant les fluctuations de phase en tension puis le calcul de la puissance (réponse globale K_{det}^2/R), s'écrit :

$$P_{PM} = \frac{K_{det}^2}{R} \times \left[\frac{R^2}{K_{det}^2} \left(eI_{ph} + \frac{kT}{2R} + \frac{1}{2} RIN \times I_{ph}^2 \right) + \langle \Delta\Psi_1(\omega)^2 \rangle \right]$$

EQ II- 45

Les puissances de bruit de phase totale et de bruit d'amplitude normalisées par rapport à la puissance de signal s'écrivent alors :

$$\frac{P_{PM}}{P_{signal}} = \frac{2}{m^2 I_{ph}^2} \times \left[eI_{ph} + \frac{kT}{2R} + \frac{1}{2} RIN \times I_{ph}^2 + \frac{K_{det}^2}{R^2} \langle \Delta\Psi_1(\omega)^2 \rangle \right]$$

$$\frac{P_{AM}}{P_{signal}} = \frac{2}{m^2 I_{ph}^2} \times \left[eI_{ph} + \frac{kT}{2R} + \frac{1}{2} RIN \times I_{ph}^2 + \eta^2 \langle \Delta S_1(\omega)^2 \rangle \right]$$

EQ II- 46

Si les contributions du bruit de grenaille et du bruit thermique sont faibles devant les autres sources de bruit, l'équation EQ II- 46 devient en utilisant L(f) et M(f) pour désigner respectivement les rapports bruit de phase et d'amplitude sur signal:

$$L(f) = \frac{2}{m^2} * \left[\frac{1}{2} RIN + \frac{K_{det}^2 / R}{R I_{ph}^2} \langle \Delta\Psi_1(\omega)^2 \rangle \right]$$

$$M(f) = \frac{2}{m^2} * \left[\frac{1}{2} RIN + RIN_{AM}(\omega) \right]$$

EQ II- 47

où RIN_{AM} est défini à l'équation EQ II- 28.

Dans les deux expressions (EQ II- 46 et 47), la profondeur de modulation apparaît au dénominateur : elle est contenue dans l'expression du RIN_{AM} mais pas dans celle de $\langle \Delta\Psi_1^2 \rangle$.

Nous allons reprendre les trois cas étudiés précédemment à partir des valeurs calculées représentées sur les courbes II- 27 et II- 31.

Le laser est modulé autour de son point de fonctionnement à $I_f = I_0 - I_s = 100\text{mA}$, avec un courant crête de 20mA ce qui correspond à une puissance hyperfréquence de 10dBm sur 50 ohms.

La profondeur de modulation considérée est de 20%.

La puissance hyperfréquence en sortie est calculée grâce la formule EQ II- 30. Le détecteur de phase est calibré, nous considérons donc dans le calcul que $K_{\text{det}}^2/R=1$.

Le premier tableau (tableau 3) traite le cas où le RIN à la porteuse de modulation est négligeable devant le bruit BF reporté et le photocourant suffisamment faible pour que le bruit de grenaille associé soit négligeable devant le bruit BF reporté. En utilisant la formule EQ II- 47, nous obtenons:

f	$ K_{\text{PM}}/S_0 ^2$	$ K_{\text{AM}}/S_0 ^2$	RIN _{AM}	L(f)	M(f)
GHz	dB	dB	dB/Hz	dBc/Hz	dBc/Hz
3	-27	-21	-147	-139	-130
6	-16	-9	-135	-129	-118
9	-14	-35	-161	-127	-144

a) RIN BF @1kHz=-126 dB/Hz

f	$ K_{\text{PM}}/S_0 ^2$	$ K_{\text{AM}}/S_0 ^2$	RIN _{AM}	L(f)	M(f)
GHz	dB	dB	dB/Hz	dBc/Hz	dBc/Hz
3	-27	-21	-157	-149	-149
6	-16	-9	-145	-139	-139
9	-14	-35	-171	-137	-154

b) RIN BF @10kHz = -136dB/Hz

Tableau 3: calcul des rapports bruits à signal en phase et en amplitude sans tenir compte de la contribution du RIN, du bruit thermique et du bruit de grenaille

Nous retrouvons sensiblement les valeurs de $L(f)$ et $M(f)$ calculées à partir de la seule source de bruit BF (tableau 1). L'écart observé sur le bruit d'amplitude provient de deux contributions :

*3dB du à la distinction entre la puissance efficace utilisée ici et la puissance crête utilisée dans le rapport bruit sur signal optique.

*quelques dB supplémentaires provenant du fait de la normalisation entre S_0^2 et S_1^2 , compte tenu de la non platitude de la réponse du laser avec la fréquence, principalement à 6GHz proche de la résonance du système du second ordre.

Dans le tableau n°4 (a), b) et c)), nous prenons en compte la valeur réelle du photocourant, et le RIN à la porteuse de modulation en utilisant l'équation EQ II- 46. La valeur du photocourant est de 7mA. La puissance de signal efficace de -13dBm. La puissance de bruit blanc correspond au calcul de la contribution en phase, ou en amplitude, du RIN à la porteuse de modulation, du bruit de grenaille et du bruit thermique.

f	$ K_{PM}/S_0 ^2$	$ K_{AM}/S_0 ^2$	RIN _{AM}	RIN(f)	P _{bruit_blan}	L(f)	M(f)
GHz	dB	dB	dB/Hz	dB/Hz	dBm/Hz	dBc/Hz	dBc/Hz
3	-26	-21	-147	-162-3	-159	-138	-130
6	-16	-9	-135	-155-3	-153	-129	-118
9	-14	-35	-161	-150-3	-149	-126	-135

a) RIN BF @1kHz = -126dB/Hz

f	$ K_{PM}/S_0 ^2$	$ K_{AM}/S_0 ^2$	RIN _{AM}	RIN(f)	P _{bruit_blanc}	L(f)	M(f)
3	-26	-21	-157	-162-3	-159	-145	-139
6	-16	-9	-145	-155-3	-153	-137	-128
9	-14	-35	-171	-150-3	-149	-133	-136

b) RIN BF @10kHz = -136dB/Hz

f	$ K_{PM}/S_0 ^2$	$ K_{AM}/S_0 ^2$	RIN _{AM}	RIN(f)	P _{bruit_blanc}	L(f)	M(f)
3	-26	-21	-177	-162-3	-159	-147	-146
6	-16	-9	-165	-155-3	-153	-141	-140
9	-14	-35	-191	-150-3	-149	-136	-136

c) RIN BF @1MHz = -156dB/Hz

Tableau 4: calcul des rapports bruits à signal en phase et en amplitude en prenant en compte l'influence du RIN, du bruit thermique et du bruit de grenaille pour m=0,2, à 1kHz, 10kHz et 1MHz de la porteuse

Les valeurs de L(f) et M(f) du tableau n°4 sont modifiées par rapport à celle du tableau n°3 lorsque le bruit de grenaille et le bruit associé au RIN à la fréquence de modulation ne sont plus négligeables devant le bruit d'AM et de PM. Plus l'on s'éloigne de la porteuse, plus le bruit basse fréquence reporté diminue (en 1/f comme le RIN basse fréquence) et plus les autres sources de bruit de la liaison et le bruit thermique interviennent.

Ainsi, à 1MHz de la porteuse, nous constatons que l'influence du RIN, du bruit thermique et du bruit de grenaille est déterminante, d'après le calcul de la puissance de bruit blanc totale, correspondante à ces trois sources de bruit. Le RIN BF ne joue plus aucun rôle à cette distance de la porteuse.

Nous remarquons également que le plancher de bruit d'amplitude et de bruit de phase sont identiques, puisque la contribution est la même en phase et en amplitude pour les sources de bruit de grenaille, de bruit thermique et de RIN à la porteuse de modulation.

Ceci est très important: la contribution du bruit d'amplitude au plancher, est la même que celle du bruit de phase. Ce qui signifie que malgré un coefficient de report du bruit BF plus

grand en amplitude qu'en phase, le plancher de bruit d'amplitude loin de la porteuse n'est pas plus important que le bruit de phase.

Il apparaît clairement que la valeur du RIN à la fréquence de modulation doit être la plus faible possible.

Le tableau suivant (tableau n°5) présente les valeurs de $L(f)$ et $M(f)$ avec une profondeur de modulation de 50%. Le coefficient de conversion de bruit de phase est inchangé, par contre le coefficient de bruit d'amplitude est augmenté.

Les valeurs de $L(f)$ sont améliorées : plus le signal est fort plus l'écart entre le bruit de phase et le signal est grand, (dans la limite de validité du calcul en petit signal).

Par contre nous constatons que le bruit d'amplitude ne varie pas beaucoup avec m , puisque la dépendance en m se retrouve sur le signal et le bruit.

Comme dans le cas précédent, avec $m=0,2$, le bruit d'amplitude est plus élevé que le bruit de phase, à 10kHz de la porteuse car l'influence du bruit BF reporté est importante : l'écart entre les deux est calculé à la dernière colonne de ce tableau.

Nous pouvons remarquer que cet écart varie avec la fréquence de modulation hyperfréquence et est minimum lorsque le bruit d'amplitude électrique est minimum, proche de la fréquence de résonance intrinsèque du laser.

f	$ K_{PM}/S_0 ^2$	$ K_{AM}/S_0 ^2$	L(f)	M(f)	Δ AM/PM
GHz	dB	dB	dBc/Hz	dBc/Hz	dB
3	-26	-16	-153	-141	5
6	-16	-2	-145	-130	9
9	-14	-14	-141	-142	3

Tableau 5: calcul des rapports bruits à signal en phase et en amplitude en prenant en compte l'influence du RIN, du bruit thermique et du bruit de grenaille pour $m=0,5$

Nous l'avons évoqué au dessus, l'écart entre le bruit d'AM et de PM dépend de l'écart par rapport à la porteuse, en effet plus l'influence du bruit BF converti diminue, plus l'écart entre

les deux bruits AM et PM diminuent pour devenir nul lorsque le bruit en amplitude et en phase se réduit au bruit du plancher, lié au RIN, au bruit de grenaille et au bruit thermique, qui ont la même contribution en phase et en amplitude.

Lorsque le bruit BF reporté a une influence, c'est à dire pour des écarts Δf par rapport à la porteuse de 10kHz ou moins, il est inférieur à 10dB, (pour $m=0,5$).

Remarques sur l'influence du bruit d'amplitude:

La valeur typique de réjection du bruit d'amplitude des systèmes de détection utilisant l'hétérodynage électrique est généralement située entre 10 et 20dB, ce qui signifie que le bruit d'amplitude pourra être rejeté. Cependant il faut prendre un soin tout particulier à maintenir cette réjection sinon le bruit d'AM apportera sa contribution à la dégradation du rapport bruit sur signal.

Ceci est cependant à modérer puisque nous le rappelons, le bruit au pied de la porteuse, d'amplitude (ou de phase) a une dépendance en $1/f$, à l'image du bruit BF reporté. Or la plupart des oscillateurs ont une remontée de leur bruit de phase en $1/f^3$. Ceci signifie que la contribution de la liaison optique proche de la porteuse pourra être insignifiante devant celle de la source.

Remarques sur le photodétecteur :

La détection du signal optique par la photodiode présente plusieurs caractéristiques :

D'une part, elle introduit un bruit supplémentaire (le bruit de grenaille) qui augmente le plancher de bruit, tant en phase qu'en amplitude.

D'autre part, nous avons supposé que la détection n'engendrait pas de bruit basse fréquence converti près du signal. En fait, la photodiode présente du bruit basse fréquence comme tout composant à semi-conducteurs. Cependant on montre qu'il est inférieur à celui des sources lasers SC [44].

D'une manière générale les non-linéarités associées aux photodiodes sont inférieures à celles observées sur les sources [45].

Remarque sur les puissances électriques en sortie de photodiode :

Le dernier point que nous souhaitons aborder concerne les valeurs de $L(f)$ et $M(f)$ calculées précédemment. Ces valeurs calculées, obtenues en ne considérant aucune fluctuation de la

photodiode hormis le bruit de grenaille, représente les bruits d'amplitude et de phase obtenus directement en sortie du photodétecteur. Si un circuit électrique d'adaptation, par exemple, est introduit coté réception, il convient d'en tenir compte sur les puissance de bruit et de signal effectivement injectées sur les appareils de mesure de bruit. Une charge de 50 ohms placée en parallèle avec la PIN est souvent utilisée, il faut alors prendre en compte son influence sur la puissance électrique de signal et de bruit.

3 - CARACTERISATION DE LIAISONS OPTIQUES

Le calcul du bruit d'amplitude et de phase d'un laser à semi-conducteurs étant établi, il s'agit maintenant de vérifier expérimentalement cette approche théorique afin de la valider. Pour cela, nous avons mis en place un banc de mesure des fluctuations de phase et d'amplitude au pied de la porteuse hyperfréquence. Les différents composants lasers ont été caractérisés afin de déterminer les paramètres utiles pour le calcul de $L(f)$ et $M(f)$.

Une méthode originale est proposée pour déterminer les variations relatives des fluctuations d'AM avec la fréquence de modulation.

La comparaison des résultats expérimentaux et théoriques nous permet de conclure en soulevant les points clés et les difficultés associées à ce type de caractérisation.

3-1- Caractérisation de liaisons optiques à modulation directe

3-1-1- Description des liaisons

Un seul type de liaison a été caractérisé. Il s'agit de liaisons dont la source est un laser à semi-conducteurs modulé directement en amplitude.

La lumière est injectée dans une fibre optique monomode après passage dans un isolateur, placé directement en sortie de la puce laser (module) ou sur la fibre, en ligne lorsque l'on utilise une embase de test de laboratoire. La longueur de la fibre utilisée est de quelques mètres. Le taux de couplage dans la fibre lentillée est de 50% environ. Lorsqu'un isolateur est placé avant la fibre, le couplage est de 40%.

Un élément à effet Pelletier permet de maintenir la température du laser constante.

Les embases de test ou les modules permettent de moduler le laser jusqu'en bande Ku.

Elles ont un circuit d'adaptation résistif. La mise en série d'une résistance permet d'obtenir une impédance équivalente de 50ohms.

Les puces laser utilisées sont des composants réalisés au LCR, monomode longitudinal (DFB) émettant à 1,55 μ m, large bande et modulables jusqu'en bande X. Elles sont issues de la dernière génération de lasers développés au LCR [46]

Leur structure est la structure à ruban, (« Ridge » en anglais (schéma I-13 du chapitre I)). La zone active est composée de puits quantiques contraints. Les composants de la nouvelle

génération portent le nom de « TGB 154 X 00 » en référence au bâti d'épitaxie utilisé (TGB), à la plaque (154), et à la position de la puce (00) sur le quart de plaque (X) utilisée.

Des composants de la génération précédente sont également caractérisés pour comparaison. Ils sont de structure BRS, avec une zone active en matériau massif.

Les lasers plus anciens sont appelés : « MKL 000 00 ».

Les caractéristiques des composants issus d'un même quart de plaque sont très proches. Nous ne donnerons, d'une manière générale, qu'une seule courbe pour chaque caractéristique pour chaque composant d'un même type.

La détection est directe avec une photodiode fibrée. La connexion entre la fibre issue de la source et celle du détecteur est effectuée de préférence par soudure afin de limiter au mieux la présence de réflexions optiques au niveau des connecteurs optiques. Lorsqu'il n'est pas possible de souder, nous utilisons des connecteurs optiques monomodes de type FC/APC (« Angled polished connector ») qui ont 60dB de pertes en retour. L'accès hyperfréquence de la photodiode permet aussi d'accéder à la bande Ku.

Les photodiodes utilisées sont également développées au LCR [47]. Ce sont des diodes PIN à éclairage par la surface. La sensibilité est proche de $1A/W$ et leur fréquence de coupure est supérieures à 20GHz avec une puissance optique maximale de l'ordre de 10mW.

Le couplage est effectuée avec une fibre polie en biais afin de limiter les réflexions sur la face avant de la PIN, et le rendement de couplage est supérieur à 80%.

3-1-2 Caractérisations statiques

La puissance optique en sortie de puce laser ainsi que la résistance série de la diode sont mesurées avec le banc décrit au chapitre I. Un exemple de mesure de laser TGB est donné à la figure II- 36.

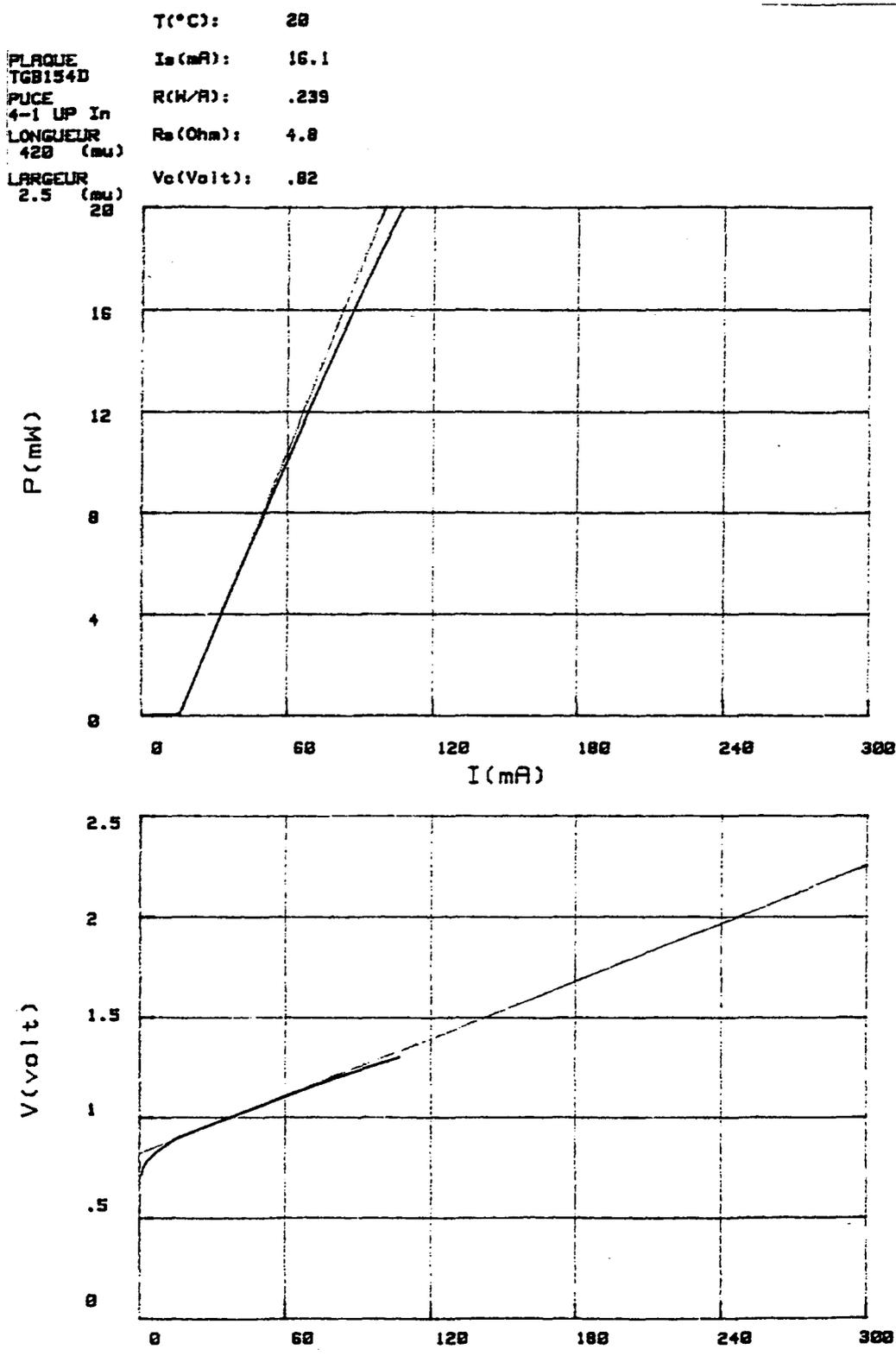


Figure II- 36: puissance optique d'un laser TGB, émise en fonction du courant d'alimentation

Le seuil des lasers à ruban est de 18 à 20mA à 25°C, celui des lasers BRS est plus faible de l'ordre de 12mA dû au meilleur confinement du courant grâce à la structure enterrée.

Le rendement externe différentiel de la puce est supérieur à 0,23W/A pour les lasers à ruban à comparer à 0,13 W/A pour la génération précédente. La courbe P(I) est très linéaire pour la structure à ruban, ce qui dénote un bon comportement thermique de la puce.

Le rendement de conversion total en sortie de liaison est à corriger pour tenir compte des pertes optiques totales.

La résistance série des diodes est faible (<5ohms), et nécessite la mise en série d'une résistance de 45 ohms sur la piste d'accès hyperfréquence du laser.

La mesure du spectre de longueur d'onde permet de savoir quelle est la fréquence optique d'émission de la diode laser.

Les lasers TGB et MKL émettent autour de 1,553 μ m à 20°C.

On mesure aussi le taux de réjection du mode secondaire (SMSR).

Les différentes caractéristiques statiques des lasers que nous avons mesurés sont résumées dans le tableau suivant :

	TGB154 D 5-08	TGB154 D 8-09	TGB154 D 4-10	TGB154 D rodin	TGB154 D 4-1	TGB154 D 4-7	MKL 879 8-5
Is (mA)	20	18	18	18	16	18	12
η_d (W/A)		0,09 F	0,215	0,081 F	0,239	0,262	0,13
R (ohms)	4	3,8			4,8	4,3	
SMSR (dB)	>40	>45		>45	48	46	>35

où le « F » signifie que le rendement est mesuré en sortie de liaison avec un laser fibré.

Un spectre de longueur d'onde d'un laser TGB est représenté figure II- 37. Le taux de réjection du second mode est très bon, et peut atteindre jusqu'à 50dB. Mesuré avec un double monochromateur, il dénote la force du réseau de Bragg. Le SMSR des lasers BRS est plus faible (35dB).

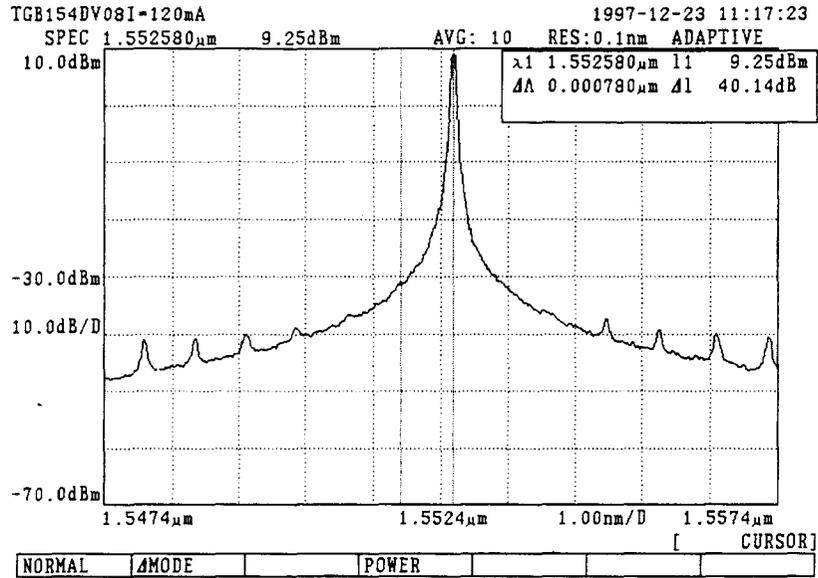


Figure II- 37 : spectre optique d'émission d'un laser DFB, TGB

L'étude du spectre au seuil puis sa variation avec le courant permet d'extraire certains paramètres indispensables aux différentes modélisations, comme le facteur d'émission spontanée β et l'indice de groupe. La méthode de détermination de ces paramètres sera explicitée au chapitre III lors de l'étude systématique de lasers à basse température.

Les valeurs du coefficient β déduites de la mesure du spectre pour les lasers TGB sont faibles de l'ordre de $4 \cdot 10^{-5}$. L'indice de groupe est égal à 3,606. Le coefficient β du laser MKL est plus fort : $14 \cdot 10^{-5}$ à $15 \cdot 10^{-5}$.

3-1-3- Mesure des bandes passantes

La mesure de la réponse en fréquence des composants est très importante pour la caractérisation de nos liaisons. D'une part, elle donne l'information de bande passante du laser, la bande passante de la photodiode étant supérieure, la fréquence de coupure mesurée est celle du laser. D'autre part elle permet de connaître les pertes d'insertion électriques de la liaison.

Nous avons en plus un paramètre d'observation supplémentaire à savoir les variations de la réponse en modulation du laser avec le courant de polarisation appliqué.

Les mesures sont effectuées sur un analyseur de réseau, le banc est décrit au chapitre I.

La mesure porte essentiellement sur le module du paramètre S21. Il correspond à la réponse en transmission du laser exprimée en paramètres électriques (équation EQ I-52).

Le module du paramètre S21 est mesuré pour différents courants de polarisation du laser.

La figure II- 38 met en évidence la bonne correspondance entre le calcul et le comportement réel du laser TGB pour $I_0=80\text{mA}$ et $I_0=120\text{mA}$.

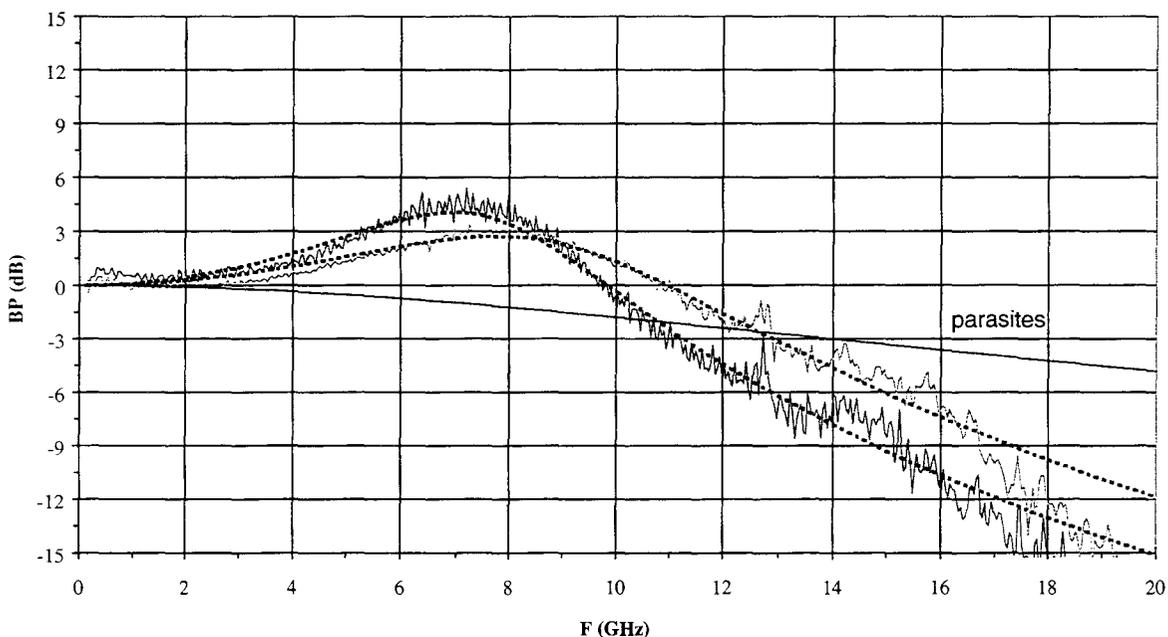


Figure II- 38: courbes théoriques (trait pointillé) et expérimentales (trait plein) de réponse en modulation du laser TGB à $I_0=80\text{mA}$ et $I_0=120\text{mA}$. La réponse d'un circuit du premier ordre correspondant à un « RC » parasite est représenté avec une fréquence de coupure de 14GHz

La courbe en pointillée correspond à la réponse intrinsèque calculée du laser. Nous avons également représenté la réponse d'un filtre du premier ordre (trait continu) correspondant à un circuit RC parasite, de fréquence de coupure de 14GHz.

Nous observons la variation de la réponse en fréquence du laser TGB avec le changement du courant de polarisation, soit encore la puissance optique moyenne émise.

La courbe est modifiée lorsque le courant de polarisation augmente : ainsi la fréquence de résonance du système augmente. Le pic à la résonance est de moins en moins prononcé du fait de l'augmentation du facteur d'amortissement. Le phénomène est amplifié dans le cas des lasers TGB car le facteur de compression de gain est assez élevé pour les lasers à puits quantiques et augmente donc la valeur de l'amortissement (équation EQ I-36).

Sur la courbe II- 39, les mesures de la réponse en modulation pour deux courants de polarisation autour de la valeur nominale ($I_0=120\text{mA}$) sont représentées.

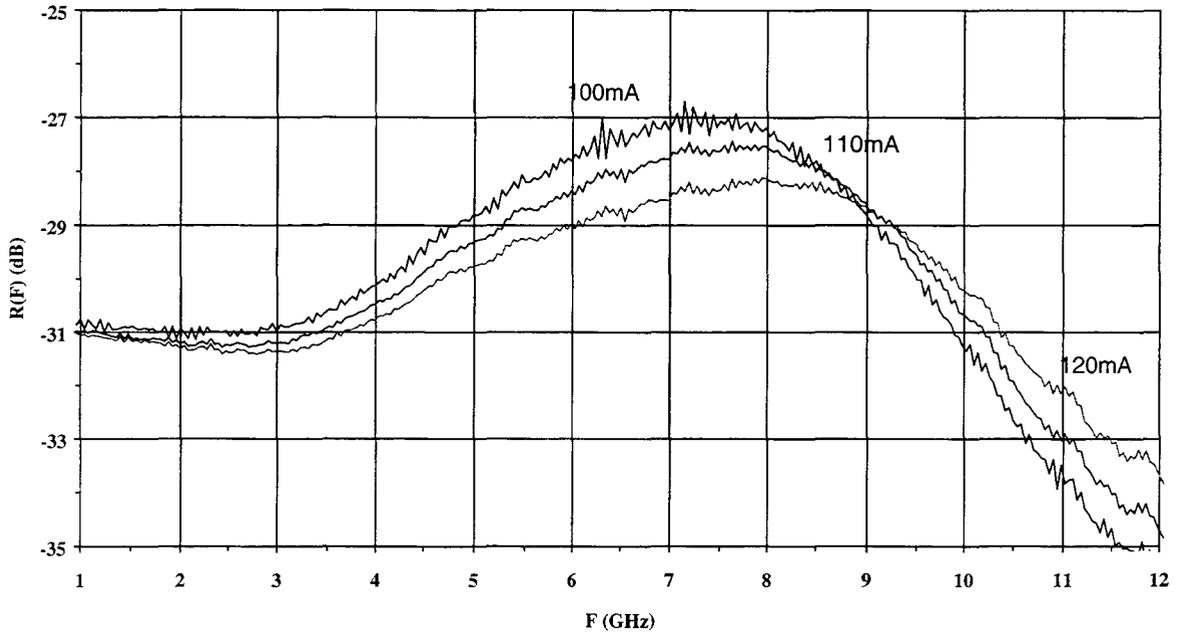


Figure II- 39: variation expérimentale de la réponse en modulation du laser avec le courant d'alimentation autour de 120mA

A 120mA la fréquence de résonance est de 8,2GHz. Elle correspond à celle calculée par l'équation EQ I-53. Elle est légèrement inférieure à la fréquence de résonance intrinsèque qui sera déterminée au cours de l'étude du bruit d'amplitude optique (RIN).

Nous constatons que la plage de variation la plus faible de l'amplitude électrique correspond à des fréquences juste au dessus de la fréquence de résonance dynamique, c'est-à-dire au voisinage de la résonance intrinsèque du laser.

Les lasers TGB ont une bande passante de 12 à 14GHz à $I_0=120\text{mA}$ et les pertes d'insertion électriques de la liaison se situent entre 26 et 30dB.

Sur la figure II-40, nous avons tracé la réponse en modulation du laser MKL, de structure BRS, pour $I_0=40\text{mA}$.

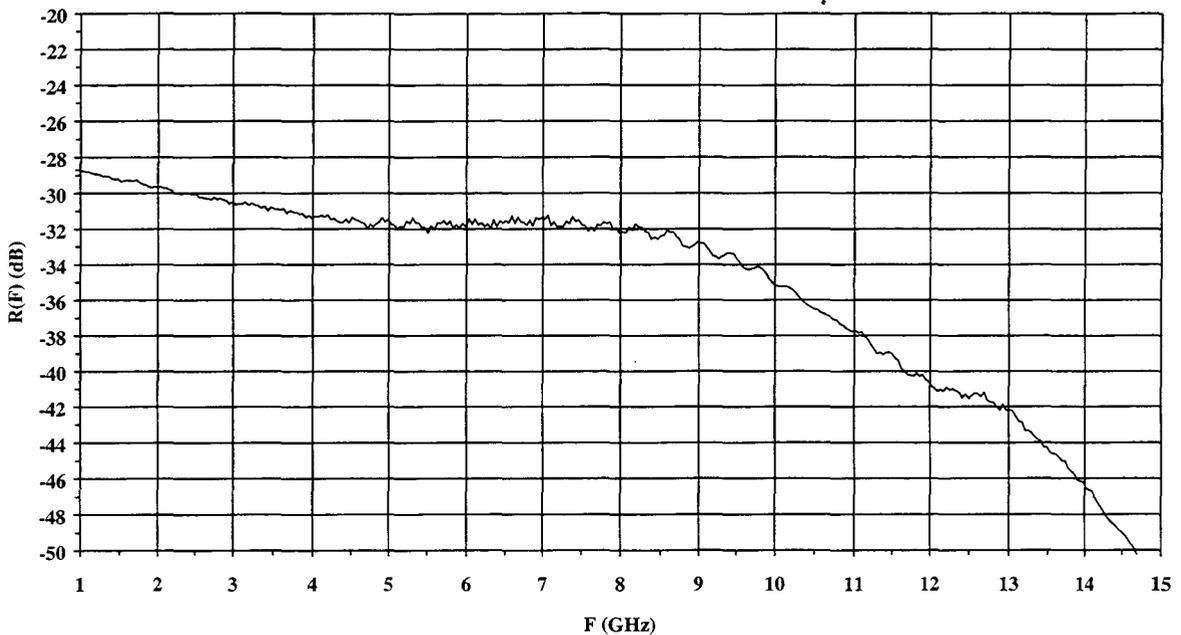


Figure II- 40: réponse en modulation d'un laser de structure BRS à $I_0=40\text{mA}$; la présence de « roll-off » génère une fréquence de coupure parasite à 5GHz

La bande passante est assez large : 10,3 GHz pour un courant de polarisation de 40mA, mais les pertes d'insertion sont plus importantes que pour les TGB du fait du rendement externe différentiel moins élevé.

Nous reconnaissons les problèmes liés à ce type de structure : la fréquence de coupure du laser est relativement basse, car une fréquence de coupure parasite se superpose à celle intrinsèque à la puce laser. Ceci est appelé « roll-off », en anglais, et est engendré par les fuites de courant dans l'homojonction lorsque le courant de polarisation augmente. Ce phénomène, lié à ce type de structure, est difficilement contrôlable et limite donc l'utilisation de ces composants.

La mesure effectuée sur un analyseur de réseau est une mesure petit signal. En effet la puissance hyperfréquence appliquée au laser varie entre -15 et -10dBm.

3-1-4- Mesure des bruits sans modulation

a) bruit « HF »

La mesure du bruit des lasers constitue un élément important de la caractérisation.

D'une part, le niveau absolu du RIN, au courant de polarisation optimal pour la modulation hyperfréquence, nous permet de déterminer le plancher de bruit d'amplitude et de phase électrique. D'autre part, l'étude systématique de la variation du RIN avec le courant de polarisation du laser, nous permet de déterminer de nombreux paramètres du laser: la variation de la fréquence de résonance du RIN donne accès au gain différentiel (a) et la largeur à mi hauteur de la courbe de RIN, à la fréquence de résonance au taux d'amortissement. Nous utilisons ces résultats entre autres, pour connaître la valeur de la fréquence de résonance sur la réponse en modulation du laser.

Par ailleurs, les variations de la fréquence de résonance et du facteur d'amortissement avec le courant de polarisation du laser nous donne accès:

- *au facteur d'Olshansky,

- *à un terme proportionnel au facteur de compression de gain ϵ

- *à la bande passante intrinsèque maximale.

L'ajustement fin d'un spectre de RIN avec la courbe théorique, nous permet d'ajuster des paramètres moins bien connus comme la durée de vie des photons et d'affiner la valeur de celle des électrons.

Pour calculer le spectre de RIN, nous avons besoin de connaître la densité de porteurs au seuil, qui peut-être déterminée à partir du courant de seuil et du paramètre de recombinaisons radiatives B_{eff} , caractéristique des procédés d'émission (utilisé pour tenir compte d'une manière simplifiée, des coefficients A_{Au} , B et C de l'équation EQ I- 15), dont la valeur est donnée dans le tableau situé à la page 189. La densité de photons est calculée à partir de l'équation EQ I-21.

Le facteur de confinement optique est obtenu en calculant le champ électrique de l'onde optique à l'intérieur de la zone active.

La mesure du RIN est effectuée avec le banc que nous avons développé pour pouvoir accéder aux faibles niveaux de bruit des lasers TGB (c.f. I).

Le laser est alimenté à différents courants de polarisation et les spectres de RIN mesurés sont présentés sur la figure II- 41.

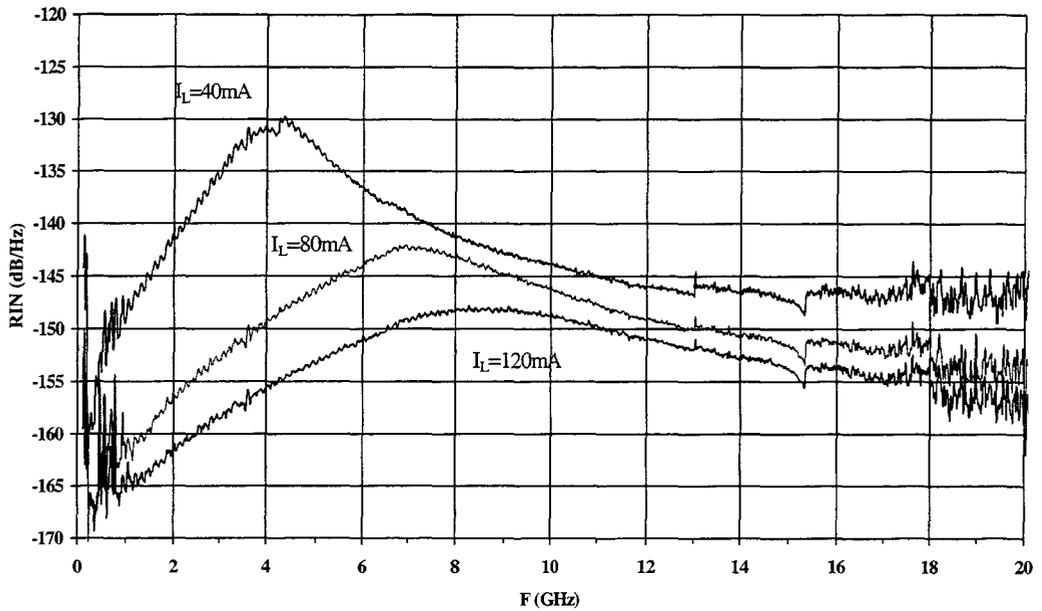


Figure II- 41: spectres de RIN à différents courants de polarisation

Nous observons plusieurs évolutions:

- *la fréquence de résonance augmente avec le courant de polarisation (en racine carrée).

- *le facteur d'amortissement augmente également exhibant ainsi la force du facteur de compression du gain.

A 120mA, la fréquence de résonance est typiquement située entre 9 GHz et 10GHz. Le facteur d'amortissement est compris entre 3.10^{10} et $4,5.10^{10}$ rad.

Le niveau de RIN diminue lorsque le courant d'alimentation augmente, en accord avec la définition du RIN.

Le niveau de RIN à 3 GHz, pour $I_L=120\text{mA}$, varie d'un laser à l'autre entre -159dB/Hz et -164dB/Hz. A 9 GHz, il varie entre -149dB/Hz et -153dB/Hz.

Le niveau de RIN à la fréquence la plus basse permise par notre banc de mesure (100 MHz) est très faible de l'ordre de -170dB/Hz pour un photocourant mesuré supérieur à 7mA, ce qui nous garantit une précision de mesure de +/-4dB.

Nous constatons qu'il n'y a pas de remontée de bruit en basse fréquence caractéristique du battement entre différents modes longitudinaux. L'excellente réjection du mode latéral est ici mise en évidence ainsi que l'absence de bruit interférométrique.

Le tableau suivant résume les principales caractéristiques relevées sur les différents spectres de RIN.

$I_0=120\text{mA}$	TGB154 D 5-08	TGB154 D 8-09	TGB154 D 4-10	TGB154 D rodin	TGB154 D 4-1	TGB154 D 4-7	MKL 879 8-5
RIN(3GHz)	-162	-160	-164	-164	-164	-164	-149
RIN(6GHz)	-156	-155	-157	-158	-157	-153	-141
RIN(9GHz)	-151	-150	-152	-153	-153	-153	-137
f_R (GHz)	9	8,5	10	9,7	10,3	10,4	10
$\gamma/2\pi$ (GHz)	6,6	5	6	7	5	8	6,6
f_{R1} (GHz)	7,7	7,7	9	8,4	6,7	8,7	8,8

Les niveaux de RIN, exprimés en dB/Hz, présentent peu de dispersion pour les différents laser TGB. Le spectre de RIN du laser MKL, alimenté à 50mA, présente une dizaine de dB de plus de bruit supplémentaire.

La fréquence de résonance qui apparaît sur la réponse en modulation est calculée dans la dernière ligne de ce tableau et est cohérente avec celle obtenue à partir de la mesure de la réponse en modulation du laser.

La figure II- 42 représente le spectre de RIN mesuré et calculé pour un laser TGB à 120mA de courant de polarisation. Un très bon accord est obtenu entre la théorie et les résultats expérimentaux.

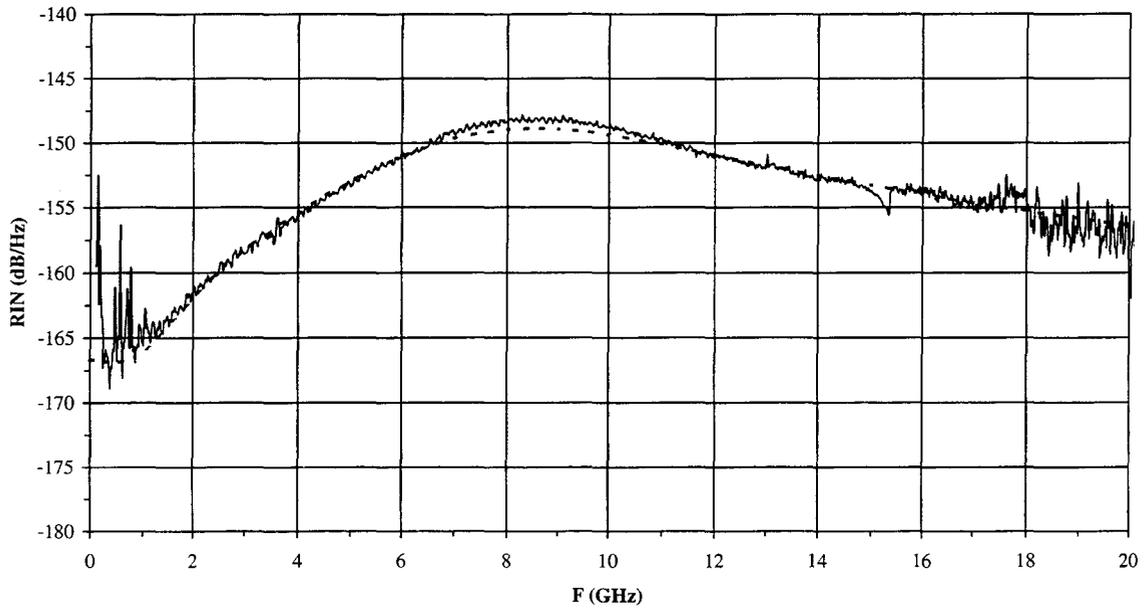


Figure II- 42: spectre de RIN d'un laser TGB, mesuré (en trait plein) et calculé (en trait pointillé) pour $I_0=120\text{mA}$

Le même calcul est effectué sur le laser MKL avec un très bon accord également (figure II-43).

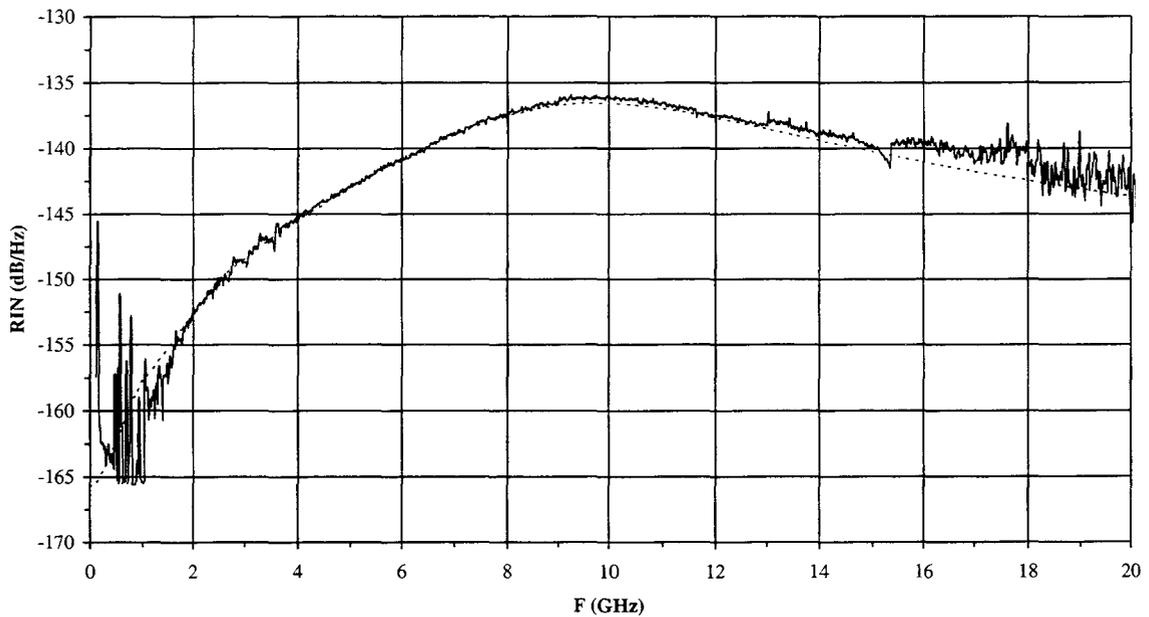


Figure II- 43: spectre de RIN d'un laser MKL, mesuré (en trait plein) et calculé (en trait pointillé) pour $I_0=50\text{mA}$

Nous disposons maintenant des paramètres du laser nécessaires pour la modélisation du bruit.

Le tableau suivant résume les différentes valeurs.

La valeur de ε exprimée ici est proportionnelle à celle du véritable ε , à la durée de vie des photons près, comme cela est explicité au chapitre III. Il s'agit d'un ε' . La valeur de la durée de vie des photons est difficile à évaluer. Celle que nous donnons ici permet d'ajuster les valeurs expérimentales et théoriques de RIN.

	TGB $I_0=120$ mA	MKL $I_0=50$ mA
I_s (mA)	20	12
ρ (W/A)	0,23	0,13
a (10^{-20} m ²)	13,7	5,5
β	$4 \cdot 10^{-5}$	$15 \cdot 10^{-5}$
I_s (mA)	20	12
N_s (10^{24} m ⁻³)	1,55	1,33
τ_p (ps)	6	2
τ_s (ns)	1	1,15
ε' (10^{-22} m ⁻³)	1,05	0,4
Γ	0,046	0,28
V (μm^3)	80	65
n_g	3,606	4,28

Les mesures de bruit requièrent certaines précautions que nous avons évoquées dans le chapitre I. La courbe II- 44 présente l'augmentation du bruit par conversion du bruit de phase optique en bruit d'amplitude optique en présence d'une cavité parasite. Une augmentation du bruit de plus de 10dB est observé pour les fréquences inférieures à 1GHz.

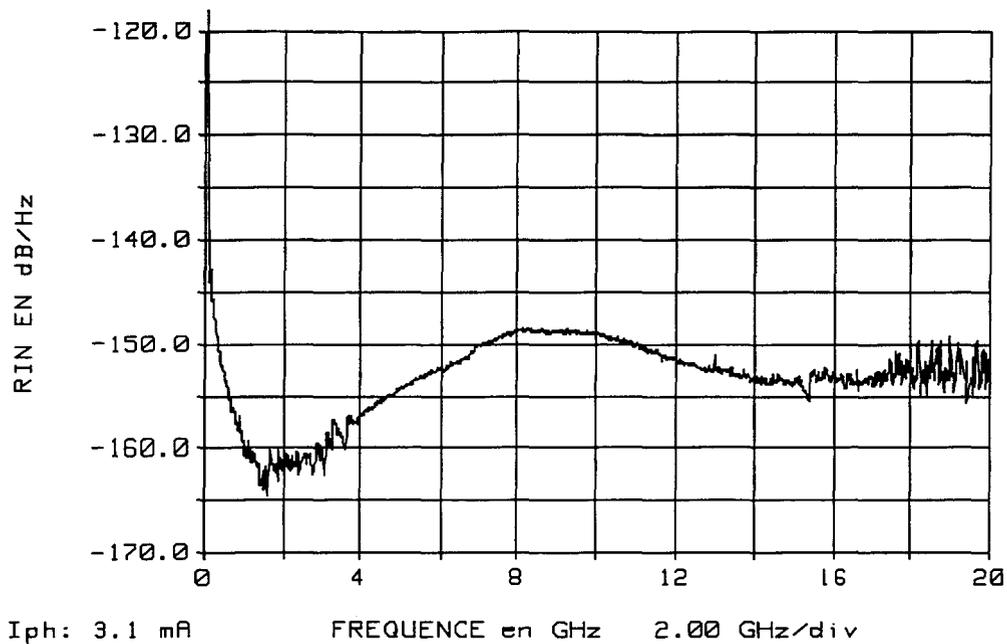


Figure II- 44 : modification du RIN en présence de bruit interférométrique

Nous remarquons cependant qu' en bande X, avec les lasers TGB, la porteuse sera très proche de la fréquence de résonance du spectre de RIN, ce qui relève un peu le niveau de bruit. Si cette fréquence de résonance était « repoussée » plus haut, avec un laser bande Ku par exemple, nous pourrions encore gagner environ 10dB sur le niveau de RIN aux alentours de 10 GHz.

b) bruit « BF »

La mesure du bruit très basse fréquence de quelques Hz à quelques centaines de kHz est nécessaire pour valider nos hypothèses théoriques. En effet, c'est principalement ce bruit qui est retrouvé au pied de la porteuse. Il nous faut donc le quantifier et valider la modélisation phénoménologique introduite au chapitre I. Ces mesures ne sont pas effectuées au laboratoire. La mise en oeuvre des caractérisations BF pose certains problèmes pratiques pour s'affranchir de toutes les fluctuations électriques basse fréquence existant dans notre environnement. Une cage de Faraday permet de supprimer ces signaux basse fréquence. De plus, il est préférable de travailler hors alimentation du secteur, donc avec des batteries pour éliminer les raies parasites à 50Hz et multiple de 50Hz.

Ces mesures ont été effectuées à l'Université de Montpellier II, au CEM.

Plusieurs diodes lasers, ont été caractérisées. Ce sont des composants TGB, issus de la nouvelle génération. Les composants mesurés étaient fibrés ou non.

La figure II- 45 présente un résultat typique de mesure du bruit basse fréquence optique, pour un courant de polarisation du laser de 120mA, présenté sous forme de RIN.

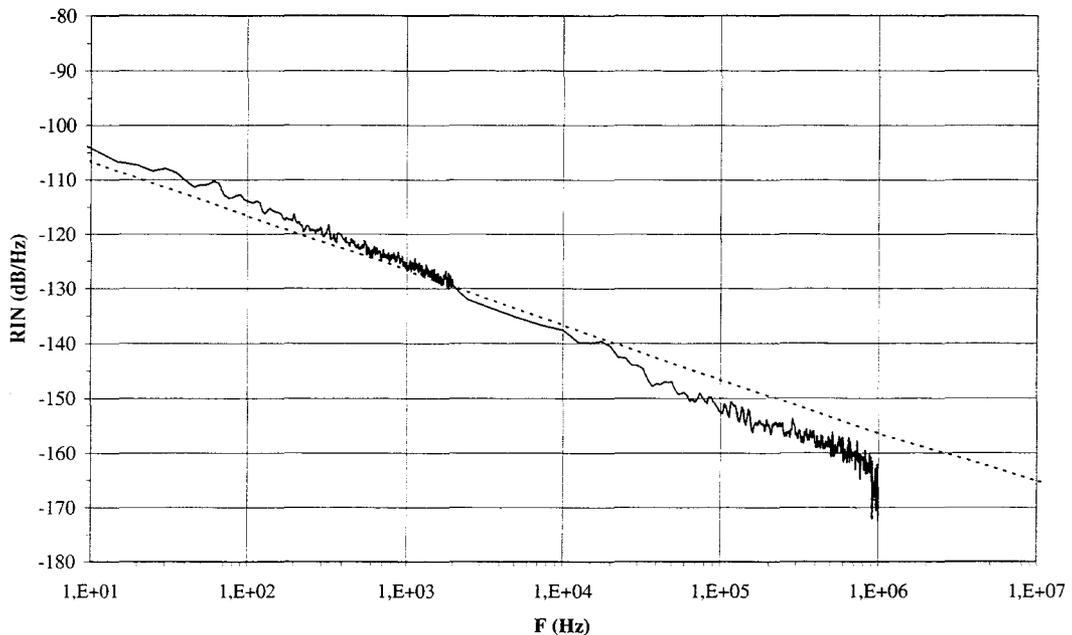


Figure II- 45: spectre de RIN basse fréquence d'un laser TGB, mesuré et calculé pour $I_0=120\text{mA}$

La courbe en pointillés est le résultat du calcul. Le paramètre de Hooge est fixé à 1.10^{-3} (c'est en fait pour notre étude un paramètre qui englobe la puce et son environnement électrique, il est plus phénoménologique que purement caractéristique d'un comportement intrinsèque du laser). On obtient alors un bon accord théorie et expérience. Ainsi, le bruit basse fréquence d'un laser TGB à 120mA, à 1 kHz est de l'ordre de -125, -130 dB/Hz. La précision sur la mesure du bruit BF décroît avec la fréquence du fait des amplificateurs utilisés et la grande dynamique nécessaire.

Au cours de ces mesures de RIN en basse fréquence, le bruit interférométrique a pu également être mis en évidence.

Le bruit basse fréquence du laser MKL n'a pas été mesuré, nous considérons qu'il conserve le même écart que le bruit HF comparé au laser TGB, c'est-à-dire qu'il est situé 10dB au dessus

de celui du laser TGB, mais nous ne connaissons pas la valeur du paramètre de Hooge pour ce type de laser.

3-2- Mesure des bruit d'AM et de PM au pied de la porteuse hyperfréquence

On présente ici les mesures de bruit de phase et d'amplitude électriques au pied de la porteuse.

Pour cela, un banc de caractérisation spécifique a été mis en place et de sa connaissance dépend la bonne qualité des mesures. De nombreux perturbations peuvent polluer les mesures et il convient de les identifier afin de ne pas les intégrer aux résultats de la liaison optique.

3-2-1- Mise en place du banc de mesure

a) bruit de phase

La méthode de mesure du bruit de phase d'un dispositif sous test avec un détecteur de phase, à deux voies est celle que nous avons choisie. Elle permet avec une relative souplesse de mise en oeuvre d'obtenir des planchers de bruits assez faibles.

En effet, nous souhaitons caractériser le bruit de phase rajouté par une liaison optique. Il faut donc s'affranchir du bruit de la source hyperfréquence et des autres éléments intervenant dans la chaîne de mesure.

Le schéma du système de mesure mis en place est représenté sur la Figure II- 46.

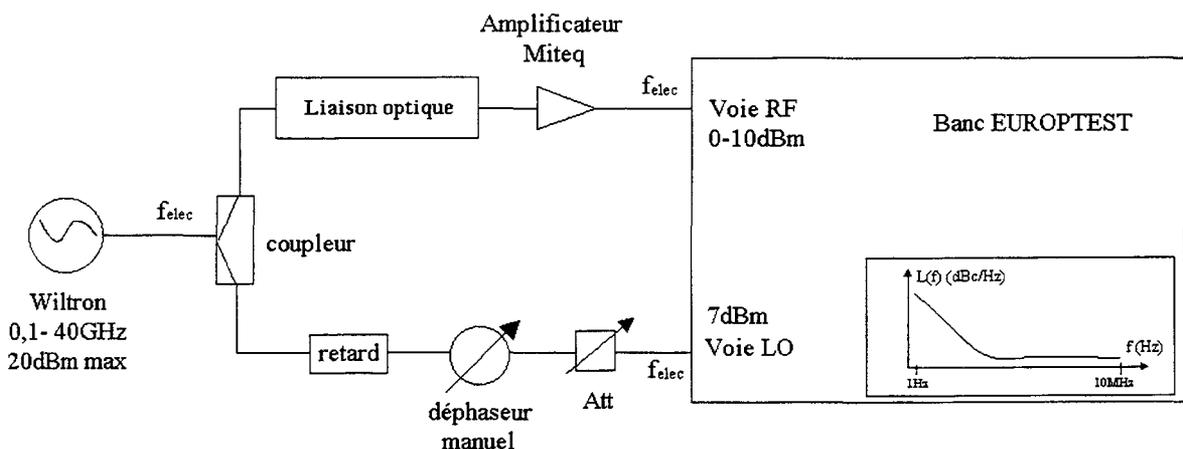


Figure II- 46: dispositif de mesure du bruit de phase rajouté par un DST

Le banc de mesure du bruit de phase que nous avons choisi est un équipement du commerce: le banc de marque EUROPTTEST qui fonctionne de 0,1 à 18 GHz. Le plancher de bruit de ce banc est déterminé principalement par le bruit de son détecteur de phase. Il est inférieur à -155dBc/Hz à 1MHz de la porteuse jusqu'à 18GHz.

Un synthétiseur de marque WILTRON 0,1-40 GHz est utilisée comme source pour moduler le laser. Le bruit de phase, garanti pour cette source est assez bas pour un synthétiseur de fréquence: soit -100dBc/Hz à 100kHz en bande S, L et X.

Le signal, issu de la source, peut-être amplifié par un amplificateur électrique de puissance, afin de moduler à différents niveaux notre dispositif sous test. Le signal est ensuite séparé par un coupleur hybride qui place les deux voies en quadrature. La voie LO et la voie RF doivent être maintenues en quadrature pour attaquer le mélangeur doublement équilibré qui sert de détecteur de phase. Le niveau de puissance sur la voie LO est de 7dBm. La liaison optique constitue le dispositif sous test (DST). Elle est placée sur la voie RF. Le signal en sortie de liaison optique étant assez faible (les pertes d'insertion de plusieurs dizaines de dB sont extraites du paramètre S21), il est nécessaire d'amplifier le signal avant d'attaquer la voie RF du détecteur de phase. Un amplificateur électrique de signal, à faible facteur de bruit, est donc utilisé. Le niveau de puissance sur la voie RF doit être compris entre 2 et 7 dBm afin de conserver la dynamique du banc EUROPTTEST. Cet amplificateur doit donc disposer d'un gain suffisant et d'un point de compression à 1dB en sortie d'au moins 10 dBm.

Les retards entre les deux voies doivent être équilibrés afin de ne pas décorrélérer le bruit commun aux deux voies, c'est à dire, le bruit issu du synthétiseur et de l'amplificateur de puissance placé éventuellement en amont du coupleur. Pour cela une ligne à retard constituée de différentes longueurs de câbles hyperfréquences est placée sur la voie LO pour équilibrer le retard introduit par la liaison optique sur la voie RF. Le retard introduit par unité de longueur est sensiblement le même pour un câble coaxial ou une fibre optique.

Les pertes engendrées par cette ligne à retard n'altèrent pas le niveau nécessaire en entrée de détecteur de phase. Un atténuateur est même nécessaire pour ajuster le niveau. Un déphaseur permet d'ajuster finement la quadrature. Celle-ci est une condition indispensable au bon fonctionnement du mélangeur comme détecteur de phase.

Le signal en sortie du détecteur de phase est la somme d'une tension centrée autour de 0Hz, proportionnelle aux fluctuations de phase qui ne sont pas communes aux deux voies, à savoir les fluctuations de phase du DST et du signal à 2f.

L'analyse électrique est ensuite effectuée en aval du détecteur de phase avec le filtrage du signal à $2f$. Puis il est amplifié par une chaîne d'amplificateur très faible bruit avant d'être traité spectralement de 0,1Hz à 10 MHz.

Le résultat de la mesure est ensuite traité grâce à un micro-ordinateur de contrôle du banc de mesure.

Avant chaque mesure, une procédure de calibrage permet de déterminer la pente du détecteur de phase, K_{det} , en Volt/ radians, et de fixer ainsi la référence à zéro dBc. Le bruit est ensuite mesuré par rapport à cette référence. On détermine la pente K_{det} , en recherchant le niveau de signal maximal entre les deux voies. Celui-ci est obtenu, à l'aide du déphaseur, lorsque les deux voies sont en phase. La référence étant fixée, il suffit alors de placer les deux voies en quadrature puis d'effectuer la mesure.

Pour déterminer le plancher réel de bruit du système de mesure, comprenant le banc EUROPTTEST et la configuration hyperfréquence à deux voies, nous effectuons une première mesure sans liaison optique. Elle est remplacée sur la voie RF, d'une part par une atténuation hyperfréquence ajustable à la valeur des pertes optiques pour chaque fréquence de modulation, et d'autre part, par une longueur de câble hyperfréquence équivalente permettant de simuler le même retard.

Si le retard entre les deux voies est bien ajusté, en première approximation, la source hyperfréquence, constituée d'un synthétiseur et d'un amplificateur de puissance dans certains cas, ne contribue pas au plancher du banc, puisque son propre bruit de phase est éliminé au niveau du détecteur de phase. Seul l'amplificateur de signal joue un rôle. Ceci sera cependant discuté car la source peut néanmoins contribuer à la détermination du plancher par l'intermédiaire de son, bruit d'amplitude.

* choix de l'amplificateur de signal et bilan des puissances

D'une manière générale, le rapport bruit sur signal (dB/Hz), en sortie d'un amplificateur est déterminé par la formule suivant:

$$\frac{B}{S} = -174 + F - P_{in}$$

EQ II- 48

où -174 dBm/Hz est la puissance électrique de bruit, sur une charge de 50Ω dans 1Hz.

P_{in} est la puissance hyperfréquence à l'entrée de l'amplificateur

F est le facteur de bruit de l'amplificateur.

Si la puissance de signal à l'entrée de l'amplificateur augmente, le rapport bruit sur signal diminue, ce qui signifie que le signal sortant de la liaison optique doit être le plus élevé possible pour effectuer des mesures de bruit qui se détachent du plancher de bruit.

La contribution en phase du bruit thermique est égale à la moitié de sa puissance de bruit totale, pour obtenir un plancher de bruit de phase de l'ordre de -155dBc/Hz, avec un facteur de bruit typique, de 3dB, la puissance en entrée d'amplificateur doit donc être supérieure ou égale à -20 dBm.

Les valeurs typiques des pertes électriques de la liaison optique sont de 30 à 35dB.

**Nous considérons, dans un premier temps, que nous n'utilisons pas d'amplificateur de puissance, en sortie du synthétiseur. La puissance disponible est celle délivrée par le synthétiseur. Or celui-ci délivre au maximum 20dBm jusqu'à 12GHz.

En entrée de liaison optique, après déduction des pertes dans le coupleur et dans le circuit d'accès au laser, la puissance maximale disponible pour moduler le laser est 16dBm. Le tableau suivant résume le bilan des puissances :

$P_{\text{synthétiseur}}$ maximale (dBm)	Pertes coupleur et autres (dB)	Pertes liaison typiques (dB)	P_{in} amplificateur maximale (dBm)	Gain minimum pour $P_{RF}=+7\text{dBm}$ (dB)
20	4	30 / 35	-14 / -19	21 / 26

L'amplificateur de signal que nous avons choisi pour travailler, sans amplificateur de puissance, a les caractéristiques suivantes :

$$21 < G < 26\text{dB}$$

$$F < 3\text{dB}$$

$$P_{-1\text{dB}}=12\text{dBm}$$

** Avec un amplificateur de puissance délivrant 30dBm, le bilan des puissances s'écrit :

P_{source} maximale (dBm)	Pertes coupleur et autres (dB)	Pertes liaison typiques (dB)	P_{in} amplificateur maximale (dBm)	Gain minimum pour $P_{\text{RF}}=+7\text{dBm}$ (dB)
30	4	30 / 35	-4 / -9	9 / 16

L'amplificateur de signal nécessaire présente les caractéristiques suivantes :

$$9 < G < 16\text{dB}$$

$$F < 3\text{dB}$$

$$P_{-1\text{dB}}=12\text{dBm}$$

Nous ne disposons pas au début de cette étude d'un amplificateur de puissance délivrant 30dBm ; nous avons donc travaillé uniquement avec le synthétiseur et donc avec l'amplificateur de signal possédant 21 à 26dB de gain.

La Figure II- 47 est une exemple de bruit de phase résiduel du dispositif de mesure à 3GHz pour une puissance hyperfréquence supérieure à 5dBm en entrée de voie RF, avec l'amplificateur choisi.

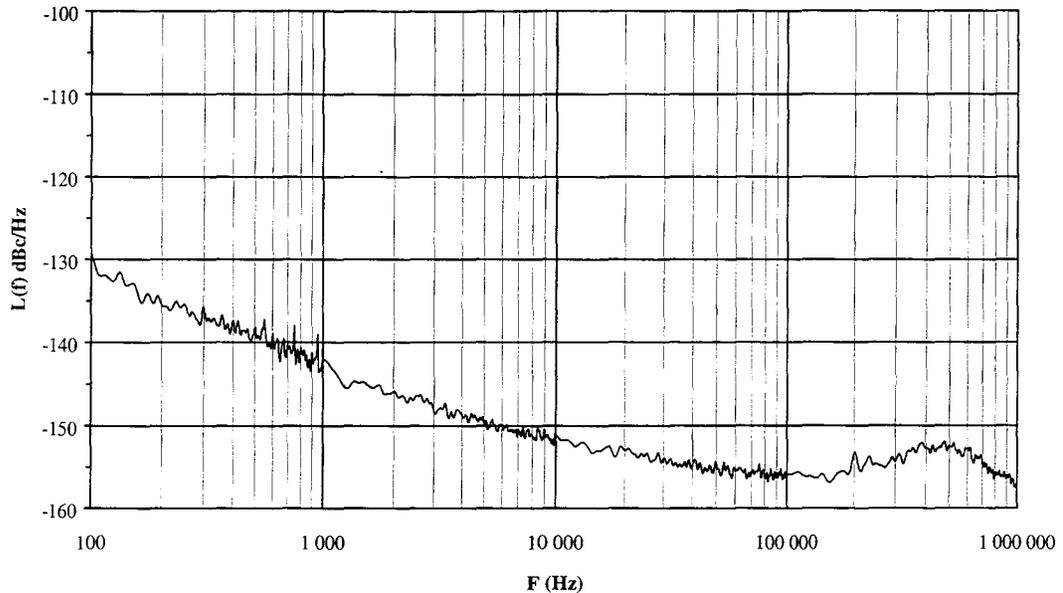


Figure II- 47: plancher de bruit de phase du dispositif de mesure de bruit de phase, mesuré à 3GHz avec $P_{RF}=5\text{dBm}$

La courbe présente un plancher, puis une remontée du type Flicker, dus à la contribution de l'amplificateur.

La bosse présente autour de 300kHz, est due au bruit résiduel du synthétiseur. En effet le processus d'élimination du bruit de la source, en maintenant le retard constant entre les deux voies, n'est pas parfait. S'il subsiste un décalage de retard entre les deux voies, une partie du bruit de la source se retrouve en sortie du détecteur de phase.

Remarque sur l'influence du bruit d'amplitude de la source hyperfréquence et de l'amplificateur de puissance sur la mesure du bruit de phase d'un DST:

Le détecteur de phase rejette le bruit d'amplitude incident de 15 à 20 dB lorsqu'il est attaqué par deux signaux en quadrature. Lorsque le bruit d'amplitude, de la source ou du DST, est du même ordre de grandeur ou plus faible que le bruit de phase du DST à mesurer, il est bien éliminé au niveau du mélangeur. Par contre, certaines sources possèdent un bruit d'amplitude très élevé, supérieur au bruit de phase à mesurer. Dans ce cas, la réjection de 15 à 20dB du détecteur de phase peut ne pas suffire et une partie du bruit d'AM de la source est mesurée en sortie, sur le spectre de bruit de phase.

b) bruit d'amplitude

La mesure du bruit d'amplitude est effectuée directement avec un détecteur à diode Schottky. Le schéma de principe est représenté Figure II- 48.

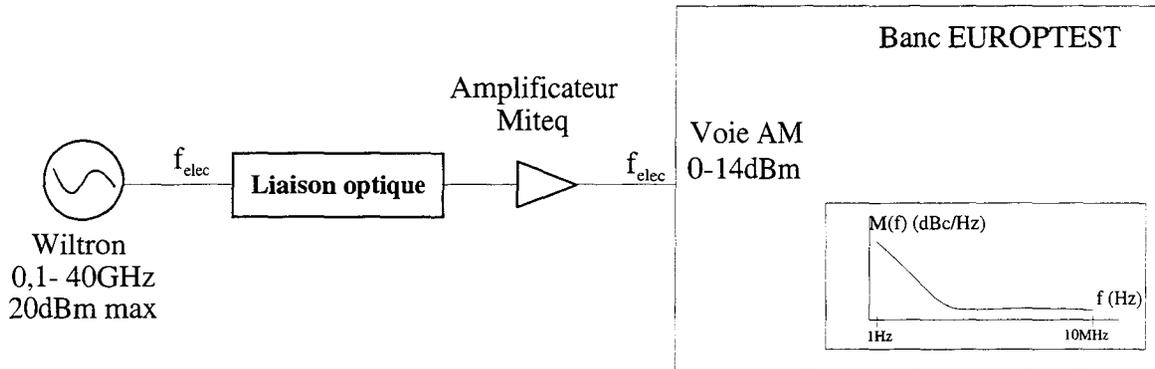


Figure II- 48: dispositif de mesure du bruit d'amplitude électrique

Le principe est simple: le signal issu du synthétiseur est amplifié, ou non, puis est utilisé pour moduler la diode laser. Le signal en sortie de photodétecteur est amplifié avec le même amplificateur faible bruit que pour le bruit de phase avant d'être injecté sur le détecteur qui est intégré dans le banc EUROPTEST.

Le détecteur effectue une détection des fluctuations d'amplitude de l'enveloppe du signal. Le détecteur est large bande et peut fonctionner de 0,1 GHz à 18 GHz. L'analyse des fluctuations d'amplitude est effectuée dans le domaine spectral de 0,1 Hz à 10 MHz.

Le bruit mesuré est la somme de la contribution du bruit de la source, du DST ainsi que les amplificateurs hyperfréquence. Le bruit de phase n'est pas détecté puisque la détection du signal est quadratique et aperiodique.

La procédure de calibrage permet de déterminer la réponse du détecteur à diode en volt/volt. La mesure et le traitement du signal sont ensuite effectués. Le niveau d'entrée sur le détecteur varie entre 5 dBm et 14 dBm.

La mesure du plancher de bruit d'AM du dispositif expérimental est effectuée de la même manière que pour le bruit de phase: la liaison optique est retirée, et remplacée par une atténuation équivalente. Il n'est pas nécessaire d'introduire du retard électrique dans cette configuration à une seule voie. Le plancher du banc à 3GHz avec une puissance en entrée supérieure à 5dBm est représenté Figure II- 49.

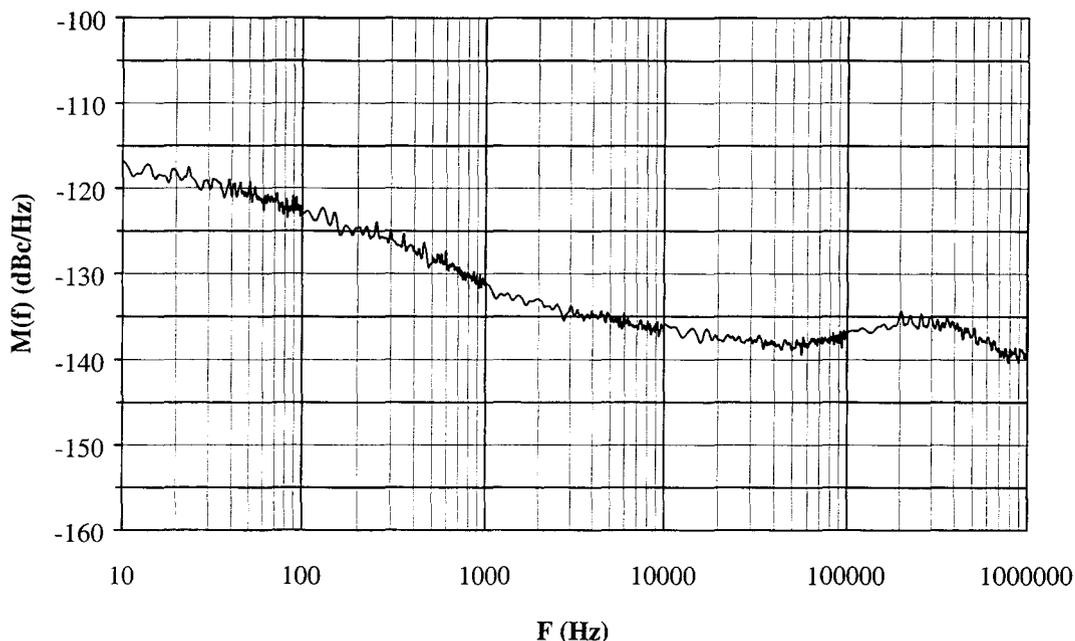


Figure II- 49: bruit d'amplitude résiduel du banc de mesure de bruit d'amplitude, mesuré à 3GHz avec $P_{RF}=5dBm$

Le plancher de mesure est fixé par le niveau de bruit du synthétiseur, en effet celui de l'amplificateur de signal est plus faible (nous avons calculé $-154dBc/Hz$ pour $-20dBm$ en entrée d'amplificateur) et le bruit de la diode Scottky aussi, typiquement $-150 dBc/Hz$. La remontée du type Flicker est également due au synthétiseur, du fait de la présence d'amplificateurs dans sa propre structure.

Le bruit plancher est $-137dBc/Hz$ à $10 kHz$ de la porteuse à $3GHz$.

Le tableau suivant résume les différentes valeurs des planchers de bruit d'amplitude accessibles par le dispositif de mesure pour plusieurs fréquences et puissance d'entrée sur le banc EUROPTTEST.

	F (GHz)	Plancher AM @ 10 kHz
	3	-137
Pin=5 dBm	6	-135
	9	-135
	3	-132
Pin=0 dBm	6	-132
	9	-130

Le plancher de bruit du système va limiter nos possibilités de mesures de bruit d'amplitude au pied de la porteuse en sortie de liaison du fait des faibles niveaux attendus. En particulier il ne permet pas de mettre en évidence facilement la brutale diminution du rapport $M(f)$ proche de la fréquence de résonance.

3-2-2 Introduction d'une surmodulation BF

Nous avons donc cherché un moyen de mesure afin de valider, sinon le niveau de bruit d'AM en sortie de liaison optique, du moins la forme théorique de la courbe.

L'idée est d'introduire un signal supplémentaire en basse fréquence (qui va constituer du « bruit » par rapport au signal en haute fréquence) afin de récupérer en sortie de liaison au pied de la porteuse de modulation une information d'amplitude supérieure au plancher de bruit du dispositif de mesure.

Pour cela nous modulons le courant d'alimentation du laser par une sous porteuse à 2,5 kHz, modulée en fréquence de telle manière que la largeur spectrale autour de 2,5 kHz soit de 1 kHz.

On ne peut mesurer de manière précise le niveau de ce signal appliqué au laser (pertes dans le té de polarisation, dans le circuit de polarisation du laser), mais nous estimons qu'il se situe environ 30dB au dessus du bruit basse fréquence intrinsèque du laser à 2,5 kHz.

Le dispositif est schématisé Figure II- 50.

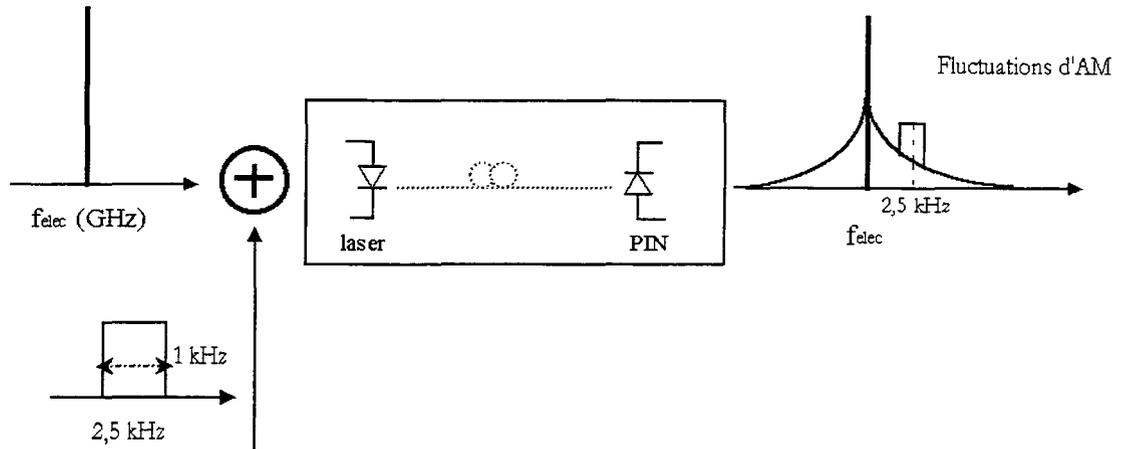


Figure II- 50: configuration expérimentale de mesure du bruit au pied de la porteuse de modulation avec le rajout d'une information électrique à 2,5kHz, sur le courant d'alimentation du laser

En sortie du dispositif de mesure du bruit d'amplitude nous mesurons la quantité de « bruit » à 2,5 kHz reporté.

Cette mesure est effectuée à $I_0=120\text{mA}$, pour une puissance hyperfréquence de modulation du laser, constante de 12dBm, quelle que soit la fréquence de modulation hyperfréquence appliquée au laser. Cette dernière varie de 2,5 GHz à 12 GHz. Le niveau de bruit d'amplitude est mesuré d'une part, au maximum de bruit centré à 2,5 kHz, et d'autre part, à 2kHz, au niveau du plancher de bruit sans la surmodulation.

La Figure II- 51 est la représentation expérimentale de cette mesure. La courbe du bas , correspondant à la mesure du bruit à 2kHz, sans signal supplémentaire à cette fréquence, confirme que le plancher du banc de mesure ne nous permet pas de voir le minimum de bruit au niveau de la fréquence de résonance. Le niveau de bruit est constant en fonction de la fréquence de modulation et est fixé par le bruit du dispositif de mesure.

La courbe du haut, représente la mesure du bruit d'amplitude à 2,5kHz. Grâce au rajout de bruit, nous pouvons vérifier que la conversion du bruit BF est minimale à la fréquence de résonance du laser.

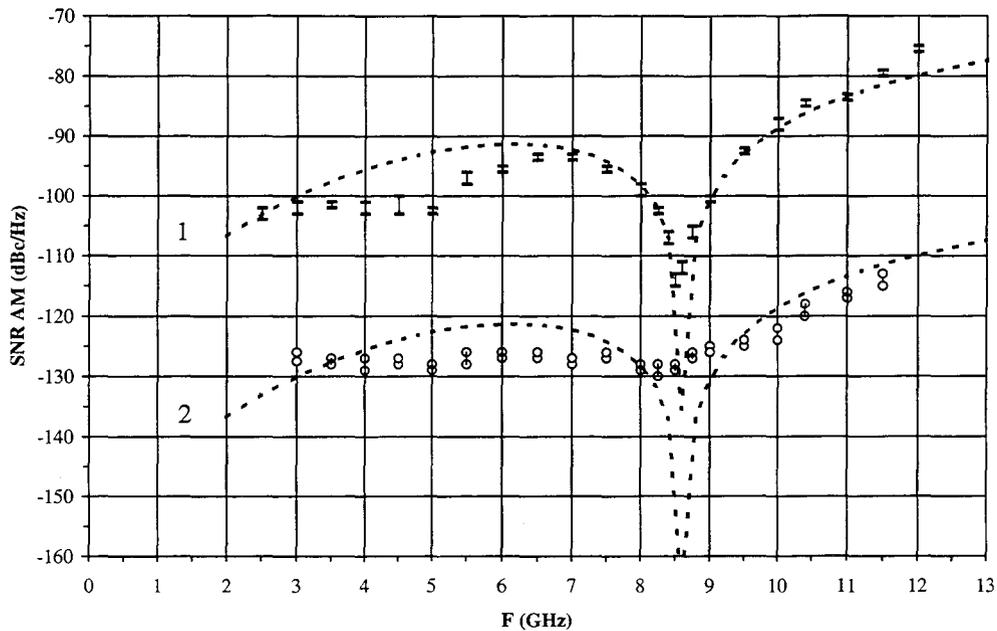


Figure II- 51: évolution du bruit d’amplitude du laser TGB, normalisé par rapport à la puissance hyperfréquence, mesuré à 2,5kHz de la porteuse, en fonction de la fréquence de modulation, en présence de bruit rajouté à 2,5kHz (courbes 1) et à 2kHz (2)

Les courbes en pointillée représentent l’évolution théorique du bruit d’amplitude au pied de la porteuse de modulation. Le calcul est obtenu en ne considérant que le report du bruit basse fréquence à 2,5 kHz au pied de la porteuse sans aucune autre source de bruit.

Le « bruit » basse fréquence à 2,5 kHz est donc fixé à la valeur initiale, du bruit BF intrinsèque, à 2,5 kHz, (pour les courbes 2) à laquelle on ajoute la valeur de la puissance supposée de la surmodulation, à savoir -30 dBm (pour les courbes 1).

Le « bruit » converti au pied de la porteuse est le bruit présent à 2,5kHz. Les paramètres introduits dans l’équation sont ceux déduits au paragraphe précédent. Ainsi le bruit $M(f)$ est donc égal au facteur de conversion tracé à la figure II- 27 auquel on ajoute en dB la valeur du RIN équivalent BF, et normalisé à la puissance de signal en sortie de liaison (-13dBm environ).

Les courbes théoriques et expérimentales se correspondent assez bien.

Le niveau de bruit d’amplitude à la fréquence de résonance intrinsèque du laser est donc bien inférieur à celui mesuré pour les autres fréquences de modulation.

Le comportement théorique est confirmé grâce à ce procédé de mesure.

Un écart un peu plus important entre la théorie et la mesure est observé à une fréquence environ égale à la moitié de la fréquence de résonance. Nous supposons que cela provient d'un phénomène de distorsion d'ordre 2 du à la non linéarité du laser. En effet ce phénomène présente un niveau maximal à $f_R/2$. Pour valider cette hypothèse, nous avons mesuré le laser à zone active massive, MKL qui est moins linéaire que la nouvelle génération de laser. La Figure II- 52 représente le résultat expérimental obtenu.

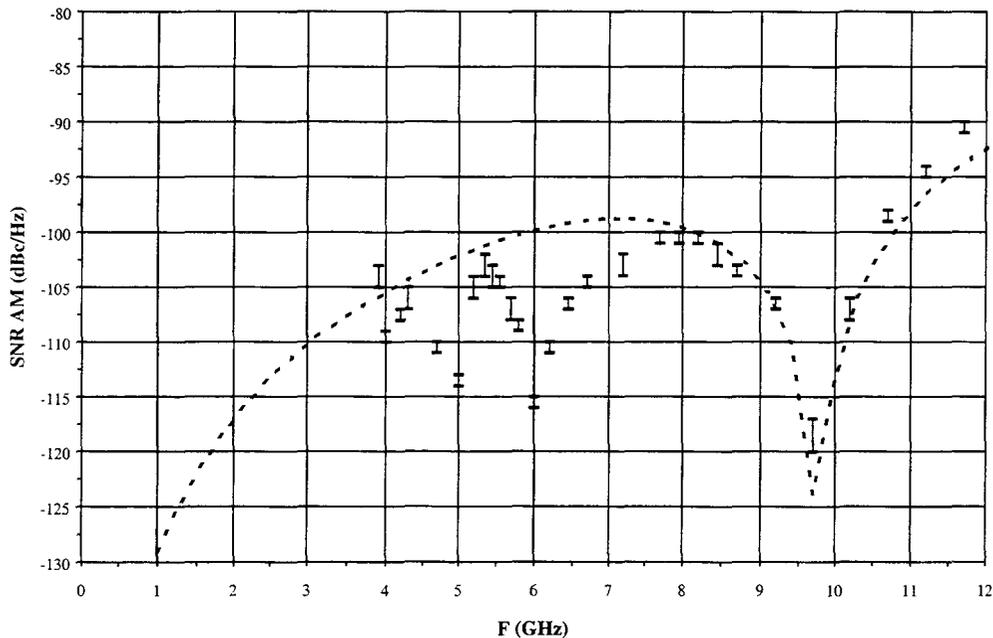


Figure II- 52: évolution du bruit d'amplitude du laser MKL, normalisé par rapport à la puissance hyperfréquence, mesuré à 2,5kHz de la porteuse, en fonction de la fréquence de modulation, en présence de bruit rajouté à 2,5kHz

Un minimum très marqué est obtenu à la fréquence de résonance du laser, ce qui est là encore en accord avec l'approche théorique utilisé. Une autre zone de minimum de bruit d'amplitude est situé autour de $f_R/2$ et apparaît plus clairement que dans le cas du laser TGB. Ceci semble lié à la non linéarité du laser. Dans ce cas, il faudrait prendre en compte les mécanismes de distorsions harmoniques. La fonction de transfert des distorsions harmoniques, d'ordre 2, par exemple, résonne à $f_R/2$. Ce mécanisme présente donc probablement un minimum de fluctuations d'AM à $f_R/2$. A la vue des différents minima présents sur la courbe II- 52, des mécanismes d'ordre 3 sont peut-être présents de manière similaire.

Le facteur de conversion du bruit d'amplitude utilisé pour tracer les courbes théoriques est calculé pour le laser MKL.

Son évolution en fonction de la fréquence de modulation est représenté à la Figure II- 53. Nous avons calculé $|K_{AM}/S_0|^2$ pour deux valeurs de la profondeur de modulation: $m=0,2$ et $m=0,65$.

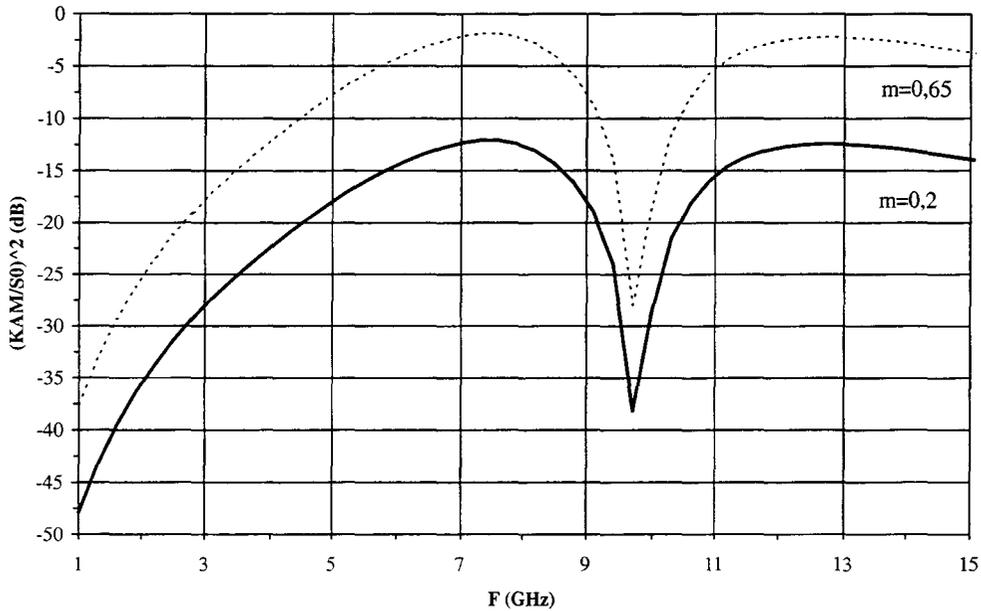


Figure II- 53: facteur de conversion du bruit BF en bruit d'amplitude, du laser MKL, normalisé par rapport au carré de la densité de photons moyenne pour $m=0,2$ et $m=0,65$

Le minimum est décalé par rapport à celui du laser TGB considéré, car la fréquence de résonance du laser MKL, est située aux alentours de 10GHz à comparer aux 8,5GHz du TGB 154D8-09.

A profondeur de modulation constante, entre les deux lasers ($m=0,2$), le facteur de conversion du bruit d'amplitude est plus faible pour le laser MKL, car le courant de modulation injecté est plus faible.

Pour une profondeur de modulation de 65%, correspondant à la puissance hyperfréquence injecté au laser lors des mesures, le coefficient de conversion est plus élevé et ceci est relié aux paramètres intrinsèques du composant.

Des mesures de bruit d'amplitude de liaison sont effectuées en dépit du plancher de bruit élevé, à plusieurs fréquences de modulation pour le laser TGB et le laser MKL.

Le tableau suivant résume les conditions expérimentales.

Paramètres	Laser TGB	Laser MKL
I_0 (mA)	120	50
m (%)	25	65
I_{ph} (mA)	7,4	1,4
RIN (f) (dB/Hz)	-160 @3GHz -150 @12GHz	-148 @3GHz -136 @9GHz
RIN BF à 10 kHz	Mesuré : -136	Estimé :-126

A l'aide des valeurs de ce tableau nous pouvons calculer la valeur théorique de $M(f)$ pour les deux composants.

Les courbes théoriques, tracées en trait pointillés sur les figures suivantes, sont obtenus en calculant la somme linéaire des deux termes suivants :

*le plancher de bruit, déterminé par la contribution en amplitude, du bruit thermique, du bruit de grenaille et du RIN à la fréquence de modulation

*la remontée de bruit en basse fréquence, calculée en multipliant le bruit basse fréquence par le facteur de conversion associée à la fréquence de modulation du laser.

$M(f)$ est obtenu en effectuant le rapport de la puissance de bruit précédente et de la puissance hyperfréquence. Nous tenons compte de l'évolution des pertes électriques de la liaison avec la fréquence de modulation pour déterminer la puissance de signal.

Les figures II- 54, 55, 56, 57 présentent les fluctuations de bruit d'amplitude mesurées et le calcul théorique pour les fréquences de modulation données dans le tableau pour les deux différents types de lasers.

Remarque sur les spectres de bruit au pied de la porteuse:

Les spectres de bruit d'amplitude (et de phase) présentés tout au long de ce mémoire sont mesurés avec le banc Europtest: les mesures sont faites, décade par décade, avec un moyennage de 40. Les courbes représentées, sont le résultat d'une moyenne de trois mesures seulement.

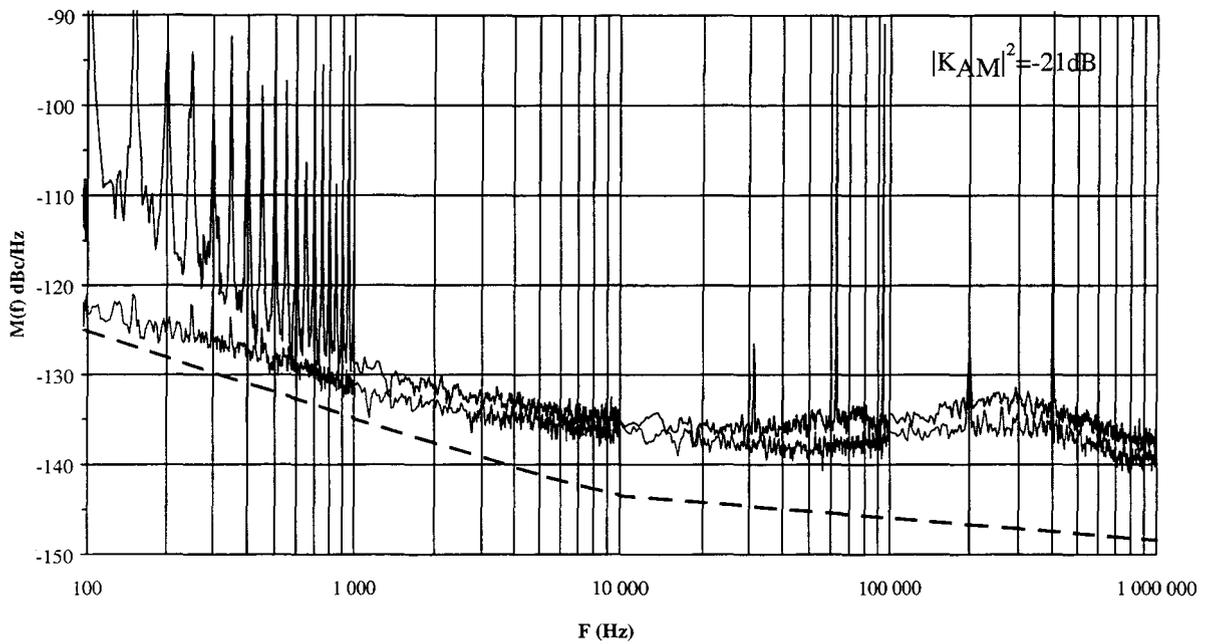


Figure II- 54 : bruit d'amplitude du laser TGB mesuré à 3 GHz ; le plancher de bruit du dispositif et la courbe théorique (en pointillé) sont également représentés

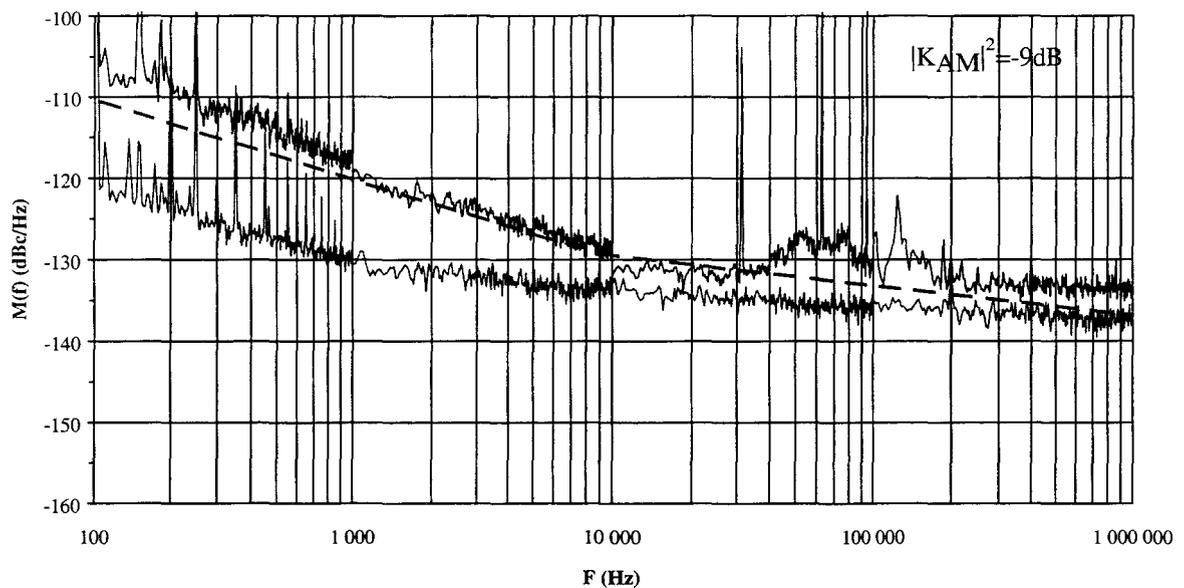


Figure II- 55: bruit d'amplitude du laser TGB mesuré à 12 GHz, le plancher de bruit du dispositif et la courbe théorique (en pointillé) sont également représentés

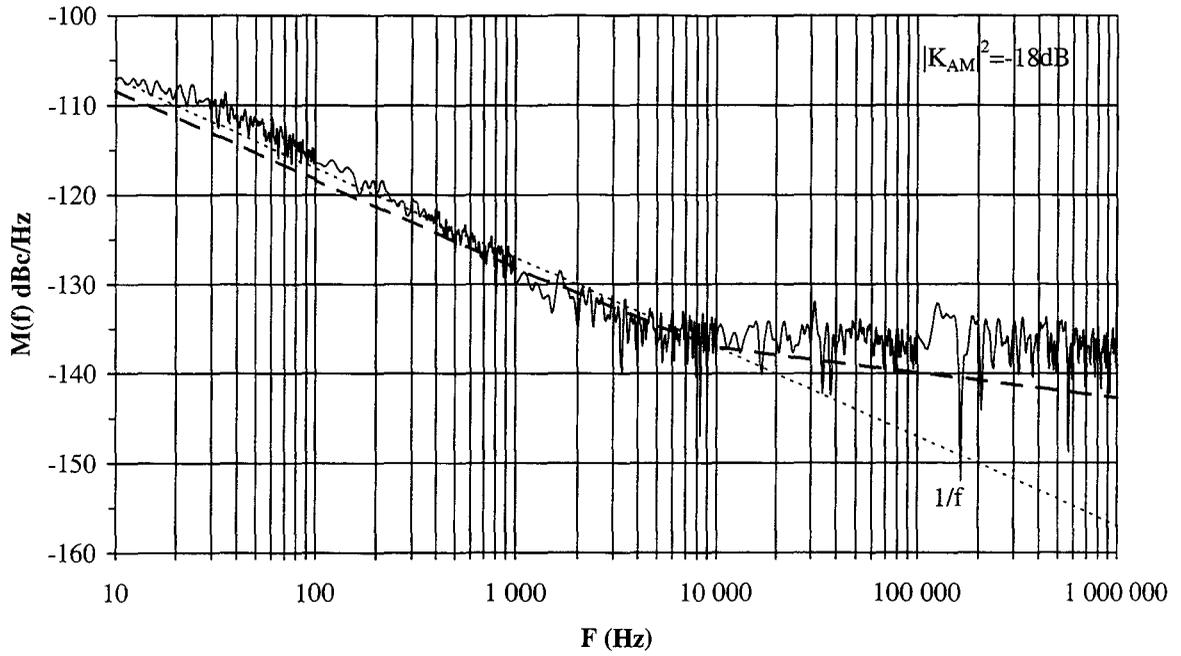


Figure II- 56: bruit d'amplitude du laser MKL mesuré à 3 GHz, corrigé du plancher de bruit du dispositif et courbe théorique (en pointillé)

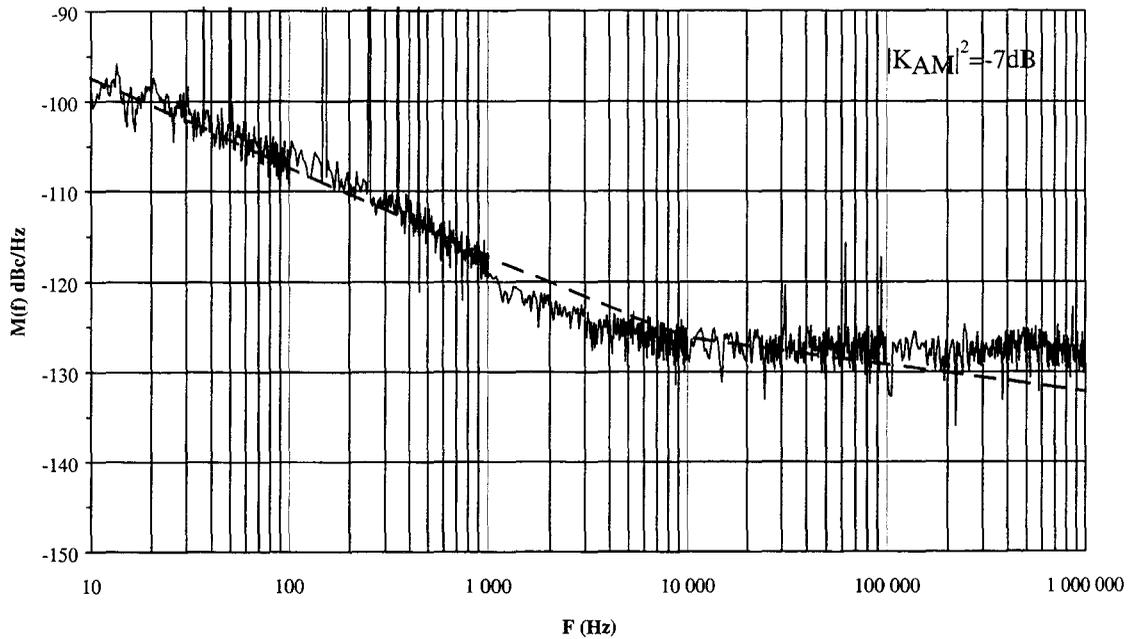


Figure II- 57: bruit d'amplitude du laser MKL mesuré à 9 GHz, corrigé du plancher de bruit du dispositif et courbe théorique (en pointillé)

Le plancher de bruit d'amplitude du banc de mesure est également représenté sur les courbes du laser TGB (II-54 et II-55), afin de visualiser la plage de fréquence pour laquelle la mesure du bruit de la liaison optique est significative.

Les figures II- 53 et II- 54 représentent les fluctuations d'amplitude mesurées sur le laser TGB à 3GHz et 12GHz.

A 3GHz, le bruit d'amplitude de ce laser est masqué par le bruit résiduel du banc.

A 12 GHz (la fréquence est choisie volontairement pour avoir un RIN plus fort et donc un bruit de liaison plus élevé), le bruit de la liaison optique est mesurable. La courbe théorique est en bon accord avec les mesures, tant aux basses fréquences qu'aux fréquences correspondant au plancher de bruit blanc.

Les figures II- 56 et II- 57 représentent les fluctuations d'amplitude du laser MKL corrigées du bruit du dispositif de mesure. Le niveau de bruit d'amplitude de ce laser étant suffisamment fort, le plancher de bruit du banc de mesure n'est pas gênant.

L'accord théorie expérience est satisfaisant.

Le rapport bruit d'amplitude à signal est plus élevé pour la liaison comportant le laser MKL que pour celle utilisant le laser TGB ce qui est en accord avec les caractéristiques propres à chacun de ces lasers notamment les niveaux de RIN et la valeur du photocourant disponible en sortie de chacune des liaisons.

Pour le laser TGB, le plancher de bruit d'amplitude loin de la porteuse est faible : d'une part, nous savons, par exemple à 3GHz, qu'il se situe en dessous de -135 dBc/Hz car il est en dessous du bruit du banc et d'autre part, le calcul indique des valeurs de l'ordre de -148dBc/Hz à 3 GHz pour cette nouvelle génération de laser.

La remontée de bruit en $1/f$ est confirmée par les résultats expérimentaux. Les niveaux de bruit ainsi mesurés et calculés sont assez élevés, révélant une forte influence du bruit basse fréquence du laser sauf à la fréquence de résonance, correspondant à un minimum de conversion de ce bruit BF.

Contrairement à certains dispositifs hyperfréquences, la contribution du bruit d'amplitude électrique dans une liaison optique n'est pas négligeable.

3-2-3- Mesure du bruit de phase

Le tableau suivant résume les différentes valeurs des planchers de bruit de phase accessibles par le dispositif de mesure pour plusieurs fréquences et puissance d'entrée sur le banc EUROPTTEST.

	F (GHz)	Plancher PM (dBc/Hz) @ 10 kHz
	3	-151
Pin=5 dBm	6	-149
	9	-149
	3	-146
Pin=0 dBm	6	-145
	9	-146

La dynamique du banc, pour les mesures de bruit de phase, diminue lorsque la puissance incidente sur la voie RF est réduite. Il est possible d'obtenir un plancher de bruit un peu plus faible en augmentant la puissance en entrée de la voie RF, mais le bilan des puissances ne le permet pas toujours.

D'après les calculs théoriques, le banc de mesure de bruit de phase devrait permettre de mesurer les niveaux de bruit de phase rajouté par la liaison optique, sans augmenter artificiellement le bruit basse fréquence du laser caractérisé.

Cependant, il était intéressant de voir si le bruit rajouté à 2,5kHz sur le courant d'alimentation du laser se retrouvait également sur la phase électrique du laser. Nous avons donc effectué la mesure. Le résultat est conforme à nos attentes : le bruit à 2,5kHz est reporté au pied de la porteuse de modulation sur l'information de bruit de phase comme le montre la figure II- 58.

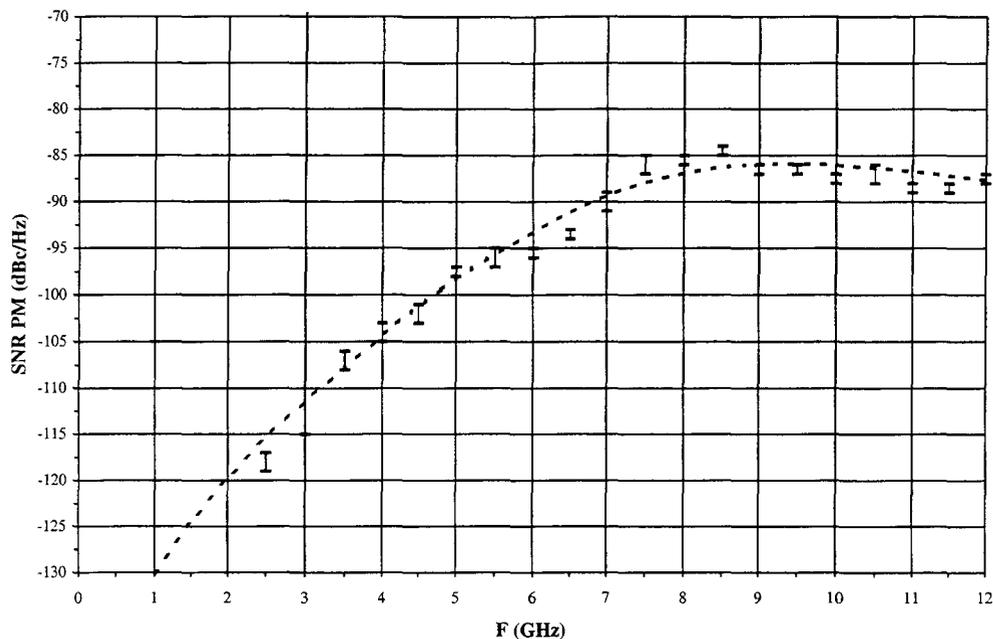


Figure II- 58: valeurs expérimentales et calcul théorique du bruit de phase mesuré à 2,5kHz de la porteuse de modulation, en présence de bruit supplémentaire ajouté sur le courant d'alimentation du laser à 2,5kHz

La courbe théorique est calculée en considérant la valeur du bruit basse fréquence, modifiée par la surmodulation et le facteur de conversion de ce bruit en bruit de phase. Ce dernier est corrigé pour tenir compte de la réponse en modulation complexe du laser.

Toute fluctuation basse fréquence de la densité de photons, intrinsèque ou rajoutée par l'intermédiaire du courant de polarisation affecte le bruit de phase du laser au pied de la porteuse de modulation.

Nous présentons maintenant les mesures du bruit de phase rajouté par la liaison optique.

Les différentes liaisons mesurées ne diffèrent que par la source optique utilisée. La longueur de fibre est volontairement réduite à moins de quatre mètres, ce qui permet de disposer d'un retard électrique équivalent.

Pour chaque mesure effectuée, le bruit résiduel du banc est mesuré afin de pouvoir calculer le bruit rajouté par la liaison optique.

Nous présentons d'une part des résultats expérimentaux permettant de valider l'évolution du facteur de conversion avec la fréquence de modulation, d'autre part des résultats caractéristiques des performances de la liaison à une fréquence de modulation donnée.

a) Evolution du bruit de phase avec la fréquence de modulation

Nous souhaitons, dans un premier temps, valider l'évolution fréquentielle du facteur de conversion du bruit BF. Pour cela la puissance hyperfréquence de modulation est maintenue constante à 12 dBm et la fréquence de modulation varie de 2,5 GHz à 12 GHz. Le laser TGB choisi pour cette caractérisation est alimenté à 120mA, la profondeur de modulation est de 25%, ce qui permet de rester dans l'approximation petit signal. Le bruit de phase est mesuré à 2kHz de la porteuse. Cette fréquence d'observation est choisie pour plusieurs raisons. D'abord, l'influence du bruit basse fréquence reporté est importante à 2 kHz, ensuite cette fréquence est suffisamment élevée pour s'affranchir des signaux électriques parasites observés à plus basse fréquence, enfin, à cette fréquence, l'influence du RIN à la fréquence de modulation est faible ce qui nous permet de ne pas en tenir compte pour l'étude de la forme de la courbe.

Le niveau ainsi mesuré est tracé en fonction de la fréquence de modulation. L'intérêt étant d'étudier la forme de la courbe, le bruit de phase présenté, n'est pas corrigé du plancher du banc de mesure.

La courbe théorique est obtenue en reprenant la courbe II- 31, représentant l'évolution du facteur de conversion du bruit de phase et en normalisant par rapport à la puissance hyperfréquence à chaque fréquence de modulation et en considérant la valeur du bruit basse fréquence à 2kHz. La figure II- 59 permet de constater qu'une bonne correspondance est obtenue entre la mesure et la théorie.

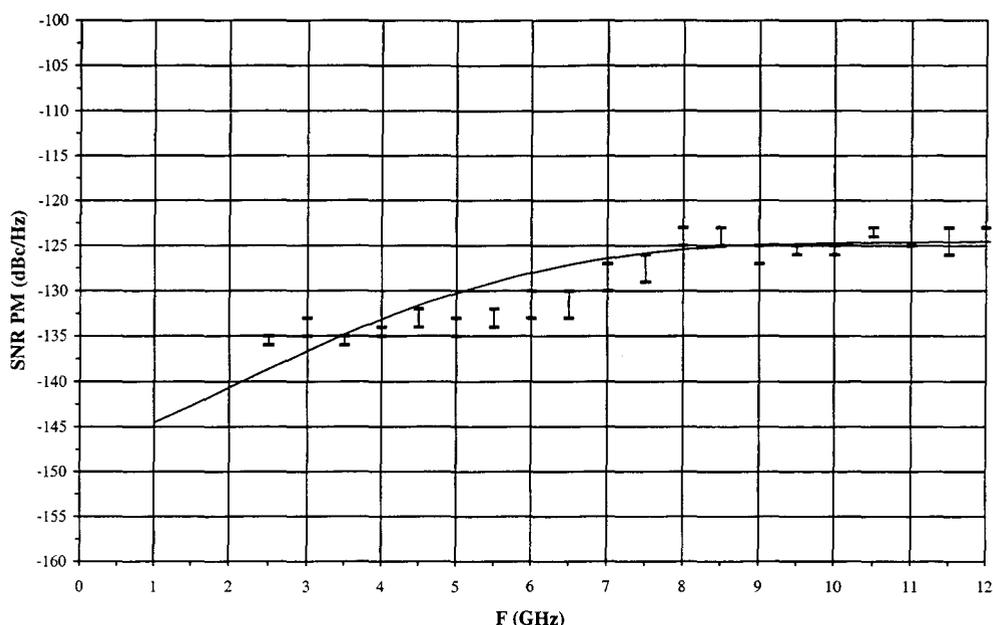


Figure II- 59 : évolution expérimentale et théorique (trait plein) du facteur de conversion du bruit BF en bruit de phase normalisé par rapport à la puissance de signal, avec la fréquence de modulation du laser

D'après cette courbe, le bruit de phase rajouté par la liaison optique augmente avec la fréquence de modulation du laser et est maximum près de la fréquence de résonance de ce dernier. Au dessus de la fréquence de résonance, le facteur de conversion du bruit BF diminue, comme indiqué sur la figure II- 31, mais la puissance du signal diminuant également, du fait de la bande passante du laser, le rapport des deux reste relativement constant et à un niveau élevé.

Le calcul du facteur de conversion en phase du bruit basse fréquence est donc conforme aux résultats expérimentaux en terme d'évolution avec la fréquence de modulation.

b) mesure de spectres de bruit de phase

Des mesures du type « système », à savoir la mesure du spectre de bruit de phase au pied du signal hyperfréquence de 100Hz à 1MHz, pour différentes fréquences de modulation hyperfréquences, sont effectuées afin de déterminer les performances des liaisons optiques en terme de bruit de phase ajouté.

Nous présentons les caractérisations de trois lasers (deux lasers TGB et un laser MKL) à différentes fréquences de modulation correspondant à des fréquences d'utilisateurs systèmes.

Ainsi, nous étudions le bruit de phase à 3, 6, 9, 12GHz.

b-1 problèmes rencontrés

Il est important de souligner les difficultés rencontrées lors des caractérisations du bruit de phase.

La mesure du bruit est effectuée en basse fréquence après avoir converti le signal hyperfréquence autour de 0Hz. Les difficultés inhérentes à ce type de caractérisation sont bien sur, la présence de signaux électriques parasites présents dans notre environnement. Les raies générées par le secteur d'alimentation à 50Hz et multiples de 50Hz dégradent la mesure dans la bande 10Hz, 100Hz en perturbant l'échantillonnage. D'autres raies discrètes polluent la mesure, à des fréquences supérieures à 100kHz.

Le secteur d'alimentation porte également des signaux électriques parasites qu'il transmet directement au laser via le courant d'alimentation de la diode. Ce type de pollution est certainement le plus gênant et il est très difficile de s'en affranchir tant il est sournois : en effet les pollutions électriques du secteur semblent aléatoires, variant d'un jour à l'autre en fonction des appareils en fonctionnement sur le site du laboratoire. Le seul moyen de s'en affranchir reste l'alimentation avec des batteries, ce qui n'est pas évident à la vue du grand nombre d'appareils utilisés.

Les variations de phase d'une prise électrique à l'autre sont également susceptibles de modifier le bruit de phase mesuré par l'intermédiaire du secteur et sont évitées en alimenter tous les appareils sur une même nourrice.

L'écran du PC de contrôle rayonne également à quelques kHz et il est préférable de l'éteindre pour chaque acquisition, ce qui n'est pas particulièrement pratique !

Par ailleurs, les vibrations mécaniques présentes dans l'environnement du laboratoire génèrent une augmentation du bruit mesuré dans la gamme 10Hz 1kHz.

Une expérience avec des composants laser non fibrés nous a posé de grosses difficultés et a du être abandonné. En effet les micros vibrations de la fibre positionnées devant le laser avec un dispositif piézoélectrique, généraient une augmentation de plus de 10 dB de bruit à quelques kHz de la porteuse.

Après avoir testé différents dispositifs de couplage (fibre lentillée, fibre clivée droit, fibre en toit, lentille de microscope), pour voir l'influence des tolérances mécaniques sur le couplage de la lumière, nous avons renoncé. Seuls les dispositifs dont la fibre est solidaire du laser

permettent de mesurer dans de bonnes conditions le spectre de bruit de phase sur toute la plage, de 10Hz à 10 MHz.

Ces difficultés sont malgré tout très formatrices et confirment la nécessité d'une très bonne connaissance du bruit à mesurer pour éviter les leurrex expérimentaux.

b-2 mesure du premier laser : le laser TGB8-09

Nous présentons les mesures effectuées sur le laser TGB154D 8-09.

Le signal de modulation est issu du synthétiseur. La puissance maximale en entrée de liaison optique est de 16dBm (c.f. 2-2-1 a)), soit une profondeur de modulation maximale de 40% pour un courant de polarisation de 120mA et un courant de seuil de 20mA. Cette mesure et les calculs qui sont présentés rentrent dans le cadre de l'approximation petit signal.

Le niveau de bruit total est calculé en utilisant la formule EQ II- 48 pour les différentes fréquences de modulation.

Le courant de polarisation est de 120mA. La valeur du photocourant est de 7mA. Les niveaux de RIN et du facteur de conversion du bruit BF en phase sont représentées dans le tableau suivant. La profondeur de modulation varie de 25% à 30% suivant la fréquence de modulation.

f (GHz)	RIN (f) (dB/Hz)	$ K_{PM}/S_0 ^2$ (dB)
3	-160	-26
6	-155	-16
9	-150	-14
12	-151	-17

La puissance de bruit blanc en phase, est calculée de la même manière que pour le bruit d'amplitude, en tenant compte du RIN, du bruit thermique et du bruit de grenaille. La valeur du bruit basse fréquence est de -136dB/Hz à 10kHz. Sachant qu'il varie en 1/f, il est aisé d'obtenir les autres points. La puissance hyperfréquence en sortie de modulation est calculée avec la formule EQ II- 32.

Le rapport entre la puissance de bruit total calculée à partir des données précédentes et de la puissance hyperfréquence est tracé en fonction de d'écart de fréquence par rapport à la fréquence porteuse de modulation, centré à 0Hz.

Cette opération est répétée pour chaque fréquence de modulation du laser.

La mesure du bruit de phase est effectuée de la même manière que précédemment avec en préliminaire la mesure du bruit résiduel du banc comme décrit dans la procédure de mesure.

Le niveau représenté sur les courbes qui vont suivre est donc le bruit de phase corrigé du plancher du banc. Les raies parasites ont été enlevées pour faciliter la lecture des courbes.

Les courbes II- 60, 61, 62, 63 représentent les résultats expérimentaux ainsi obtenus, ainsi que la courbe théorique calculée en trait plein. Une droite théorique de pente 1/f est tracée sur ces courbes, en trait pointillés.

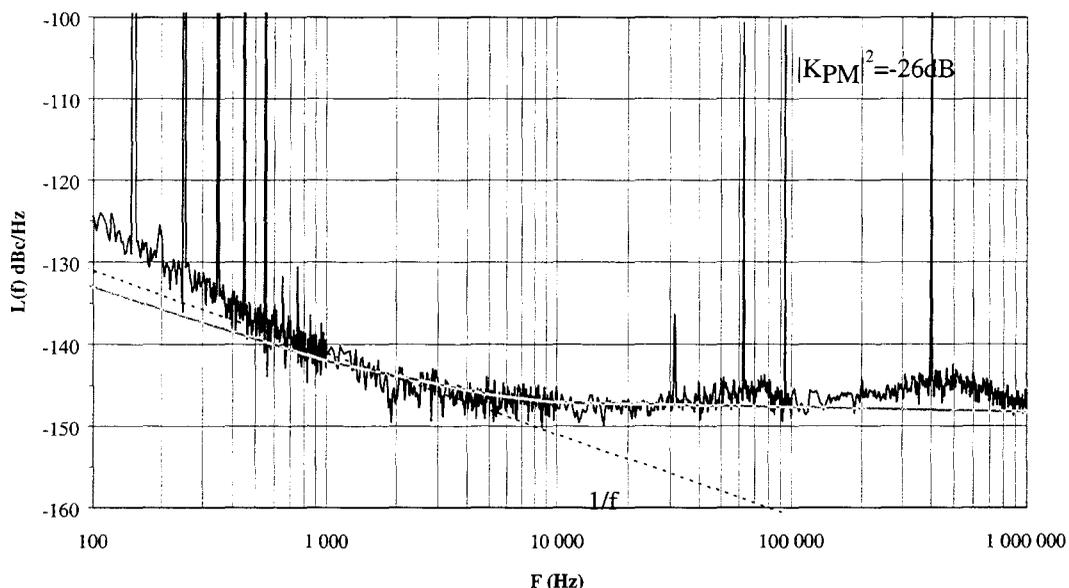


Figure II- 60 : mesure du bruit de phase du laser TGB à 3GHz corrigé du plancher de bruit du dispositif de mesure

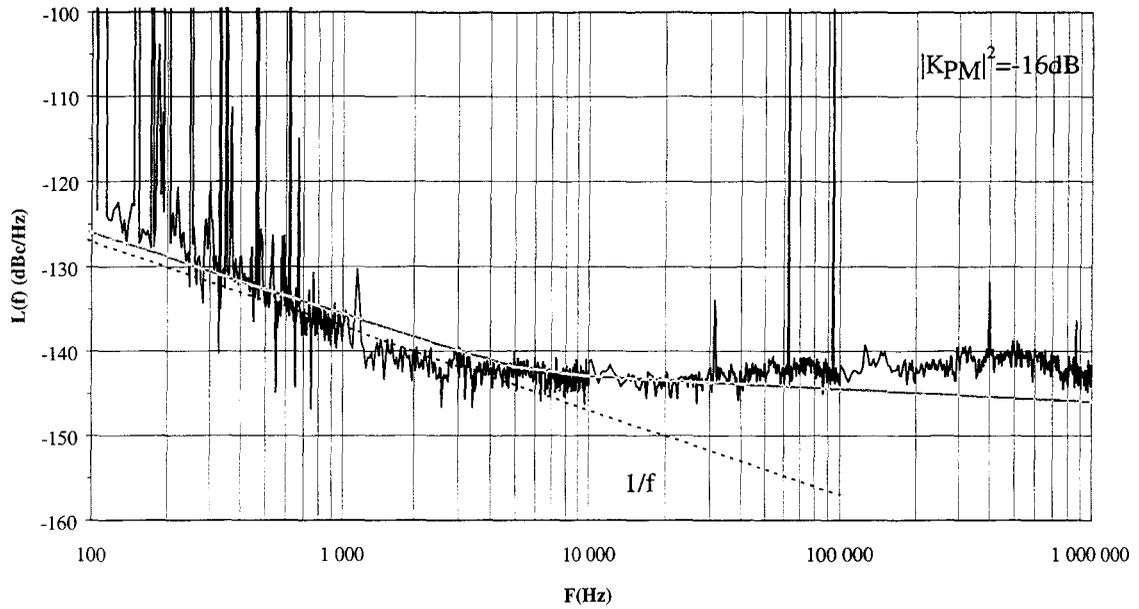


Figure II- 61 : mesure du bruit de phase du laser TGB à 6GHz corrigé du plancher de bruit du dispositif de mesure

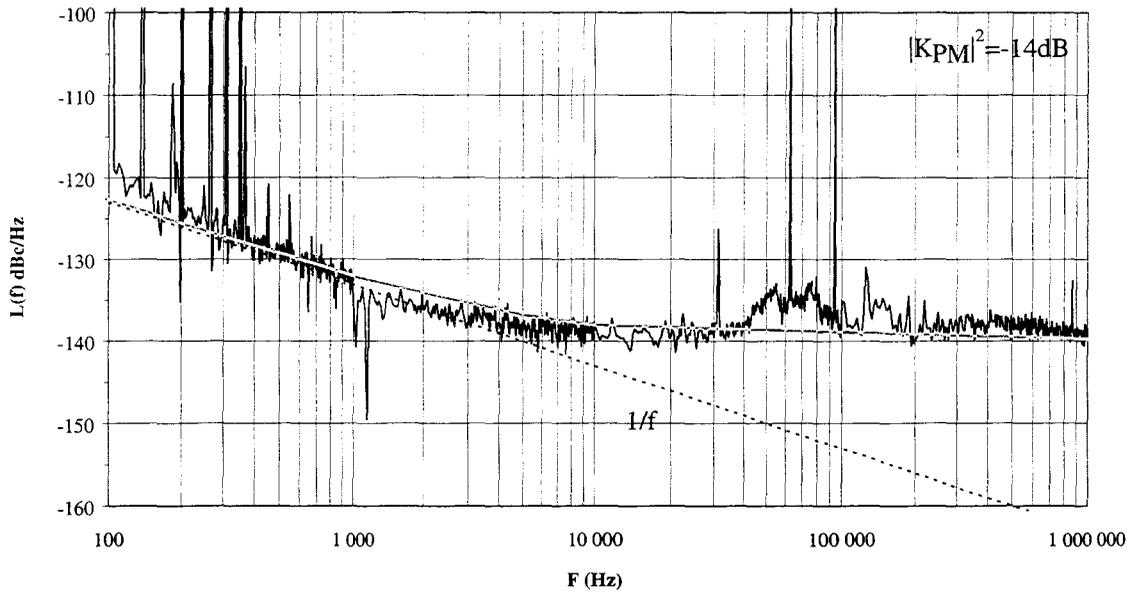


Figure II- 62 : mesure du bruit de phase du laser TGB à 9GHz corrigé du plancher de bruit du dispositif de mesure

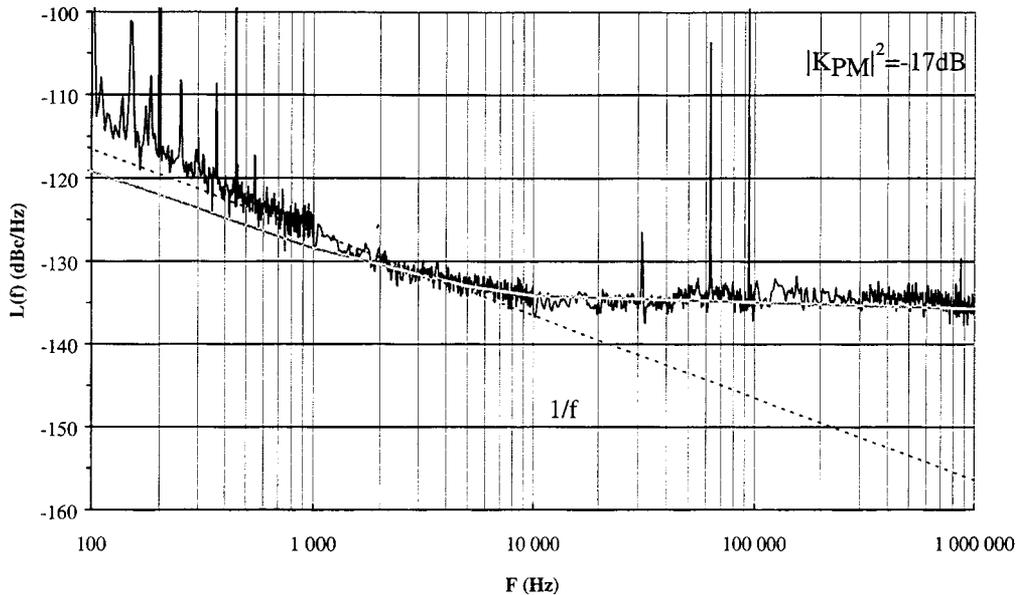


Figure II- 63 : mesure du bruit de phase du laser TGB à 12GHz corrigé du plancher de bruit du dispositif de mesure

Sur ces quatre courbes, le plancher de bruit blanc est bien modélisé, la remontée en $1/f$ également: l'accord avec la théorie est très bon.

La remontée du bruit en dessous de 1kHz s'écarte d'une pente théorique en $1/f$, ce qui est dû à la présence très importante de raies discrètes à des multiples de 50Hz et à des parasites électriques véhiculés par le secteur.

Sur la courbe de mesure à 3 GHz (Figure II- 60), nous remarquons que le plancher de bruit loin de la porteuse présente une bosse, vers 400kHz. Celle-ci est liée à la présence de bruit de phase résiduel du synthétiseur qui n'a pas été complètement éliminé au niveau du détecteur de phase, par suite d'un déséquilibre des retards. Pour confirmer ceci, nous effectuons une autre mesure en augmentant la longueur de la fibre optique de la liaison afin de modifier le retard électrique entre les deux voies. Le bruit de phase du synthétiseur est de plus en plus visible au fur et à mesure que la longueur de la fibre optique augmente sur la figure II- 64.

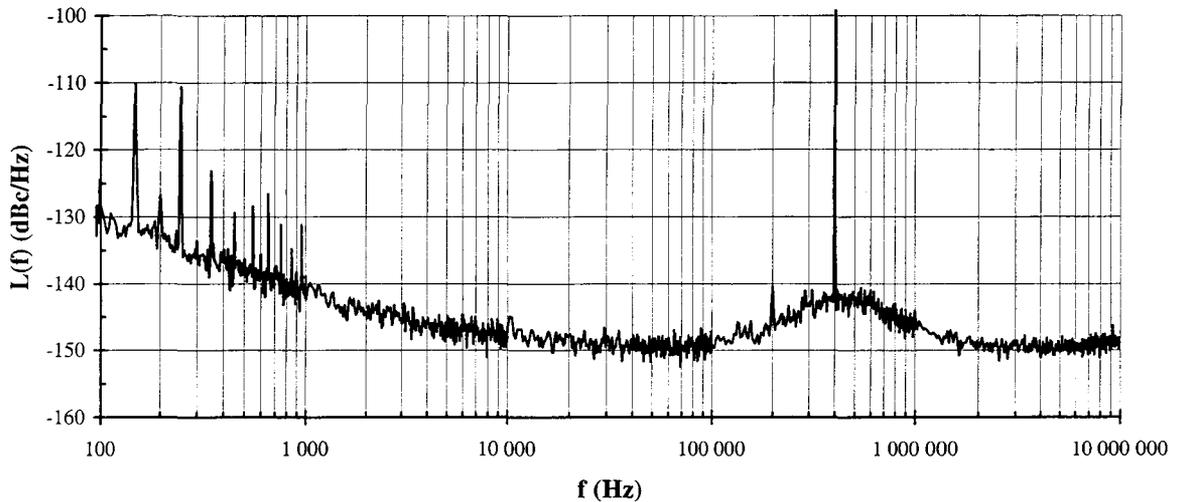


Figure II- 64: mise en évidence du bruit de phase du synthétiseur lorsque le retard entre les deux voies du dispositif de mesure n'est plus nul

Nous attirons l'attention sur les niveaux de bruit obtenus avec ce laser :

à 3 GHz, à 10kHz de la porteuse, le bruit de phase est de -148dBc/Hz

à 9GHz, à 10kHz de le porteuse, il est de -139dBc/Hz.

Ces résultats n'avaient jamais été mesurés jusqu'alors avec des composants issus du LCR. De plus à notre connaissance de tels résultats en modulation directe de laser à semi-conducteurs n'ont jamais été publiés. De récents papiers ont cependant donné des chiffres similaires en modulation externe [48-49].

b-3 comparaison des résultats expérimentaux de bruit de phase avec ceux de bruit d'AM

Le plancher de bruit de phase est le même que celui du bruit d'amplitude. En effet le plancher est fixé d'après la contribution du RIN à la fréquence de modulation, du bruit de grenaille et du bruit thermique qui ont la même contribution en phase et en amplitude.

Par contre, le bruit plus proche de la porteuse est moins élevé en phase.

Le tableau suivant résume ces observations à 3 et 12 GHz :

	L(f) (dBc/Hz)		M(f) (dBc/Hz)	
	@1kHz	@1MHz	@1kHz	@1MHz
3 GHz	-141	-148	-135	-148
12 GHz	-127	-136	-120	-136

Un écart inférieur à 10dB est mesuré entre le bruit de phase et d'amplitude pour la profondeur de modulation de l'ordre de 30% proche de la porteuse à 1kHz. A 1MHz, le plancher est identique.

b-4 mesure du laser MKL

La mesure du laser MKL est importante ici car ce type de laser ayant déjà été mesuré, ses performances seront d'une part confirmées par notre dispositif de mesure et de plus la comparaison des deux jeux de résultats expérimentaux constituera une preuve irréfutable de l'amélioration des composants pour les applications analogiques [50].

Le calcul du facteur de conversion du bruit BF en phase est effectué avec les paramètres de ce laser (tableaux 2-1-4 a)) et est représenté sur la figure II- 65.

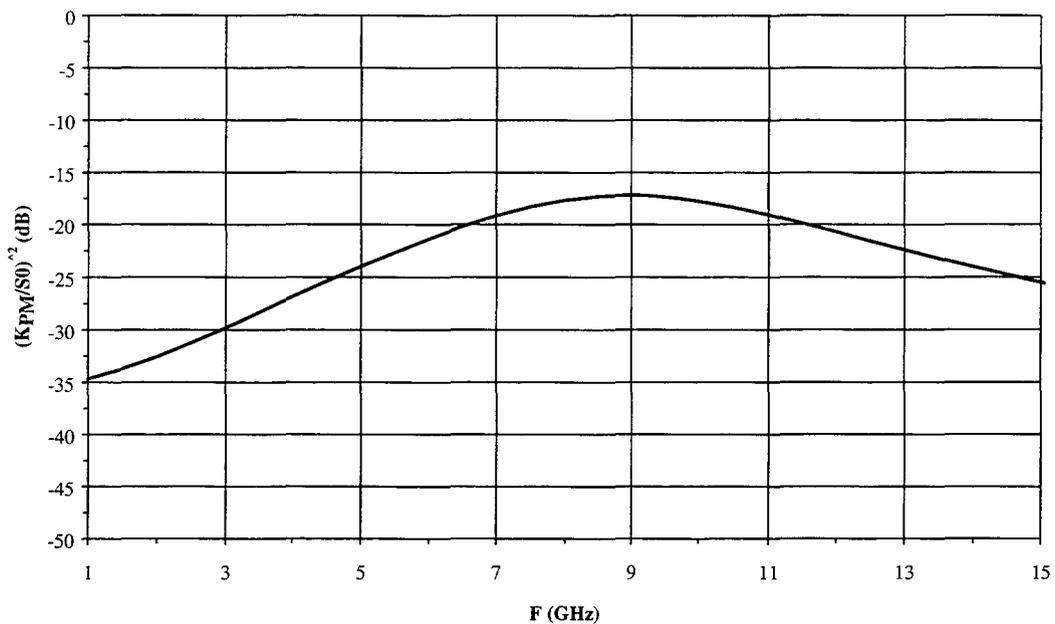


Figure II- 65: facteur de conversion du bruit BF en bruit de phase du laser MKL

Les figures II- 66 à 68 présentent les mesures de bruit de phase corrigées du bruit résiduel ainsi que le calcul. La correspondance avec la théorie est très bonne.

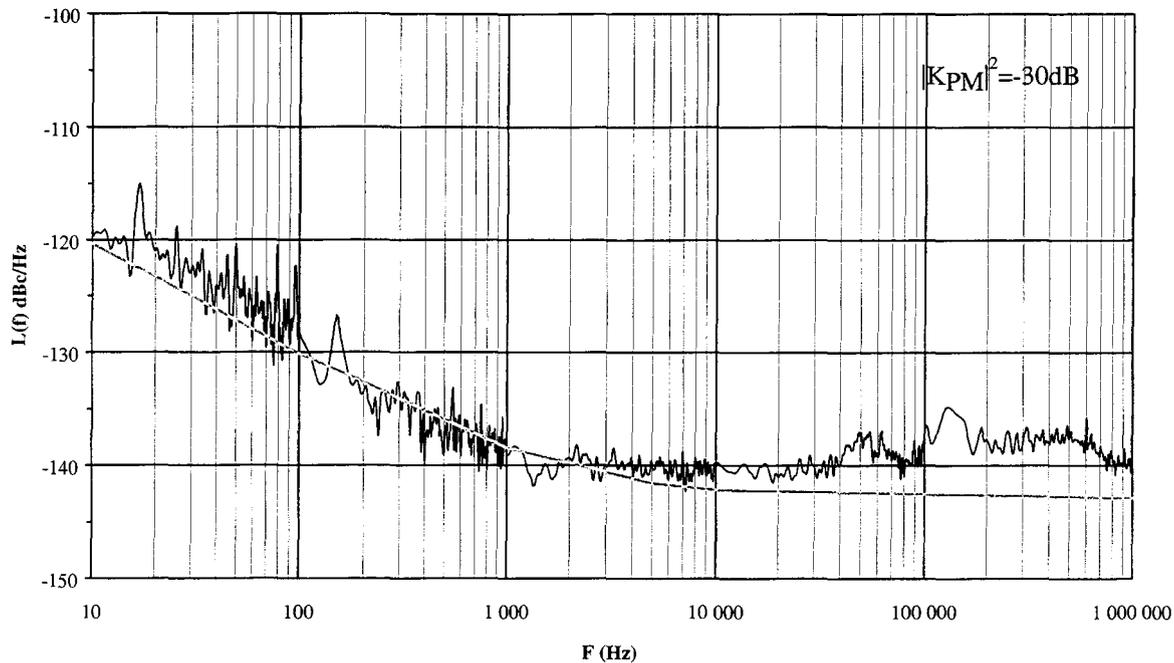


Figure II- 66 : mesure du bruit de phase du laser MKL à 3GHz corrigé du plancher de bruit du dispositif de mesure

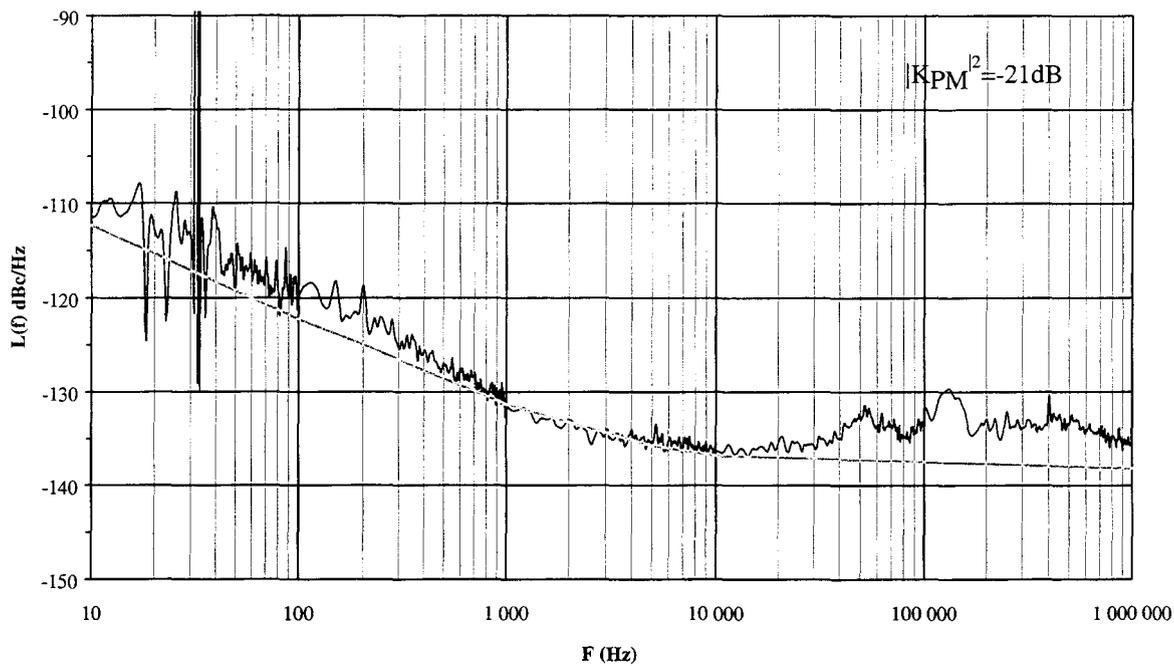


Figure II- 67 : mesure du bruit de phase du laser MKL à 6GHz corrigé du plancher de bruit du dispositif de mesure

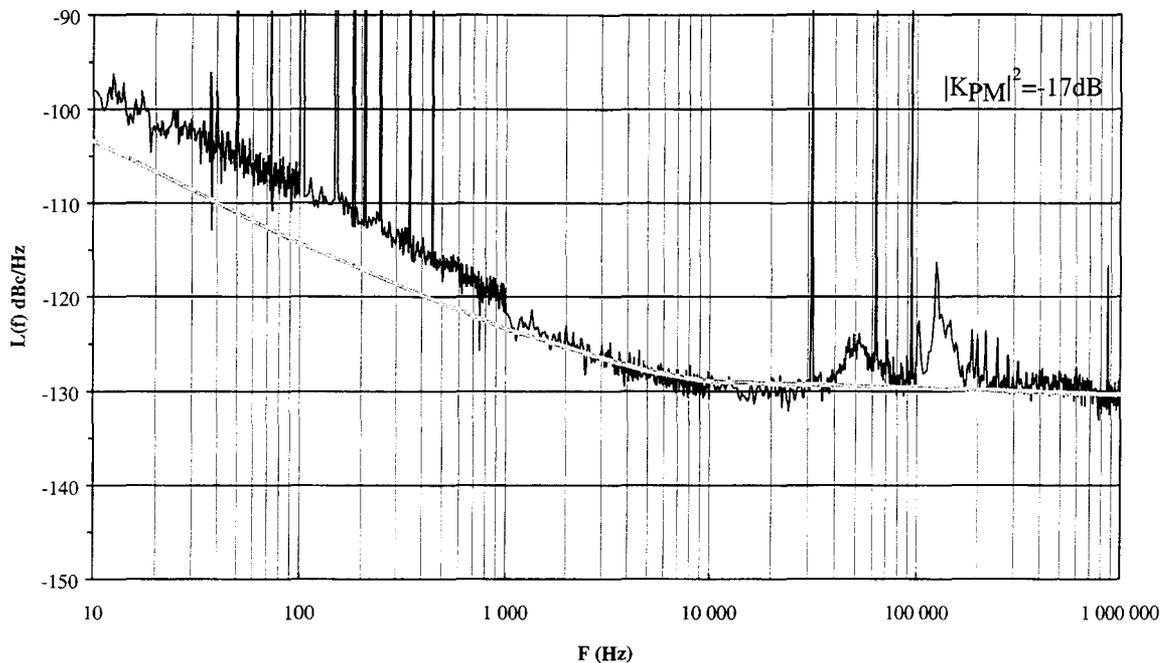


Figure II- 68 : mesure du bruit de phase du laser MKL à 9GHz corrigé du plancher de bruit du dispositif de mesure

Le bruit basse fréquence dans ce cas présente une remontée très proche de la pente théorique en $1/f$ théorique caractéristique d'un écart plus grand avec le plancher de bruit du banc de mesure du fait des plus forts niveaux de bruits de ce laser.

Le niveau de bruit de phase obtenu à 3 GHz, à 10kHz de la porteuse est de -140dBc/Hz et de -130dBc/Hz à 9 GHz, toujours à 10kHz de la porteuse.

b-5 comparaison des résultats du laser MKL avec ceux du laser TGB

Le tableau suivant résume les écarts observés sur le niveau de bruit de phase à 1kHz et 1MHz de la porteuse entre les deux lasers.

f (GHz)	L(f)_MKL @1kHz	L(f)_TGB @1kHz	L(f)_MKL @1MHz	L(f)_TGB @1MHz	Ecart (dB) MKL /TGB @1kHz	Ecart (dB) MKL /TGB @1MHz
3	-130	-141	-140/-143	-148	11	5/8
6	-120/-124	-132	-130	-139	11	10/6
9	-130	-137	-138	-145	7	8

L'écart entre les deux types de laser loin de la fréquence porteuse (1MHz) est dû aux écarts de RIN à la fréquence de modulation. Les spectres de RIN présentés figures II- 42 et II- 43 permettent de mettre en évidence un écart de 10dB entre les deux lasers aux mêmes fréquences de modulation. Le photocourant étant plus faible dans le cas du laser MKL, l'écart entre les puissances de bruit est inférieur à 10dB.

A 1kHz, l'écart entre les rapports bruit à signal est assez important, la puissance hyperfréquence est plus faible d'environ 14dB dans le cas de la liaison avec le laser MKL (représentant le rapport des photocourants).

Le bruit du laser MKL étant plus élevé que celui du laser TGB, la puissance hyperfréquence étant plus faible, le rapport bruit à signal est donc d'autant moins bon pour le laser MKL.

Mais l'expérience ne montre qu'un écart d'une dizaine de dB seulement, à 1kHz de la porteuse.

Ceci peut s'expliquer par le plus faible facteur de conversion du bruit BF en bruit de phase du laser MKL.

Ce laser présente en effet un plus faible gain différentiel que le laser TGB, à fréquence de résonance et amortissement proches de ceux du TGB. Ceci a tendance à diminuer la valeur du facteur de conversion en dépit des plus fortes valeurs de la durée de vie des photons et du coefficient de compression de gain plus faibles, qui eux, ont tendance à augmenter $|K_{PM}/S_0|^2$.

b-6 meilleures performances

La mesure du bruit de phase d'un autre laser TGB présentant un RIN plus faible que le précédent (TGB 154D rodin) a permis d'obtenir des performances encore meilleures que celles énoncées au paragraphe précédent. Les courbes obtenues à 3 GHz et 9GHz sont

présentées sur les figure II- 69 et II- 70 avec la courbe théorique calculée. Le bruit est corrigé du plancher de bruit du dispositif. La puissance entrant sur la voie RF à 3GHz est supérieure à 5dBm, ce qui permet d'abaisser le plancher de bruit du banc à -154dBc/Hz à 10MHz de la porteuse.

Pour les mesures à 9GHz, le plancher du banc est de -148dBc/Hz à 1MHz.

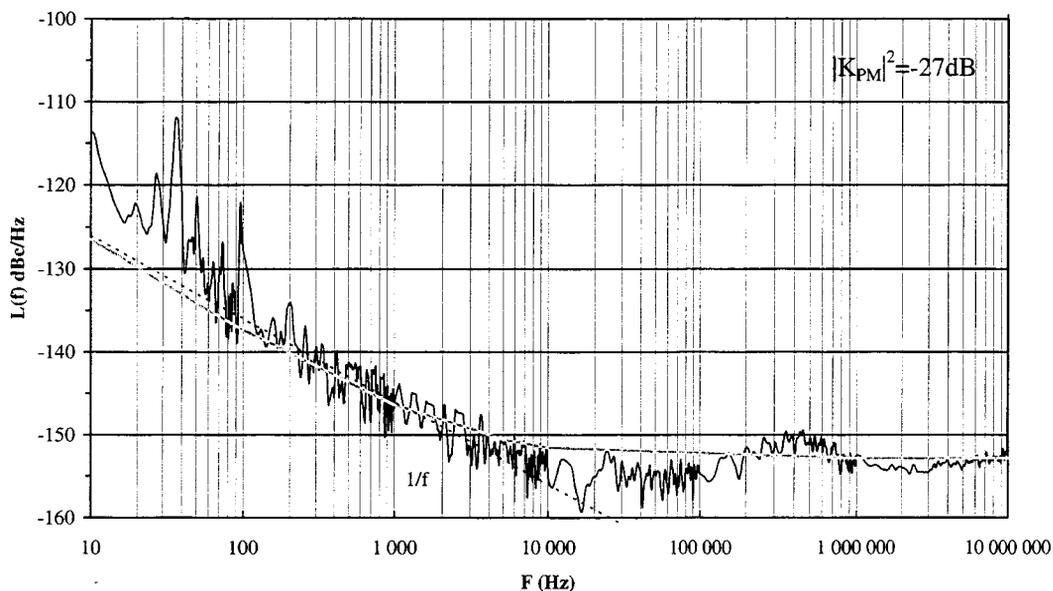


Figure II- 69 : mesure du bruit de phase à 3GHz, corrigé du bruit résiduel du dispositif de mesure pour un deuxième laser TGB possédant de meilleures caractéristiques

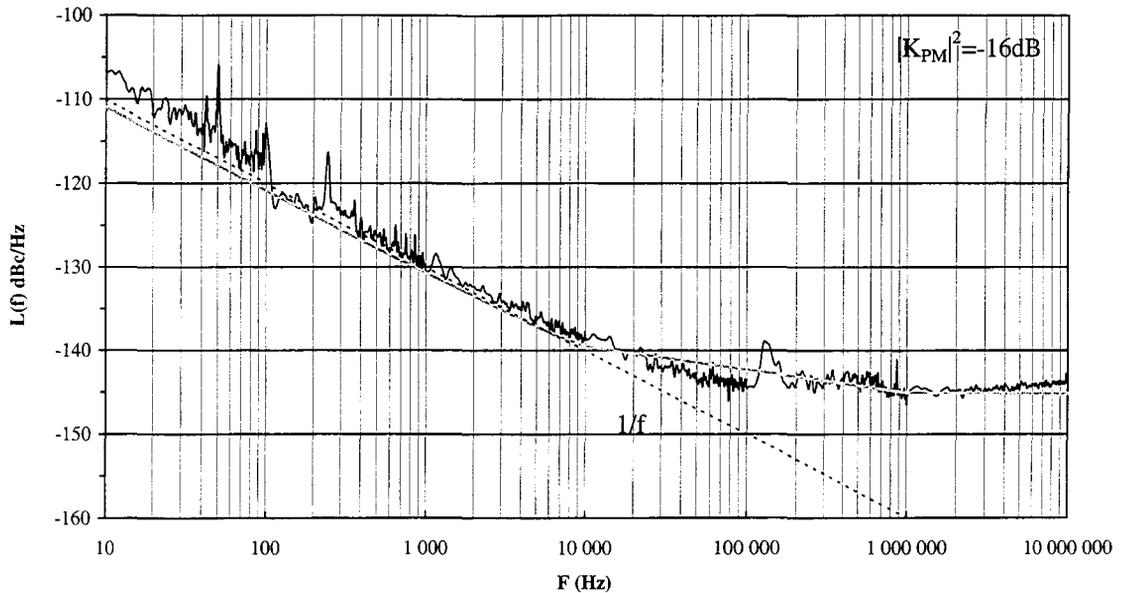


Figure II- 70 : mesure du bruit de phase à 9GHz, corrigé du bruit résiduel du dispositif de mesure pour un deuxième laser TGB possédant de meilleures caractéristiques

Un plancher de bruit de phase inférieur à -151dBc/Hz à 10kHz de la porteuse est obtenu à 3GHz et inférieur à -142dBc/Hz à 9GHz . Ces performances sont excellentes et bien modélisées.

c) grand signal

Des mesures à plus fort signal sont également intéressantes à mettre en oeuvre car elles correspondent à l'utilisation réelle des liaisons optiques.

Pour moduler le laser avec une profondeur de modulation de 100%, la puissance hyperfréquence nécessaire est 24dBm (à 120mA de courant de polarisation et 20mA de courant de seuil).

La configuration expérimentale impose donc une puissance de 27dBm en entrée du coupleur hybride. Nous disposons d'un amplificateur (MITEQ) relativement standard, délivrant cette puissance au laboratoire.

La mesure des bruits résiduels des configurations expérimentales de bruit de phase et d'amplitude a mis en évidence les limites d'utilisation de cet amplificateur.

En effet, le plancher de bruit d'amplitude normalisé pour une puissance de 5 à 10dBm est situé entre -110 et -115dBc/Hz à 1MHz .

Ceci est très gênant car le détecteur de phase utilisé dans la configuration de mesure de bruit de phase ne rejette le bruit d'AM que de 20dB, ce qui fixe un plancher de bruit de phase à -130 -135 dBc/Hz. La mesure a confirmé ce fait.

Il n'est donc pas possible d'effectuer les mesures de bruit d'AM et de PM pour des liaisons optiques dont la source est modulée à fort signal, car le plancher résiduel du banc est trop élevé.

Plusieurs solutions sont envisageables:

soit utiliser un amplificateur spécialement choisi pour ses qualités en bruit d'AM

soit utiliser un oscillateur ayant une plus forte puissance de sortie que le synthétiseur utilisé

soit associer un pilote, dont le bruit d'AM est très faible avec un amplificateur ayant un plus faible gain (avec moins d'étages d'amplifications) mais ayant un meilleur comportement en bruit.

3-3- Bilan des mesures de bruit au pied de la porteuse

Le bilan des mesures de bruit au pied de la porteuse est très positif.

Les origines des bruits de phase et d'amplitude au pied de la porteuse de modulation ont été déterminées:

*proche de la porteuse, il y a conversion du bruit d'amplitude optique basse fréquence, avec des coefficients de conversion différents pour l'amplitude et la phase,

*pour des écarts par rapport à la fréquence porteuse, plus importants, la contribution du RIN du laser, du bruit de grenaille et du bruit thermique détermine le plancher de bruit.

Les grandeurs mesurées, $L(f)$ et $M(f)$, correspondent aux rapports des puissances (de bruit de phase et d'amplitude), à la puissance électrique de signal en sortie de liaison. Cette dernière est donc importante pour augmenter les rapports bruit sur signal.

*Proche de la porteuse, à puissance hyperfréquence de signal constante, le bruit d'amplitude est plus élevé que le bruit de phase, d'une dizaine de dB au maximum ; sauf à la fréquence de résonance du laser où il présente un minimum très marqué. Le bruit de phase est, par opposition, maximum à cette fréquence.

La forme théorique de la courbe de bruit d'amplitude est validée expérimentalement grâce à un nouveau procédé de mesure qui consiste à rajouter du « bruit » en basse fréquence pour le convertir autour du signal de modulation. La conversion de ce « bruit » supplémentaire est également mise en évidence en phase.

*Loin de la porteuse, pour les fréquences supérieures à 10kHz, le bruit prépondérant est dû au RIN, au bruit de grenaille et au bruit thermique. Sa contribution est égale en phase et en amplitude, par analogie avec le bruit thermique dans les dispositifs hyperfréquences. Ainsi, plus le RIN du laser à la fréquence de modulation sera faible, plus le plancher de bruit de phase ou d'amplitude le sera.

La comparaison de deux générations de lasers aux structures et à la zone active très différentes, est intéressante pour donner une première analyse de l'influence de chacun des paramètres, mais ce n'était pas l'objet de l'étude.

Ceci a néanmoins permis de valider, l'influence du RIN sur le plancher de bruit de phase ou d'amplitude loin de la porteuse de modulation. Le RIN du laser MKL, à structure enterrée et zone active constituée de matériau massif est plus élevé que celui du laser TGB. Nous retrouvons cette tendance sur les mesures de $L(f)$ et $M(f)$.

Par ailleurs, proche de la porteuse, nous avons pu identifier l'influence des paramètres intrinsèques du laser à travers les valeurs des facteurs de conversion du bruit d'amplitude optique BF.

Il apparaît que certains paramètres comme le facteur de compression du gain, la durée de vie des photons et le gain différentiel ont un effet important sur les valeurs des coefficients de conversion du bruit BF en phase et en amplitude. Leur valeur optimale permettant de minimiser les facteurs de conversion n'est pas forcément celle qui réduit la valeur du RIN haute fréquence. Ceci semble donc surprenant. D'autres caractérisations plus systématiques seront nécessaires avant d'émettre un avis définitif.

Le calcul du bruit total (amplitude et phase) n'est pas effectué, car il faudra prendre en compte l'influence du bruit d'amplitude sur les systèmes, au cas par cas.

Le processus de calcul, développé dans une approximation petit signal est bien validé expérimentalement ce qui nous donne entièrement satisfaction.

D'excellents résultats ont été obtenus avec la nouvelle génération de laser : avec par exemple, une pureté spectrale, en phase inférieure à -150dBc/Hz à 10kHz de la porteuse à 3GHz et inférieure à -140dBc/Hz à 9GHz . Les performances en bruit d'amplitude n'ont pas pu être réellement mesurées du fait du plancher de bruit élevé du dispositif de mesure.

L'approche grand signal est malgré tout indispensable puisque l'utilisation réelle de liaisons optiques dans de vrais systèmes s'effectue avec des profondeurs de modulations supérieures à 50% afin de générer de la puissance électrique en sortie de la liaison. Néanmoins, il apparaît que l'approximation petit signal modélise assez bien le comportement général.

- 1 C.L. EVERETT
« Phase Noise Contamination to Doppler Spectra »
The Microwave Journal, Sept 96.
- 2 L. M. NELSON, C.W. NELSON
« Relationship of AM to PM Noise in selected RF Oscillators »
IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency control, Vol. 41, n° 5, Sept. 1994.
- 3 J.R. ASHLEY, T.A. BARLEY
« The Measurement of Noise in Microwave Transmitters »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Technics, Vol. MTT-25, n°4, april 1977.
- 4 K.H. SANN
« The Measurement of Near-Carrier Noise in Microwave Amplifiers »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-16, n°9, Sept 1968.
- 5 U.L. ROHDE
« All About Phase Noise In Oscillators »
C.E.L.T.I. Product Note, Déc 93.
- 6 J. GROSLAMBERT
« Méthodes expérimentales de caractérisations des oscillateurs dans les domaines spectral et temporel »
Bulletin BNM n° 63-64, Janvier-Avril 1986.
- 7 A. LEPEK, F.L. WALLS
« Cross Correlation Analysis Improves Time Domain Measurements »
IEEE International Frequency Control Symposium, 1993.
- 8 J.J. GAGNEPAIN
« Caractérisation des étalons de fréquence : concepts et méthodes »
Bulletin BNM n° 63-64, Janvier-Avril 1986.
- 9 J.G. ONDRIA
« A Microwave System for Measurements of AM and FM Noise Spectra »
IEEE Trans. on Microwave Theory and Technics, Vol. MTT-16, n°9, Sept 1968.
- 10 J. RUTMAN
« Characterization of Phase and Frequency Sources : Fifteen Years of Progress »
Proceedinds of the IEEE, Vol. 66, n° 9, Sept 1978.

- 11 J.J. GOEDBLOED, M.T. VLAARDINGERBROEK
« Noise in IMPATT-Diode Oscillators at Large-Signal Levels »
IEEE Trans. on Electron Devices, Vol. ed-21, n°6, June 1974.
- 12 W. ANZILL, O.V. STRYK, R. BURLIRSCH, P. RUSSER
« Phase Noise Minimization of Microwave Oscillators by Optimal Design »
IEEE MTT-S Digest, 1995.
- 13 J.K.A. EVERARD, M. PAGE-JONES
« Ultra low noise Microwave Oscillators with Low Residual Flicker Noise »
IEEE MTT-S Digest, 1995.
- 14 X. ZHANG
« Bias-Dependent Noise Up-Conversion Factor in HBT Oscillators »
IEEE Microwave and Guided Wave letters, Vol. 4, n° 12, Dec. 1994.
- 15 C.SALMER, PH. EUDELINÉ
« Mesure de la stabilité pulse à pulse des emetteurs état solide pour Radars à Impulsions. »
Dixièmes journées Nationales Micro-Ondes, Mai 1997.
- 16 HEWLETT PACKARD
« Practicle Considerations for Modern RF & Microwave Phase Noise Measurement »
H.P. Product note, 1998.
- 17 G.K. MOTRESS, T.E. PARKER, M.J. LOBODA
« Residual Phase Noise Measurements of VHF, UHF, and Microwave Components »
IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, Vol. 41, n°5, Sept 94.
- 18 S.S. ELLIOTT, R.C. BRAY
« Direct Phase Noise Measurements of Saw Resonators »
Ultrasonics Symposium, 1984.
- 19 R.S. BROZOVICH
« A Unified Anaysis of transmission Line Discriminators »
IEEE MTT-S Digest, 1983.

- 20 C. SCHIEBOLD
 « Theory and Design of the Delay Line Discriminator for Phase Noise Measurements »
The Microwave Journal, 1983.
- 21 D.M. HARRISON, M.J. HOWES
 « The Evaluation of Phase Noise Oscillators »
IEEE MTT-S Digest, 1987.
- 22 W.F. MacMILLAN, P.C. BATES
 « Verifiable AM and PM Noise Signature Measurements »
The Microwave Journal, March 1995.
- 23 A.L. LANCE, W.D. SEAL, F.G. MENDOZA, N.W. HUDSON
 « Automating Phase Noise Measurements in the Frequency Domain »
The Microwave Journal, Vol.20, n° 6, June 1977.
- 24 A. LANCE, D. HALFORD, W.D. SEAL, F.G. MENDOZA
 « Phase Noise Measurement Using Cross-Spectrum Analysis »
The Microwave Journal, Vol 20, n° 6, June 1977.
- 25 W.F. WALLS
 « Cross-Correlation Phase Noise Measurements »
IEEE Frequency Control Symposium, 1992.
- 26 O. LLOPIS, J. VERDIER, R. PLANA, J. GRAFFEUIL
 « Low Frequency Noise in FET Devices Operated Under Nonlinear Conditions
 Consequences on Oscillator Phase Noise »
European Microwave Conference, 1995.
- 27 D. FEST, J. GROSLAMBERT, J.J. GAGNEPAIN
 « Individual Characterization of an Oscillator by Means of Cross-Correlation or
 Cross-Variance Method »
*IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, Vol, im-32, n° 3,
 Sept.1983.*
- 28 G.K. MONTRESS, T.E. PARKER
 « Design Techniques for Achieving State-Of-The-Art Oscillator Performance »
Forthy-Four Annual Symposium on Frequency Control, IEEE, 1990.
- 29 O. LLOPIS, M. REGIS, J. VERDIER, J. GRAFFEUIL
 « Développement d'un banc de Mesure de Bruit de Phase Résiduel
 dans la bande de frequences 2-18 Ghz. »
Dixièmes Journées Nationales Micro-Ondes, Mai 1997.

- 30 F.G. ASCARRUNZ, E.S. FERRE, F.L. WALLS
« Investigation of AM and PM Noise in X-Band Devices »
IEEE International Frequency Control Symposium, 1993.
- 31 M.C. FISCHER
« Analyse Noise Spectra With Tailored Test Gear »
Microwaves, July 1979.
- 32 CHARLES H. HENRY
« Theory of the Phase Noise and Power Spectrum of a single Mode Injection Laser. »
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.. QE-19, N°9, September 1983.
- 33 D. KORN
« Effects of phase noise on electro-optical and electronic systems »
Microwave Journal, Nov. 1992
- 34 H. ZMUDA, E.N. TOUGHLIAN
« Photonic Aspect of Modern Radar »
Artech House - 1994.
- 35 K. Y. LAU, C. M. GEE, T.R. CHEN, N. BAR-CHAIM, I. URY
« Signal-Induced Noise in Fiber-Optic Links using directly Modulated Fabry-Perot and Distributed-Feedback Laser Diodes. »
Journal of Lightwave Technology, Vol.11, N°7, July 1993.
- 36 X. ZHANG, D. STURZEBECKER, A. DARYOUSH
« Comparison of the phase noise of HEMT and HBT based oscillators »
IEEE MTT-S Digest, 1995.
- 37 M. HALL, J. CARLSTEN
« Low frequency intensity noise in semiconductor lasers »
Applied Optics, Vol. 35, n°33, Nov. 1996.
- 38 F.N. HOOGE, T.G.M. KLEINPENNING, L.K.J. VANDAMME
« Experimental Studies on 1/F Noise »
Reports on Progress in Physics, 1981.
- 39 K.Y. LAU, H. BLAUVELT
« Effect of Low-Frequency Intensity Noise on High-Frequency Direct Modulation of Semiconductor Injection Lasers »
Applied Physics Letters, Vol. 9, 29 February 1988.

- 40 X. LU, C.B. SU, R.B. LAUER, G.J. MESLENER, L.W. ULBRICHT
« Analysis of Relative Intensity Noise in Semiconductor Lasers and Its Effect on Subcarrier Multiplexed Lightwave Systems »
Journal of Lightwave Technology, Vol 12, n°7, July 1992.
- 41 T-D NI, X. ZHANG, A.S. DARYOUSH
« Experimental Study on Close-In To Microwave Carrier Phase Noise of Laser Diode with External Feedback »
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.43, n°9, Sept 95.
- 42 HP Application Note
HP 11729C-2.
- 43 K. PETERMANN
« Laser Diode Modulation and Noise »
Kluwer Academic Publisher - 1988.
- 44 K. DAULASIM
« Caractérisation et Modélisation des Bruits Blancs et en 1/F des Diodes Lasers à Semiconducteur »
Thèse de Doctorat, Université de Montpellier, 1994.
- 45 M. DENTAN
« Photodiode PIN InGaAs en grands signaux hyperfréquence: modélisation, réalisation et caractérisation ».
Thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud, 1989.
- 46 M. KRAKOWSKI
Communications internes.
- 47 J.C. RENAUD
Communications internes.
- 48 P.J. MATTHEWS, R.D ESMAN
« Intrinsic Microwave Phase Noise of Fiber-Optic Links »
IEEE MTT-S Digest, 1998.

- 49 P.J. MATTHEWS, P.D BIERNACKI, R.D. ESMAN
« RF Phase noise Performance of a Two-Channel Optical Downconverting Link for
microwave Phase Detection »
IEEE Photonics Technology Letters, Vol.10, n°4. , April 98.
- 50 D. DOLFI, J.P. HUIGNARD, J. CHAZELAS, O. MAAS
« Photonics for microwave processing in Radar systems. »
Microwave Photonics, 1997.

PARTIE III:
ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DE
DIODES LASERS A SEMICONDUCTEURS A BASSE
TEMPERATURE

1- ETUDE DES LASERS A SEMI-CONDUCTEURS A BASSES TEMPERATURES.

1-1 Introduction:

Les diodes lasers sont constituées de matériaux semi-conducteurs. Le premier effet laser dans un matériau semi-conducteur a été reporté en 1962, avec du GaAs.

Les densités de courant de seuil étaient telles ($J_s > 50 \text{ kA/cm}^2$) que seul un fonctionnement à basse température (typiquement la température de l'azote liquide à 77K) était envisageable.

Un fonctionnement à température ambiante et en impulsions a été démontré en 1969. Avec des hétérostructures, pour confiner les porteurs, ont été obtenus, en 1975, les premiers composants fonctionnant à température ambiante en mode continu avec des densités de courant de seuil de $0,5 \text{ kA/cm}^2$. Ces composants, basés sur du GaAs émettaient autour de $0,8 \mu\text{m}$. Pour satisfaire aux exigences de la deuxième et troisième fenêtres des télécommunications dans la région $1,1 \mu\text{m}$ - $1,5 \mu\text{m}$, pour les communications par fibre optique, d'autres matériaux ont été choisis tel le InGaAs-InP pour lequel un bon accord des mailles est possible.

Ainsi le premier fonctionnement à température ambiante à $1,1 \mu\text{m}$ a été publié en 1975. Depuis, le développement des communications fibrées n'a cessé de croître entraînant ainsi la réalisation de nombreux composants émettant à $1,3 \mu\text{m}$ ou $1,5 \mu\text{m}$ de plus en plus performants.

Le fonctionnement à basses températures des années soixante est loin. Pourtant nous proposons ici d'étudier le comportement des lasers actuels à basse températures et ce phénomène n'est pas seulement notre fait [1-2].

Nous souhaitons valider la faisabilité d'un nouveau système fonctionnant à 77K, avec des performances améliorées, par rapport à celle obtenues à température ambiante.

En effet, dans un système de transmission de signal hyperfréquence par voie optique, l'information est issue d'un oscillateur, qui est utilisé pour moduler la source optique. La porteuse optique transporte alors l'information hyperfréquence et la restitue à la

détection. Lors de ce transport, pour les applications radars, la pureté spectrale du signal doit être conservée.

De nombreuses recherches sont en cours sur des oscillateurs à supraconducteurs à haute température (vers les 77K) possédant une grande pureté spectrale. Le lien est immédiat. L'oscillateur et le laser seraient placés à basse température dans une seule et même enceinte. Les performances du système ainsi refroidi, pourraient donc être améliorées par rapport à celles actuellement obtenues, avec des dispositifs fonctionnant à température ambiante.

Mais ceci ne sera possible que si le laser présente des performances à 77K meilleures que celles qu'il a à température ambiante.

Une première observation intuitive, peut être faite: le laser est constitué de matériau semi-conducteur et ce dernier se comporte « mieux » à basses températures: plus précisément la mobilité des porteurs est augmentée, le piégeage des porteurs est moindre, l'agitation thermique est diminuée...[3].

De plus, s'agissant de lasers, d'une manière plus précise, les mécanismes de recombinaison des électrons et des trous sont modifiés. La part des recombinaisons non radiatives est diminuée ce qui est un avantage important.

Les procédés non radiatifs qui affectent les performances de lasers émettant dans la gamme 1,1-1,6 μ m sont les recombinaisons Auger, les recombinaisons de surface et les recombinaisons dues aux défauts.

Les procédés de recombinaison Auger bande à bande dépendent fortement de la température et décroissent rapidement en $\exp(-\delta E_g/kT)$ avec la température [4].

La dépendance avec la température de recombinaisons Auger assistées de phonons est moins grande mais toujours dans le même sens [4]: elles diminuent avec la température.

Les autres processus de recombinaison au niveau de défauts ou de la surface sont également sensibles à la température.

Le paramètre le plus directement affecté par cette diminution des processus non radiatifs est bien sur, le courant de seuil et, avec lui, tous les paramètres du laser qui en dépendent comme le bruit, laissant espérer de nombreuses modifications de ces caractéristiques avec la température.

Le paramètre, essentiel pour notre application, susceptible d'être agréablement modifié par la basse température est le bruit.

Si on considère à nouveau le laser comme un semi-conducteur, les bruits dus à l'agitation thermique dans le matériau sont diminués. De plus si les paramètres intervenant dans la génération des fluctuations de l'amplitude optique sont modifiés, une diminution de ces fluctuations peut être attendue que ce soit en basse ou haute fréquence. Ceci aura bien sur une influence directe sur la quantité de bruit convertit au pied d'une porteuse de modulation. Les phénomènes de conversion du bruit seront éventuellement diminués.

Nous nous proposons donc d'étudier plus en détail le comportement des diodes lasers à semi-conducteurs émettant à $1,55\mu\text{m}$ à basses températures.

1-2 Mise en oeuvre cryogénique: description du système

La gamme de température utilisée s'étend de la température ambiante (300K) à la température de l'azote liquide (77K). Les températures sont le plus souvent données en degrés Kelvin. La borne inférieure des températures (77K) est fixée, plus par commodité d'utilisation (avec l'emploi d'azote liquide), et à terme, de faisabilité de mise en oeuvre dans un système, que par limite de fonctionnement. Certains auteurs ont publié des travaux à des températures de fonctionnement de quelques degrés Kelvin [5].

1-2-1 description du cryostat

Un cryostat, schématisé sur la Figure III- 1 fonctionnant à l'azote liquide est à la base du système expérimental.

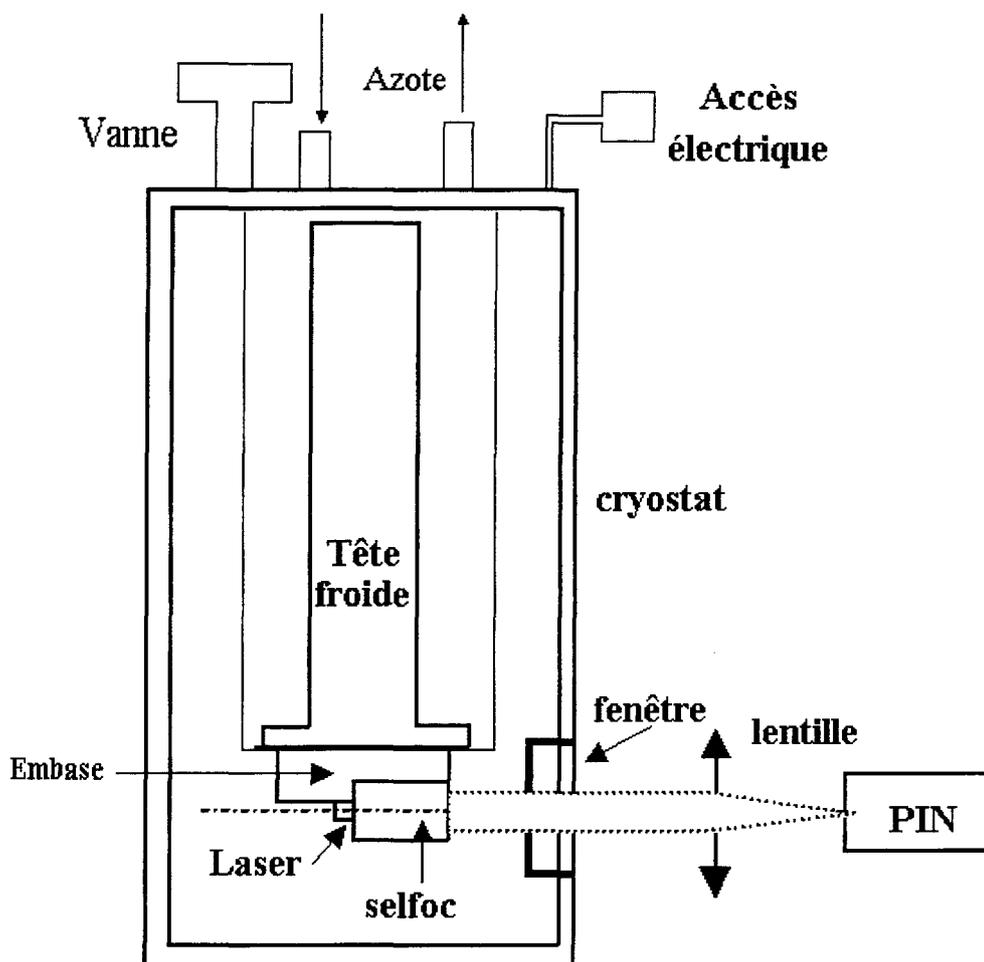


Figure III- 1: schéma du cryostat utilisé

La diminution de la température est assurée par un flux d'azote liquide circulant dans le réservoir du cryostat. Le composant que l'on souhaite refroidir, est placé à l'intérieur de l'enceinte du cryostat. Cette enceinte est sous vide, elle est pompée pour éliminer toutes les molécules d'eau qui pourraient gêner le fonctionnement du composant. Le vide nécessaire est de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-6} millimètres de mercure. Une pompe turbo assure cette descente de pression.

La réduction de température a lieu par échange thermique entre deux surfaces mises en contact: la tête froide du cryostat et l'embase du composant.

Un thermocouple situé dans l'enceinte du cryostat mesure la température de la tête froide.

Une régulation de température est associée au cryostat. Elle permet notamment de réguler la température à des valeurs intermédiaires entre 300K et 77K.

Le laser est donc placé à l'intérieur du cryostat sur une embase que nous allons décrire, dans l'enceinte pompée.

Le cryostat est équipé de fenêtres traitées antireflet pour l'infrarouge ($0,8\mu\text{m}$ - $1,6\mu\text{m}$), permettant le passage de la lumière issue du laser.

1-2-2 embase cryogénique

L'embase de support des lasers, cryogénique est conçue avec différents impératifs.

Tout d'abord le choix du matériau: la dilatation thermique des matériaux ne doit pas être trop grande pour limiter les contraintes mécaniques sur le laser. De plus une importante conductivité thermique est nécessaire afin de maintenir le laser à la température de contrôle du cryostat. Et enfin une bonne conductivité électrique est indispensable pour assurer le fonctionnement correct du laser. Un alliage à base de cuivre nous a donné la meilleure satisfaction par rapport à ces trois exigences.

1-2-3 couplage de la lumière

L'objectif étant de mesurer les différentes caractéristiques du laser, il faut pour cela détecter le maximum de signal optique à l'extérieur du cryostat.

Un système de focalisation doit permettre à la lumière de traverser la fenêtre du cryostat, avec un faisceau collimaté pour limiter les pertes à la traversée. Les pertes au couplage de ce dispositif doivent être limitées. De plus ce système doit permettre de changer de composant de façon simple et rapide à moindre coût. L'encombrement est aussi à prendre en compte puisque nous disposons uniquement de 5 cm^3 dans l'enceinte, pour placer le laser sur l'embase.

Nous avons choisi d'utiliser un système de focalisation constitué d'une lentille de type Selfoc micro-positionnable dans les trois axes devant le laser représenté sur la Figure III- 2.

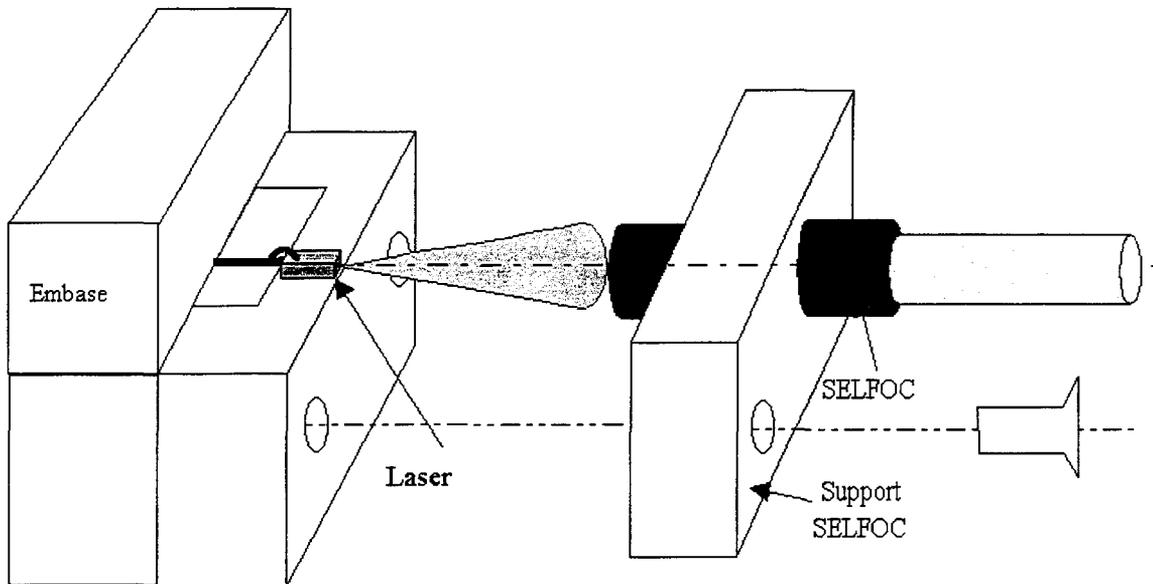


Figure III- 2: système de focalisation de la lumière issue du laser avec une micro- lentille

Lorsque le maximum de lumière est couplé dans la lentille, cette dernière est fixée avec des vis, dans la position assurant les pertes minimales.

1-2-4 alimentation électrique continue et hyperfréquence

L'alimentation électrique continue du laser est assurée au moyen de petits câbles cryogéniques pré-installés par le constructeur du cryostat.

Deux types d'embase pour maintenir le laser ont été conçues et réalisées :

- ** une embase ne permettant pas de moduler le laser en hyperfréquence, utilisée pour des caractérisations statiques de composants (choisie pour son faible coût, sa maniabilité,..) : appelée « embase cw ».

- ** une embase hyperfréquence permettant de moduler le laser jusqu'à 20 GHz : appelée « embase hyper ».

Les connecteurs hyperfréquences (de type K) et le câble sont de marque Wiltron, cryogéniques. Une traversée cryogénique, hyperfréquence et étanche a été réalisée (avec beaucoup de difficultés pour trouver les composants cryogéniques (câble et traversée étanche) permettant de travailler jusqu'à 20GHz.).

Les embases, quel que soit leur type sont fixées sur la tête froide du cryostat avec une orientation par rapport aux fenêtres telle que le faisceau ne traverse jamais la fenêtre à 90° et ceci, pour éviter toute réflexion optique résiduelle sur la fenêtre.

Selon les manipulations, la lumière issue du laser est focalisée sur un détecteur ou dans une fibre optique. Un dispositif de couplage dynamique est donc mis en place et sera utilisé pour toutes les caractérisations expérimentales nécessitant le passage du faisceau lumineux dans une fibre optique. Le faisceau lumineux collimaté est collecté après la traversée de la fenêtre du cryostat et focalisé dans une fibre lentillée par l'intermédiaire d'une seconde lentille de type SELFOC.

La difficulté d'alignement vient du fait que le couplage dans la fibre s'effectue après plusieurs centimètres de propagation en espace libre et de l'accumulation des différentes lentilles.

Le cryostat lui-même est placé sur un plateau rotatif et inclinable afin de corriger les défauts angulaires.

Le schéma à la figure III- 3 permet de visualiser plus aisément le dispositif.

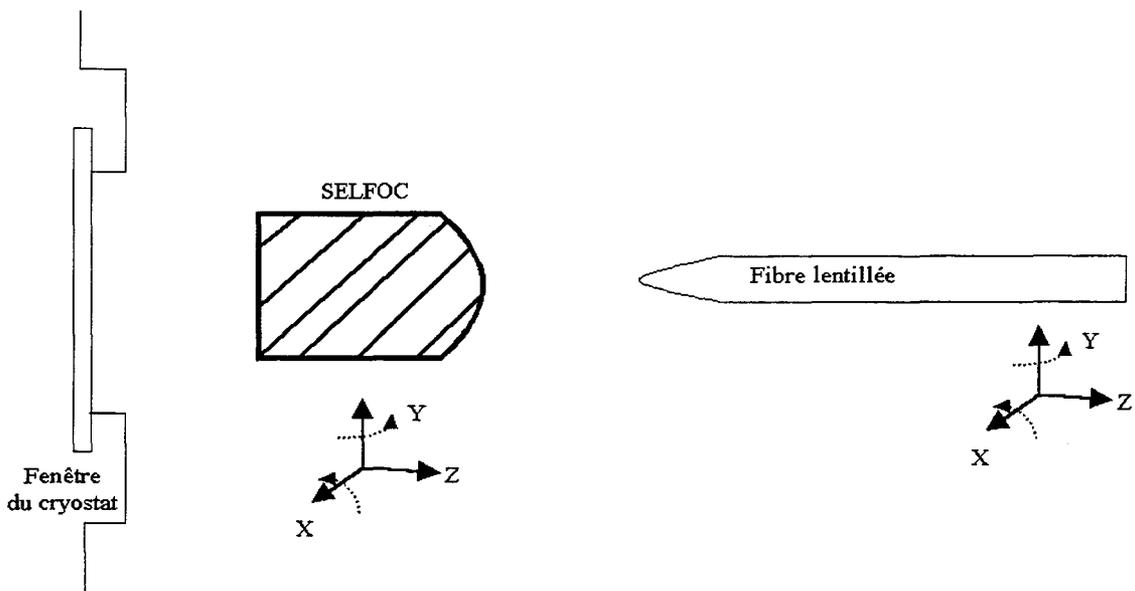


Figure III- 3: dispositif de couplage de la lumière issu du laser dans une fibre optique monomode

Les pertes totales au couplage sont donc constituées:

des pertes au niveau de la première SELFOC: entre 2 et 3 dB

des pertes à la traversée de la fenêtre: environ 2 dB

des pertes au niveau de l'injection du signal dans la fibre: entre 3 et 6 dB.

Les valeurs typiques des pertes sont :

4 à 5dB pour le dispositif de focalisation sur un détecteur

7-11 dB lorsque la lumière est couplée dans une fibre optique.

Les différents points de mise en oeuvre (réduction de la température, maintien du composant sous vide, couplage de la lumière) étant résolus, les expérimentations sont alors possibles dans de bonnes conditions.

1-3 Description des composants utilisés:

Plusieurs lasers ont été mesurés sur les deux types d'embase.

Il s'agit de composants de InGaAs sur InP émettant à $1,55\mu\text{m}$ à température ambiante, généralement Fabry-Pérot (multimodes longitudinaux) de structure à ruban (« Ridge » en anglais) à puits quantiques contraints, résultant d'études récentes.

Les longueurs de cavité peuvent varier d'un composant à l'autre entre $400\mu\text{m}$ et $600\mu\text{m}$.

Des mesures préliminaires (de puissance optique émise en fonction du courant par exemple) sur des lasers plus anciens, à structure enterrée, sont également présentées mais seule la structure à ruban a été étudiée en détail.

La structure est représentée sur la figure I- 13.

2- PERFORMANCES DES LASERS A SC A BASSES TEMPERATURES

2-1 Caractéristiques statiques: P(I)- V(I)

Le banc de mesure de la puissance optique P, émise en fonction du courant d'alimentation de la diode laser I, associée à une mesure de la tension V aux bornes du laser est décrit dans le chapitre I.

Les caractéristiques P(I) et V(I) ainsi définies permettent de déduire, entre autres caractéristiques:

le courant de seuil I_s du laser ;

le rendement différentiel externe η_d , pente de la courbe $P(I)$ au seuil ;
 la résistance série R_s de la puce (et de son embase).

Les puissances optiques mesurées sont à corriger des pertes au couplage α_{pertes} , obtenues avec le système de focalisation à lentille selfoc grâce à la connaissance de la puissance optique « vraie », P_{vraie} issue de la puce laser à l'ambiante.

La valeur des pertes est supposée constante avec la température, ce qui est vérifié expérimentalement.

Les mesures de $P(I)$ et $V(I)$ sont effectuées tous les 50K pour avoir une évolution précise des paramètres avec la température.

Les Figure III-4 et Figure III-5 suivantes représentent l'évolution typique des $P(I)$ $V(I)$ avec la température de lasers Fabry-Pérot, à ruban.

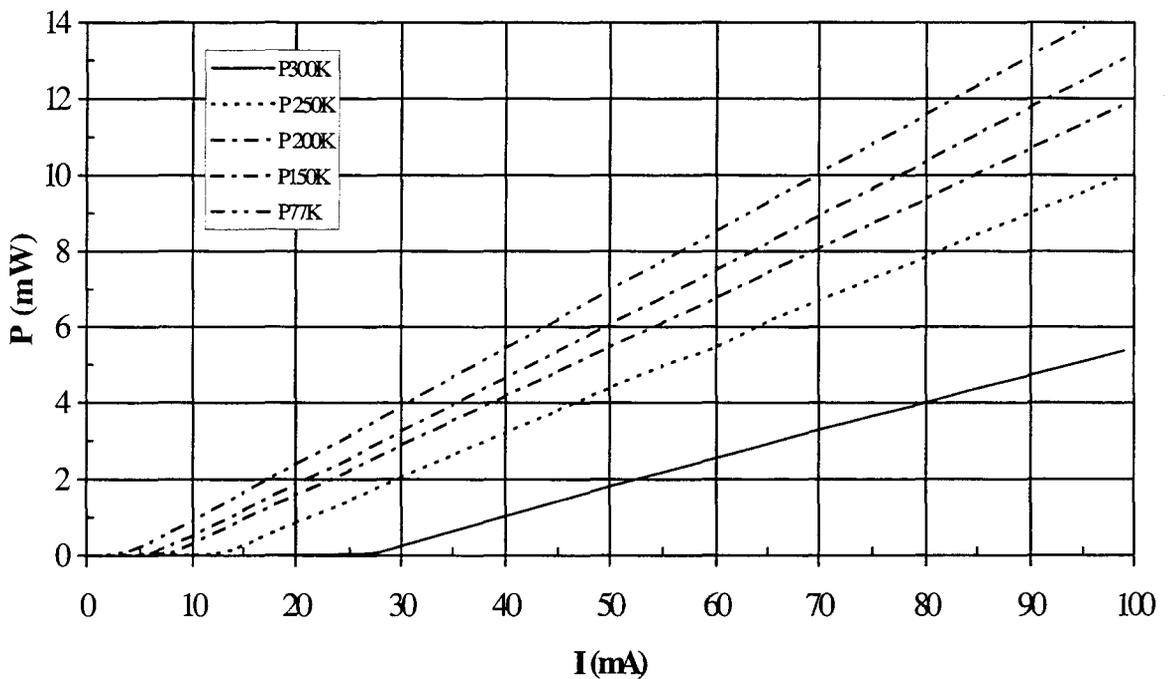


Figure III- 4: variation de la courbe $P(I)$ avec la température: le courant de seuil diminue et la pente de la droite augmente quand T diminue

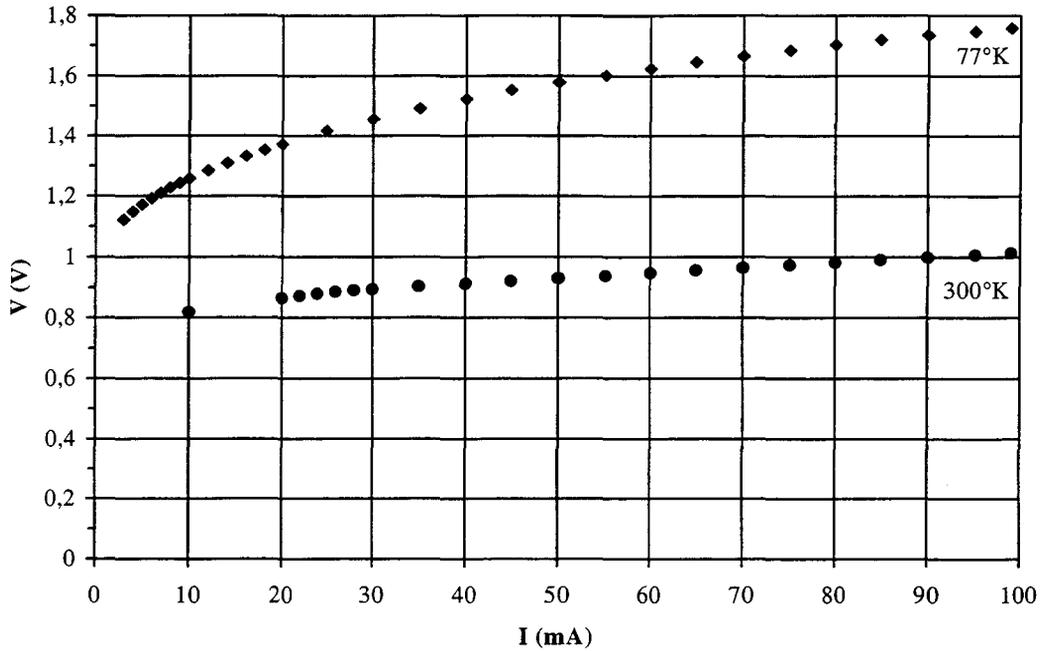


Figure III- 5: variation de la courbe $V(I)$ avec la température

Les valeurs de I_s , η et R_s sont directement déduites et les tendances générales sont:

- une diminution importante du courant de seuil ;
- une augmentation du rendement ;

une variation de la résistance série, à modérer suivant le type d'embase, car les embases possèdent une résistance série susceptible de masquer l'évolution de celle du laser.

Avant d'exploiter plus largement ces résultats, nous énoncerons quelques remarques concernant les lasers de structure BRS pour lesquels les variations typiques de la puissance optique en fonction du courant et de la résistance série avec la température, sont représentées sur les courbes III- 6 et III-7 [6].

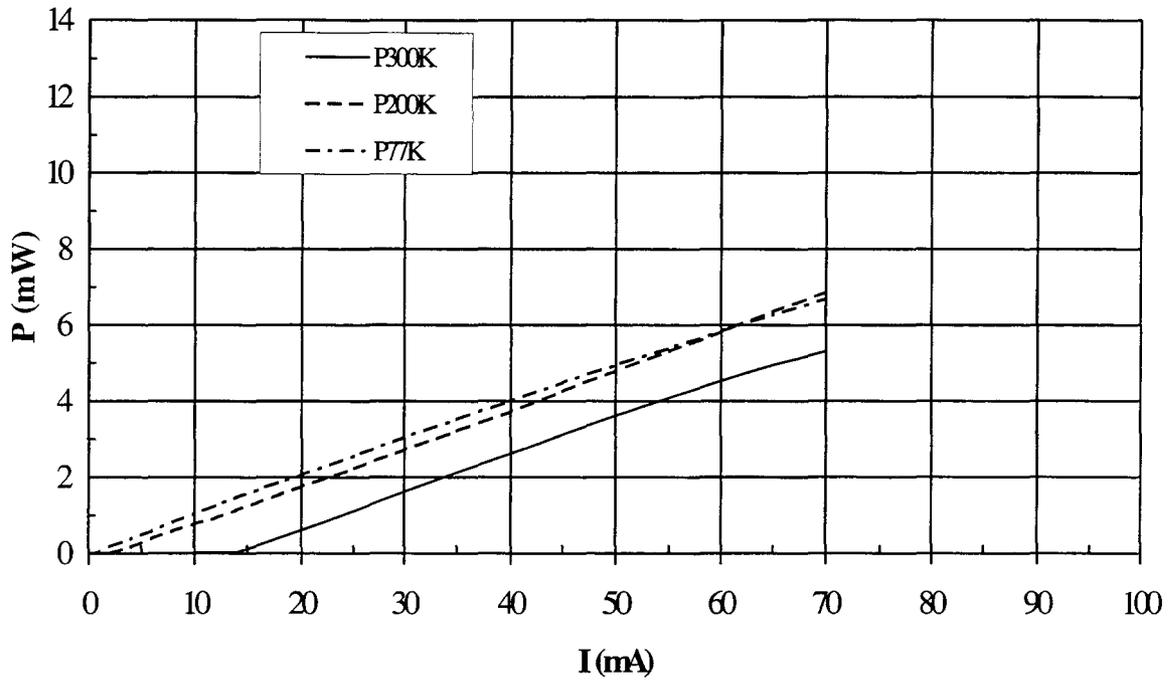


Figure III- 6: variation de la courbe de $P(I)$ avec la température d'un laser BRS

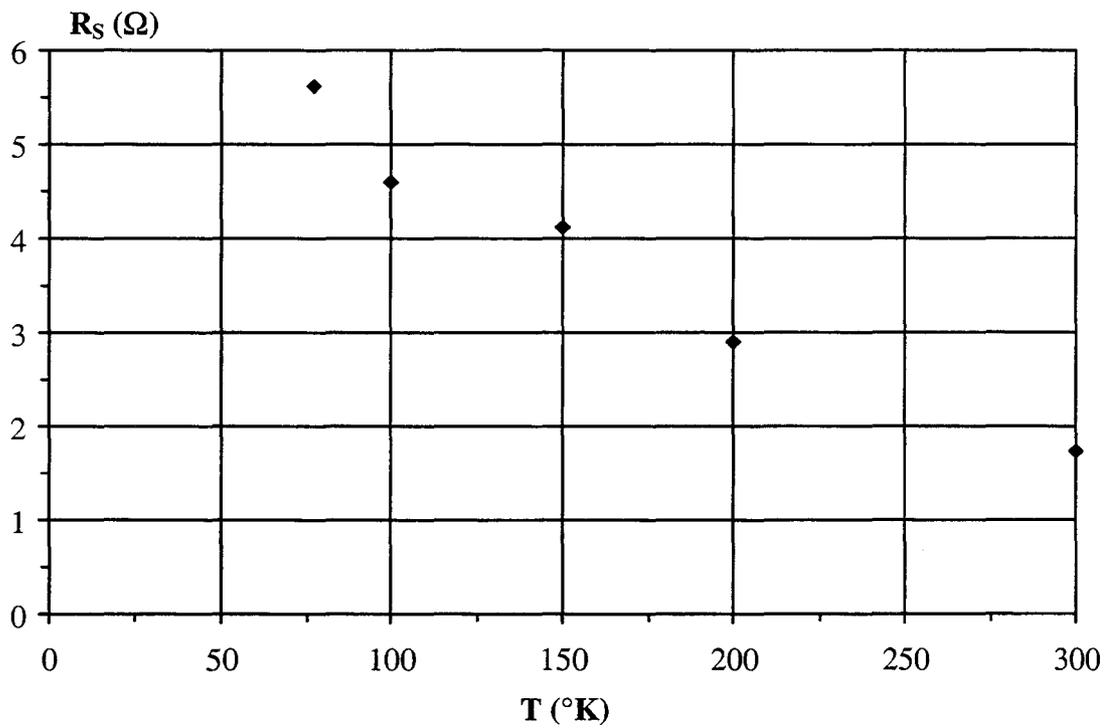


Figure III- 7: augmentation de la résistance série d'un laser BRS avec la température

Les variations des paramètres I_s , η_d , R_s , entre 300K et 77K sont un peu plus spectaculaires que pour les lasers à ruban. En effet ces lasers présentent des fuites de courant importantes dans l'homojonction constituant la zone active. Or ces fuites étant moins importantes à basse température, le comportement général du laser n'en est que meilleur.

Le Tableau 1 résume les différentes valeurs obtenues sur plusieurs composants. Il montre la bonne reproductibilité des mesures, importante avant d'émettre des conclusions.

T K	Paramètres	TGB 154D 2 (embase cw)	TGB 154D 3 (embase hyper)	TGB 191B1 (embase hyper)	TGB 199B1 (embase cw)	TGB 199D 125 (embase hyper)
300	I_s	23,2	22,4	21,6	26,3	30
	η_d	0,2	0,2	0,2	0,2	-
	R_s	3	7,1	8,3	2,5	-
250	I_s	13,8		11,5	15,2	19
	η_d	0,24	0,21	0,22	0,26	-
	R_s	3,2	7,8	8,3	2,8	-
200	I_s	9		8,1	10,24	13
	η_d	0,28	0,25	0,29	0,32	-
	R_s	3,75	8,2	10,3	2,8	-
150	I_s	7		7,7	9,1	13
	η_d	0,44	0,27	0,29	0,35	-
	R_s	3,75	8	9,4	3,9	-
100	I_s	5,8		5,8	6,5	9,6
	η_d	0,5	0,3	0,33	0,35	0,49
	R_s	3,7	8,2	10,3	4,2	-
77	I_s	4,3	4,6	4,6	4,7	8,5
	η_d	0,5	0,3	0,34	0,35	-
	R_s	3,5	7,9	9,4	4,7	-

Tableau 1 : évolution du courant de seuil (en mA), de la résistance série (en ohms) et du rendement externe différentiel (en W/A) avec la température.

Tout d'abord, nous remarquons que les valeurs des résistance série sont différentes suivant le type d'embase. La résistance série de l'« embase hyper » seule est grande, de l'ordre de 6Ω mesurée, du fait de la colle utilisée pour les circuits électriques d'accès hyperfréquences.

Les variations en fonction de la température peuvent maintenant être commentées:

*La résistance série augmente avec la diminution de la température. Ce phénomène est caractéristique de la dégradation du contact ohmique présent pour la prise de contact électrique sur le laser. En effet, la courbe $V(I)$ devient de moins en moins linéaire au fur et à mesure que la température diminue (c.f. Figure III-5).

Ce phénomène n'est pas gênant pour un fonctionnement du laser en continu. En revanche, en dynamique, en présence d'une modulation hyperfréquence, cette résistance série est associée à une capacité de contact parasite et génère une fréquence de coupure du type $1/2\pi RC$ qui peut réduire la bande passante du système.

A température ambiante par exemple, pour R_s et C respectivement égaux à 3 Ohms et 4 pF, cette fréquence de coupure vaut 13 GHz environ.

Une augmentation de 1 ohms réduit la fréquence de coupure à 10 GHz environ.

L'effet sur la bande passante à -3 dB du laser est donc immédiat.

*Le courant de seuil diminue avec T . Il suit une évolution exponentielle [4-7-8]:

$$I_s \approx \exp\left(\frac{T}{T_0}\right)$$

EQ III- 1

où T_0 est la température caractéristique du laser utilisée pour qualifier la sensibilité d'un laser aux variations de températures.

La Figure III- 8 illustre expérimentalement cette propriété de I_s .

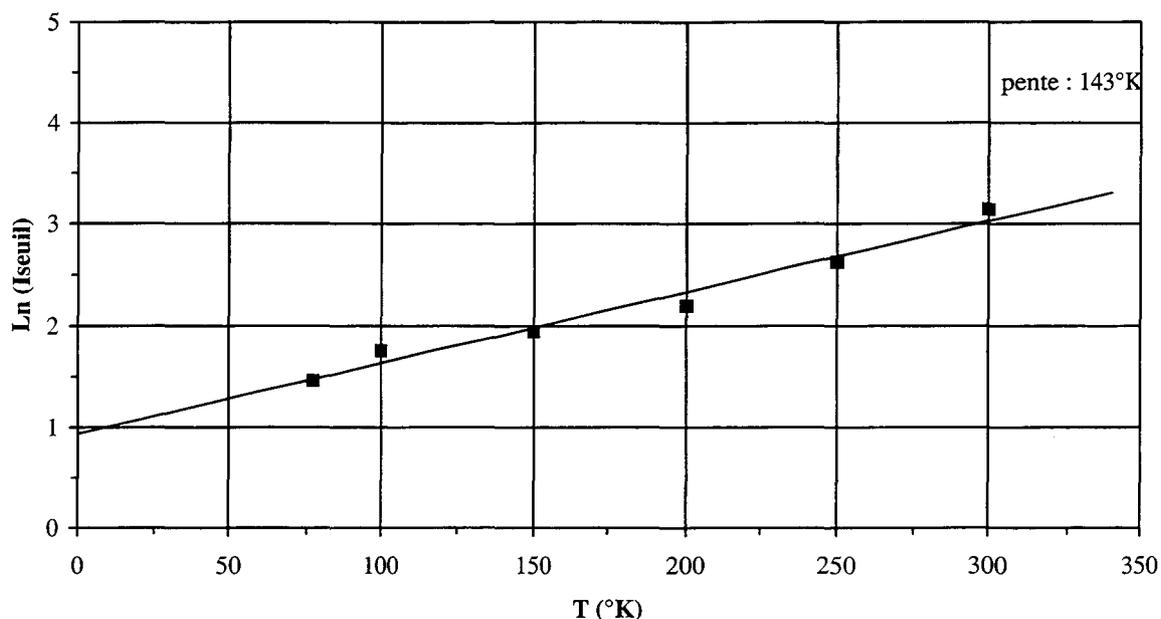


Figure III- 8: évolution exponentielle du courant de seuil avec la température

Les valeurs typiques de T_0 pour des lasers InGaAsP sont inférieures à 100K [4].

Sur les cinq lasers cités précédemment, nous obtenons:

	TGB 154D 2 (embase cw)	TGB 154D 3 (embase hyper)	TGB 191 B1 (embase hyper)	TGB 199 B1 (embase cw)
T_0 (K)	143	145	165	142

Tableau 2 : valeurs de T_0 obtenues pour des variations de température de 77K à 300K.

Les valeurs de T_0 ainsi données sont un peu élevées par rapport aux valeurs classiques trouvées dans la littérature [4].

Il s'agit en fait d'une valeur de T_0 , globale, couvrant une large gamme de température de 300K à 77 K. Des changements de pente peuvent apparaître dans la courbe représentant la variation exponentielle du seuil avec la température. Mais nous avons préféré donner un paramètre global.

Cette diminution du courant de seuil se comprend sans équation, si on considère les mécanismes de recombinaison des porteurs dans un laser à semi-conducteurs, avec la

distinction des émissions radiatives (spontanée et stimulée), et non radiatives (principalement de type Auger).

Des photons sont émis s'il s'agit d'émission radiative. D'autres sont absorbés. Les émissions non radiatives sont une « perte » de porteurs et ne contribuent pas à la génération de lumière. Lorsque la température diminue, les phénomènes non radiatifs, sont réduits [4-9]. La densité de porteurs nécessaire pour réaliser l'inversion de population est moindre puisque moins de porteurs sont « perdus ». L'émission de lumière cohérente a donc lieu, plus tôt sur une échelle d'injection de courant. Le seuil à partir duquel l'effet laser a lieu, est diminué.

* La pente de la courbe P(I) permet d'obtenir le rendement quantique différentiel η_d du laser.

$$\eta_d = \frac{1}{2} \eta_i * \frac{2q}{h\nu} \frac{dP}{dI}$$

EQ III- 2

ou η_i est l'efficacité quantique interne représentant la fraction de porteurs injectés convertis en photons.

Les résultats expérimentaux typiques indiquent une augmentation de η_d allant de 1,5 fois à 2,5 fois de 300K à 77K.

Avec un raisonnement similaire à celui utilisé pour expliquer la variation de I_s avec la température, on peut dire que η_d augmente avec la température puisque η_i augmente, cela même découlant directement de la diminution des recombinaisons de porteurs non-radiatives (Auger).

On peut également exprimer η_d d'une autre manière:

$$\eta_d = \frac{1}{2} \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \frac{h\nu}{q}$$

EQ III- 3

où α_m sont les pertes créées sur les miroirs et α_i les pertes internes dans les couches.

L'augmentation de η_d peut également refléter une diminution des pertes dans la cavité ou au niveau des miroirs suite à l'abaissement de température. Ceci pourrait d'ailleurs expliquer les écarts entre les différents lasers suivant la qualité des miroirs.

A partir des précédentes observations, la puissance maximale que peut émettre le laser est modifiée à basse température: du fait de l'augmentation du rendement, et de la diminution du seuil, à courant laser donné, la puissance optique est plus grande.

La diminution du seuil est bénéfique pour réduire les effets thermiques apparaissant à fort courant: à une température donnée, le seuil augmente lorsque le courant du laser augmente, dû à l'échauffement de la cavité. La puissance optique émise est donc inférieure à celle prévue à seuil constant, il y a un phénomène de saturation du $P(I)$. Or en diminuant la température, d'une part, le seuil diminue, donc la marge de manoeuvre, même après échauffement de la cavité, est plus grande, d'autre part, l'échauffement dans une atmosphère à 77K est moins grand que dans une atmosphère à 300K.

Ceci est bien illustré sur la Figure III- 9.

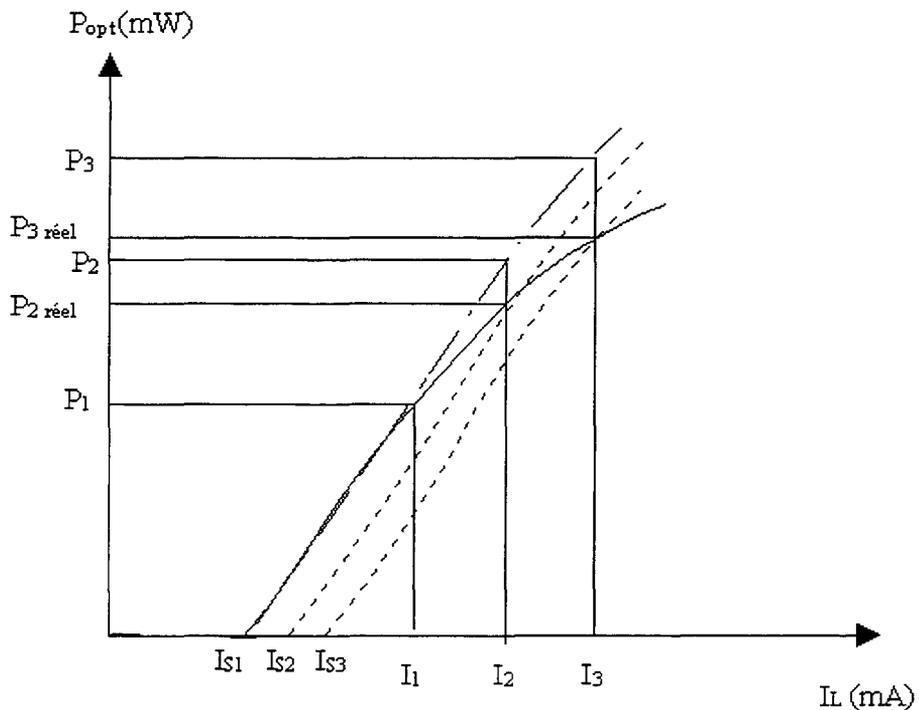


Figure III- 9: saturation de la puissance optique avec l'augmentation du courant. La saturation est moins grande à basse température

2-2 Caractéristiques statiques: spectre de longueur d'onde

2-2-1 mise en oeuvre expérimentale

L'étude du spectre de longueur d'onde est effectuée avec un analyseur de spectre optique de marque Anritsu-Wiltron.

Les informations que l'on peut obtenir de l'étude du spectre sont nombreuses.

Tout d'abord la longueur d'onde centrale d'émission du laser, λ_{FP} , la distribution des modes longitudinaux, suivant si le laser est multimode ou monomode longitudinal (nous reviendrons juste après, sur ce point) ;

ainsi que d'autres caractéristiques plus précises telle que :

- la largeur de la courbe d'émission spontanée au seuil ;
- l'écart des modes Fabry-Pérot de la cavité.

Ces grandeurs sont toutes mesurées expérimentalement.

D'autres grandeurs sont ensuite déduites par le calcul.

Remarque importante sur l'aspect « monomode/multimode » :

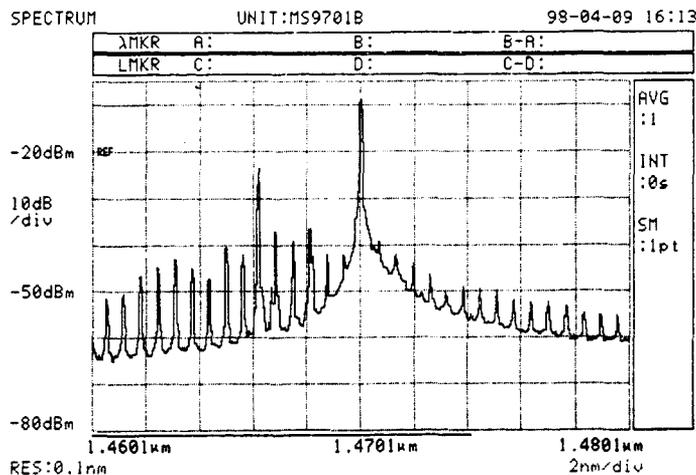
Les caractérisations à basses températures concernent essentiellement des lasers « multimodes ». Si le laser est affecté par des changements dans sa nature de fonctionnement autre que la modification de la température, les conclusions, quant à l'influence de la température, ne seront pas possibles.

En terme d'étude du spectre, cet aspect là est amplifié puisque les lasers monomodes, DFB, ne le reste que sur une plage de température réduite. Il est bien sûr très intéressant de connaître l'évolution des modes du DFB avec le refroidissement (ceci est développé dans la partie 2-2-5) mais dans un premier temps nous nous attachons principalement à la caractérisation de lasers multimodes à température ambiante, de cavité Fabry-Pérot, donc restants multimodes à 77K. L'effet de la température est donc prédominant.

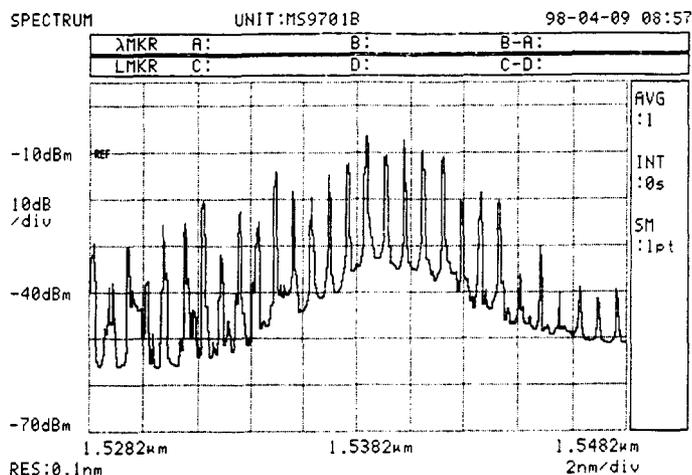
2-2-2 résultats expérimentaux

Des spectres d'émission sont présentés sur la figure III- 10, pour un courant laser égal à 4 fois I_s , à température ambiante et à 77K.

La longueur d'onde centrale du spectre d'émission du laser est mesurée sur ces spectres en fonction de la température.



a)



b)

Figure III- 10: spectres optiques d'émission mesurés à 4 fois le courant de seuil pour $T=77\text{K}$ (a) et $T=280\text{K}$ (b)

L'évolution de λ_{FP} avec T est décroissante et linéaire.

La Figure III- 11 montre l'évolution de λ_{FP} avec T : à 300K le laser émet autour de $1,56\mu\text{m}$ contre $1,47\mu\text{m}$ à 77K pour un courant laser de trois fois le seuil.

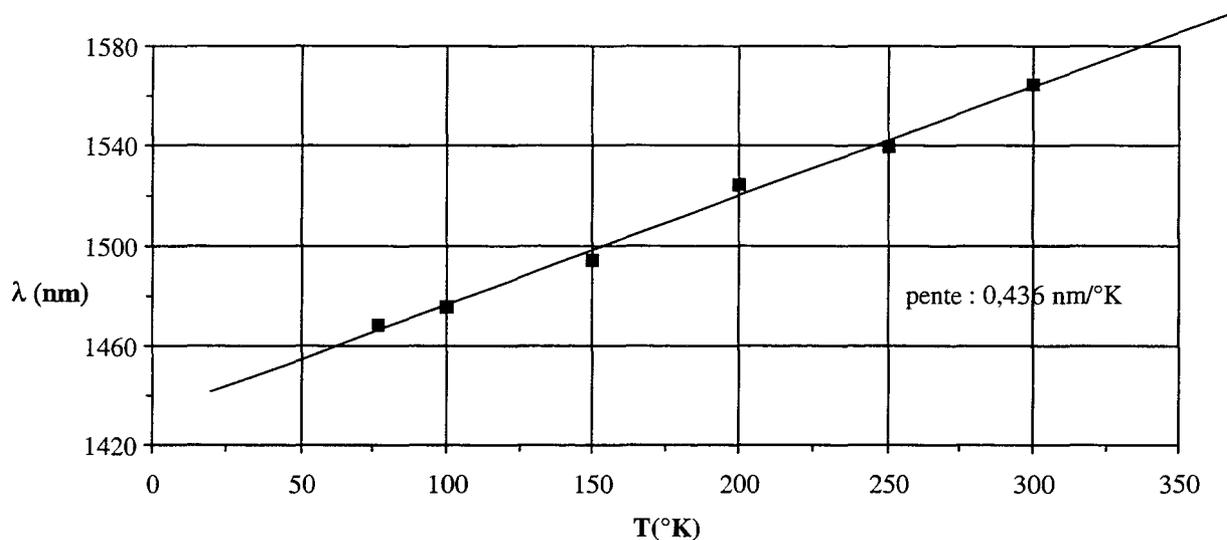


Figure III- 11: variation de la longueur d'onde centrale d'émission avec la température

L'écart en longueur d'onde entre les différents modes longitudinaux de la cavité Fabry-Pérot $\Delta\lambda_{\text{FP}}$ est mesuré: un exemple de spectre est donné Figure III- 12.

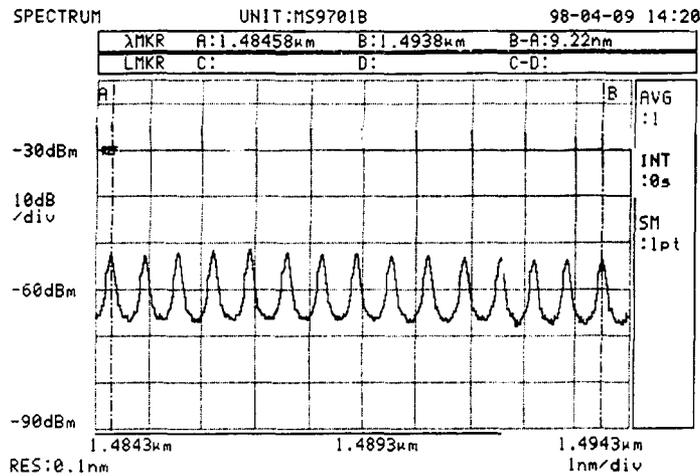


Figure III- 12: représentation du spectre optique ajustée pour mesurer l'écart entre les modes longitudinaux de la cavité Fabry-Pérot

Cet écart diminue très légèrement lorsque la température diminue.

La mesure de la largeur à mi-hauteur de la courbe d'émission spontanée est intéressante pour la suite, nous le verrons. Elle s'effectue à $I=I_s$ puisqu'en effet au seuil, ou juste en dessous, l'émission spontanée de photons est dominante.

La difficulté de cette mesure apparaît à basse température car dès que le courant laser dépasse le courant de seuil, l'émission stimulée masque l'émission spontanée. Or à basse température le seuil ayant fortement diminué, un écart même faible dans l'ajustement du courant laser aura plus de conséquence qu'à 300K. En clair, une variation de courant de 1mA sur 20 mA n'a pas le même effet que sur 4 mA!

La largeur de la courbe d'émission spontanée diminue lorsque la température diminue (Tableau 3).

Les valeurs typiques des différents lasers mesurés sont résumés dans le Tableau 3

avec $*\delta\lambda_{FP}/\delta T$ la pente de la droite représentant la variation de λ_{FP} avec la température

$*\delta(\Delta\lambda_{FP})/\delta T$ la pente de la droite représentant la variation de $\Delta\lambda_{FP}$ avec la température

$*\Delta\lambda_{-3dB}$ la largeur de la courbe d'émission spontanée

(nm/K)	TGB-154D-n°3 (Embase hyper)	TGB 191 B1 (embase hyper)	TGB 199 B1 (embase cw)	TGB 199 D 125 (embase hyper)
$\delta\lambda_{FP} / \delta T$ (3*Is)	0,35	0,39	0,35	0,3
$\delta\lambda_{FP} / \delta T$ (I<Is)	-	0.57	0.63	-
$\delta(\Delta\lambda_{FP}) / \delta T$ (*10-5)	31	59	44	26
$\Delta\lambda_{-3dB}$ à 300K (nm)	41	28	22	23
$\Delta\lambda_{-3dB}$ à 77K (nm)	27	12,5	13	13
$\delta(\Delta\lambda_{-3dB}) / \delta T$	0,07	0,064	0,035	0,044

Tableau 3 : paramètres déduits de la mesure du spectre optique en fonction de la température.

2-2-3 théorie

Pour donner quelques explications aux phénomènes expérimentaux décrits en b), il convient de rappeler que le laser est constitué de matériaux semi-conducteurs, avec un processus d'émission de rayonnement.

L'émission de lumière a lieu si l'énergie des photons $h\nu$ est au moins égale à l'écart E_g entre les bandes de conduction et les bandes de valence, soit la bande interdite du matériau:

Si E_g est exprimé en électron volt, la longueur d'onde en microns est [4]:

$$\lambda \leq \frac{1,24}{E_g}$$

EQ III- 4

Or lorsque l'on diminue la température la bande interdite du matériau semi-conducteur augmente et on peut calculer le changement de longueur d'onde introduit par un changement de température avec:

$$\frac{\Delta\lambda}{\Delta T} = -\frac{1,24 * \Delta E_g}{E_g^2 * \Delta T}$$

EQ III- 5

Typiquement: pour $\Delta T=300-77=223K$, on a $\Delta E_g=0,1eV$ pour l'InGaAsP d'où $\Delta\lambda/\Delta T=0,77nm/K$.

Cette valeur est plus élevée que celle mesurée expérimentalement au dessus du seuil (à $3*I_s$) (Tableau 3) de l'ordre de 0,3 ou 0,4 nm/K.

En effet, deux effets simultanés interviennent dans la détermination de la longueur d'onde d'émission:

d'une part, la bande interdite du matériau semi-conducteur de la zone active
mais aussi le courant de seuil.

Si on trace l'évolution de la longueur d'onde centrale mesurée en dessous du courant de seuil, sur la courbe de gain, avec la température, la pente $\delta\lambda_{FP}/\delta T$ est supérieure à celle mesurée au dessus du seuil (cf Tableau 3 pour $I < I_s$). Les valeurs typiques proches de 0,6nm/K se rapprochent de la valeur théorique calculée de 0,77nm/K. Dans ce cas-là l'influence du courant de seuil est réduite.

L'influence du courant de seuil sur la longueur d'onde d'émission est expliqué ainsi : les porteurs injectés dans la cavité peuplent progressivement des niveaux d'énergie croissante des bandes de valence et des bandes de conduction. L'écart d'énergie, pour les porteurs peuplant des niveaux de plus forte énergie est donc plus grand, donc la longueur d'onde avec laquelle sont émis les photons diminue au fur et à mesure que le courant augmente (pour se stabiliser ensuite après le seuil avec la densité de porteurs).

Si la température diminue, le seuil et donc la densité de porteurs au seuil diminuent, ce qui tend à réduire la différence d'énergie E'_g entre un électron et un trou qui se recombinent. Le photon ainsi émis a une longueur d'onde plus grande [5].

Les deux effets (seuil et bande interdite) opposés, sont combinés. La résultante est malgré tout une diminution de λ_{FP} quand la température diminue (avec une pente décroissante de 0,35 nm/K typique).

2-2-4 déduction de paramètres intrinsèques

Nous avons relevé d'autres paramètres sur l'analyseur de spectre optique avec un intérêt bien précis: le calcul du coefficient d'émission spontanée β que nous allons décrire plus en détail. Ce paramètre intervient dans l'expression du taux d'émission spontanée R_{spont} dans les équations d'évolution du laser (cf chapitre I). Ce dernier rend compte de la part de photons émis spontanément par rapport à la population totale de photons.

Il représente la fraction des photons émis spontanément qui se retrouve dans le mode laser. Son expression [4] est:

$$\beta = \frac{\lambda_{FP}^4}{4\pi^2 n_{eff}^2 n_g \Delta\lambda_{-3dB} V}$$

EQ III- 6

avec n_{eff} l'indice effectif du matériau

n_g l'indice de groupe

V le volume de la cavité

$\Delta\lambda_{-3dB}$ la largeur à mi-hauteur de la courbe d'émission spontanée au seuil.

L'indice de groupe est également un paramètre que l'on calcule à partir de la mesure de l'écart entre les modes Fabry-Pérot de la cavité:

$$\Delta\lambda_{FP} = \frac{\lambda_{FP}^2}{2Ln_g}$$

EQ III- 7

avec L la longueur de la cavité.

$\Delta\lambda_{FP}$ est obtenu à partir de la condition d'émission laser dans une cavité constituée de deux miroirs (cf chapitre I):

$$k\lambda_{FP} = 2 * n_{eff} L$$

EQ III- 8

où k est un entier

et λ_{FP} est la longueur d'onde associée à la fréquence de résonance du k ème mode longitudinal de la cavité Fabry-Pérot de longueur optique $n_{eff} * L$.

Les différents paramètres relevés expérimentalement sur le spectre de longueur d'onde nous permettent donc de calculer β à différentes températures à partir de:

n_g , déduit de λ_{FP} et $\Delta\lambda_{FP}$,

$\Delta\lambda_{-3dB}$,

avec l'indice, $n_{eff}=3,205$, typique pour l'InGaAsP, et le volume, V , fonction des dimension de chaque laser étudié.

Les valeurs de β calculées sont données dans le Tableau 4 en fonction de la température.

T (K)	$\beta (*10^{-4})$ TGB 199B1	$\beta (*10^{-4})$ TGB 191D1	$\beta (*10^{-4})$ TGB 199D 12-05
300	1,4	1,1	1,1
250	1,4	-	1,2
200	1,7	1,3	1,3
150	1,9	1,6	1,4
77	1,8	1,9	1,7

Tableau 4 : évolution du coefficient d'émission spontanée avec la température pour trois lasers.

Les résultats expérimentaux indiquent que le facteur d'émission spontanée augmente quand la température diminue.

Ceci étant dit, il est important de souligner l'impact de cette variation croissante sur le fonctionnement du laser à basse température. Si β augmente, la part d'émission spontanée couplée au mode laser augmente. Or le bruit d'intensité du laser que nous avons calculé dans le chapitre I et dont la mesure est rapportée en 2-3 est étroitement lié à l'émission spontanée. En fait le RIN est même directement proportionnel à β .

L'influence de β sur le RIN à basse température ne va donc pas dans le sens d'une diminution des fluctuations de l'amplitude du signal optique à basse température, alors que nous pressentons une diminution du RIN. Le développement complet de ce fait est effectué au paragraphe 2-3 suivant.

2-2-5 remarque sur les lasers DFB :

La mesure de l'évolution du spectre de longueur d'onde d'un laser DFB avec la température est importante pour confirmer que le laser ne reste monomode longitudinal que sur une plage réduite de température. Son étude complète, lorsqu'il est devenu multimode revient alors à l'étude d'un laser multimode « classique ».

La mise en oeuvre cryogénique de ce laser ne diffère pas de celle des autres car il est placé sur une embase identique.

La puissance optique émise en fonction du courant est mesurée simultanément avec l'observation du spectre de longueur d'onde sur l'analyseur de spectre optique afin de déceler les changements de comportement en spectre et en puissance en même temps. Les mesures sont effectuées tous les 10K afin de caractériser précisément le changement de comportement.

Remarque sur les lasers DFB :

Un laser DFB émet à la longueur d'onde de Bragg. Celle-ci est décalée par rapport à la longueur d'onde du pic de l'enveloppe de la courbe de gain. Elle est généralement située à gauche du pic pour un meilleur gain et à une vingtaine de nanomètres de celui-ci. Cependant les lasers ayant leur longueur d'onde à droite du pic sont tout de même monomode mais avec des performances moins bonnes du fait du gain plus faible. Le laser est donc monomode sur une quarantaine de nanomètres de part et d'autres du pic de la courbe de gain. Les variations typiques de ces grandeurs avec la température sont : une diminution de 0,1nm/K pour la longueur d'onde de Bragg et 1nm/K pour la courbe de gain. Les deux variations superposées permettent un balayage en température de presque 50K avec la conservation du comportement monomode.

Nous allons vérifier cela et détailler un peu l'évolution des différents paramètres issus de la mesure du spectre.

Tout d'abord, nous présentons la courbe d'évolution logarithmique du courant de seuil avec la température : Figure III- 13.

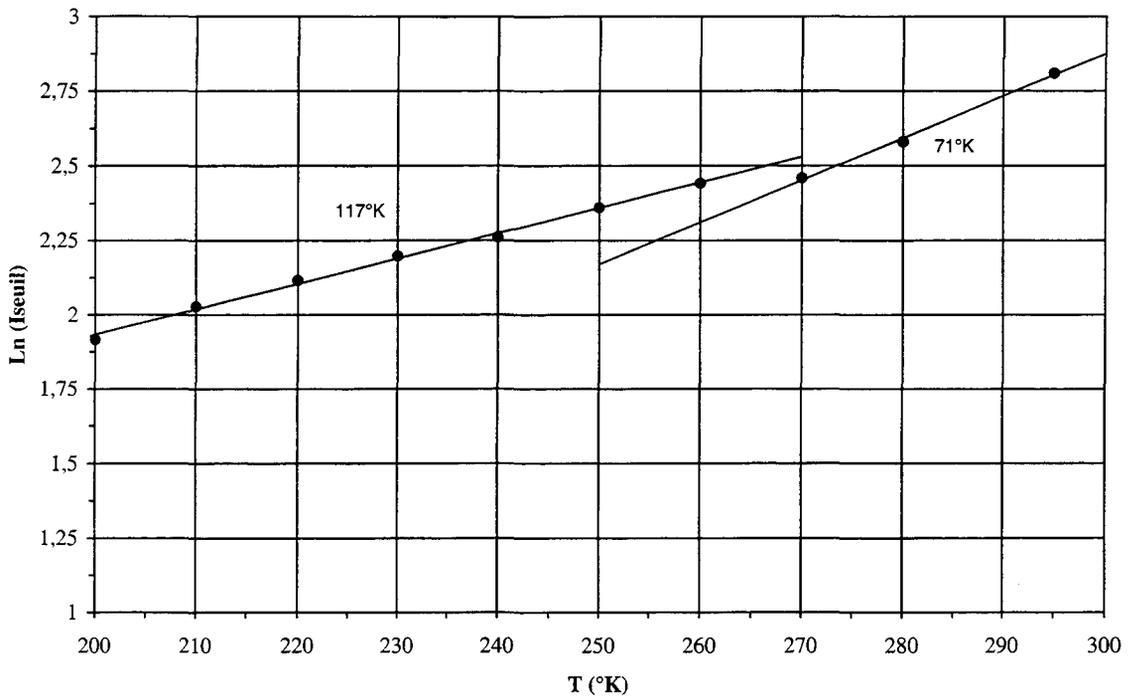
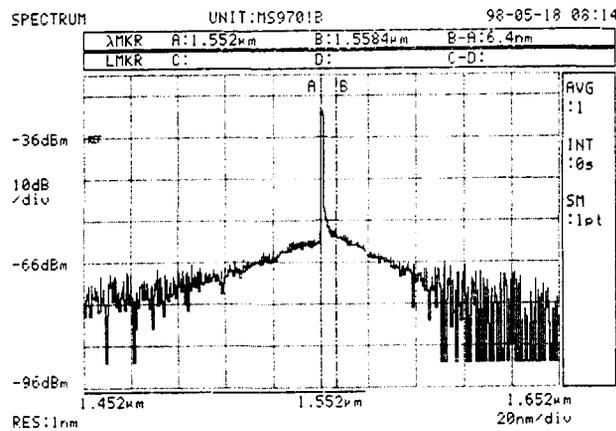


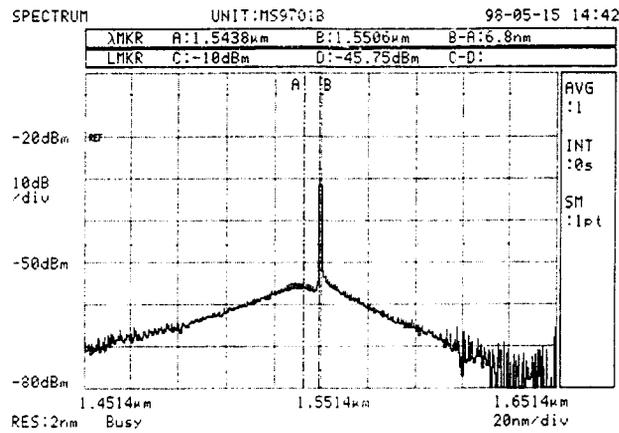
Figure III- 13: variation logarithmique du courant de seuil d'un laser DFB avec la température

Le changement de pente sur cette courbe caractérise un changement de régime de fonctionnement de laser pour une température de l'ordre de 260K.

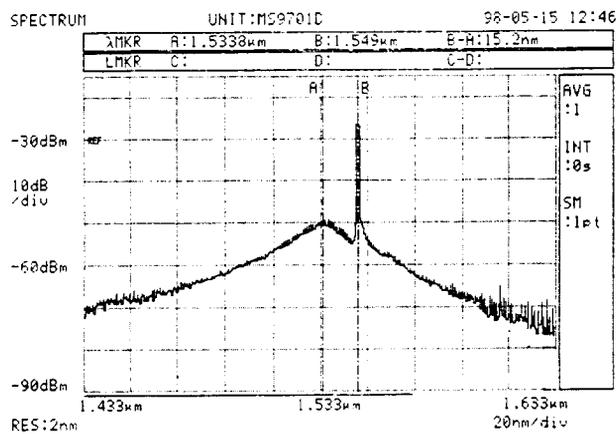
Parallèlement à ce résultat, il est intéressant d'observer différents spectres de longueur d'onde :



a)



b)



c)

Figure III- 14: spectres optiques d'émission d'un laser DFB à différentes températures: 300K (a), 280K (b), 260K (c).

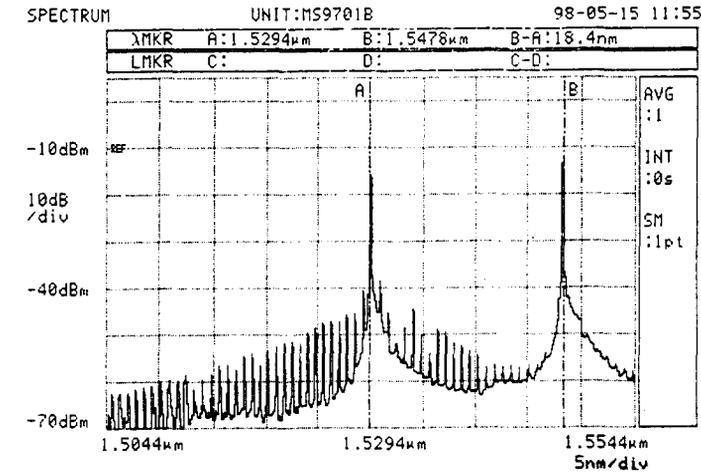
La courbe d'émission spontanée, relevée pour un courant d'alimentation proche du courant de seuil permet d'observer le pic de la courbe de gain et le pic de la longueur d'onde de Bragg.

A 300K, (Figure III- 14 a) la longueur d'onde de Bragg est située légèrement sur la gauche de celle du pic de la courbe de gain, à 6,4nm.

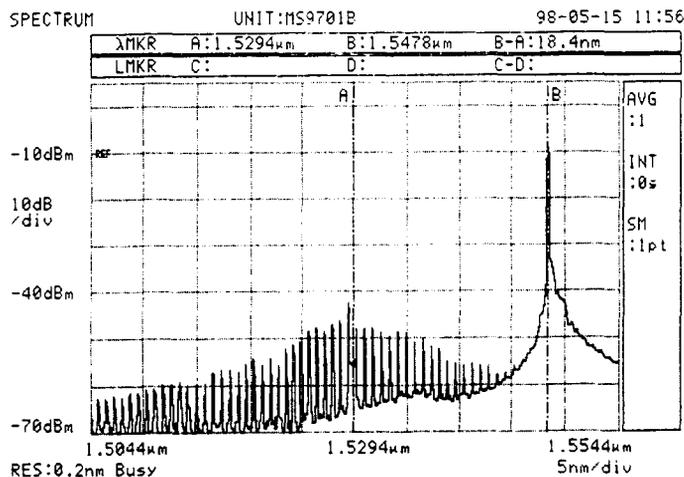
A 280K, (Figure III- 14 b), elle est passé sur le coté droit, à 9,6nm de la longueur d'onde du pic de la courbe de gain.

A 260K, (Figure III- 14 c), elle est à 13,4nm. Enfin à 250K elle est à 18nm, à 240nm, à 22nm et devient imperceptible à 230K.

Lorsque le courant injecté dans la cavité augmente, l'émission laser a lieu. Lorsque le gain disponible au niveau de la longueur d'onde de Bragg est trop faible, le laser émet alors sur les modes longitudinaux de la cavité. La Figure III- 15 permet d'observer la « compétition » entre les divers modes :



a)



b)

Figure III- 15: spectres optiques d'émission du laser DFB à T=250K pour un courant de 40mA (a) et 60mA (b). A 60mA, le comportement monomode du laser s'impose

A cette température, à fort courant, le comportement « monomode » domine.

En dessous de cette température, ce sont finalement les modes Fabry Pérot de la cavité qui disposent d'un gain suffisant pour osciller même à fort courant : ainsi sur la Figure III- 16, on peut observer que le mode de Bragg est trop faible devant les modes au maximum de la courbe de gain.

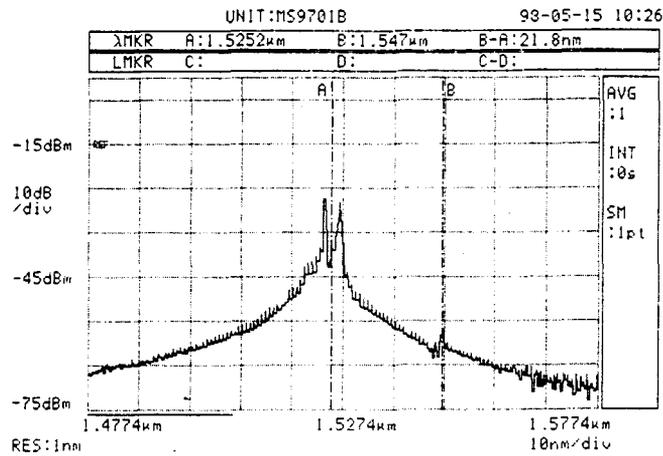


Figure III- 16: spectre optique d'émission du laser DFB, à T=240K et I_l=11mA

Le coefficient d'émission spontanée β , calculé à partir de l'équation donnée précédemment est représenté Figure III-17.

Son évolution avec la température est également significative d'un changement de régime de fonctionnement du laser entre 250K et 260K. En effet pour les températures supérieures à 260K, dans la zone de fonctionnement monomode, il évolue peu avec la température et reste assez faible : de $7 \cdot 10^{-5}$ à $9 \cdot 10^{-5}$, ce qui dénote une grande domination de l'émission stimulée pour la longueur d'onde de Bragg.

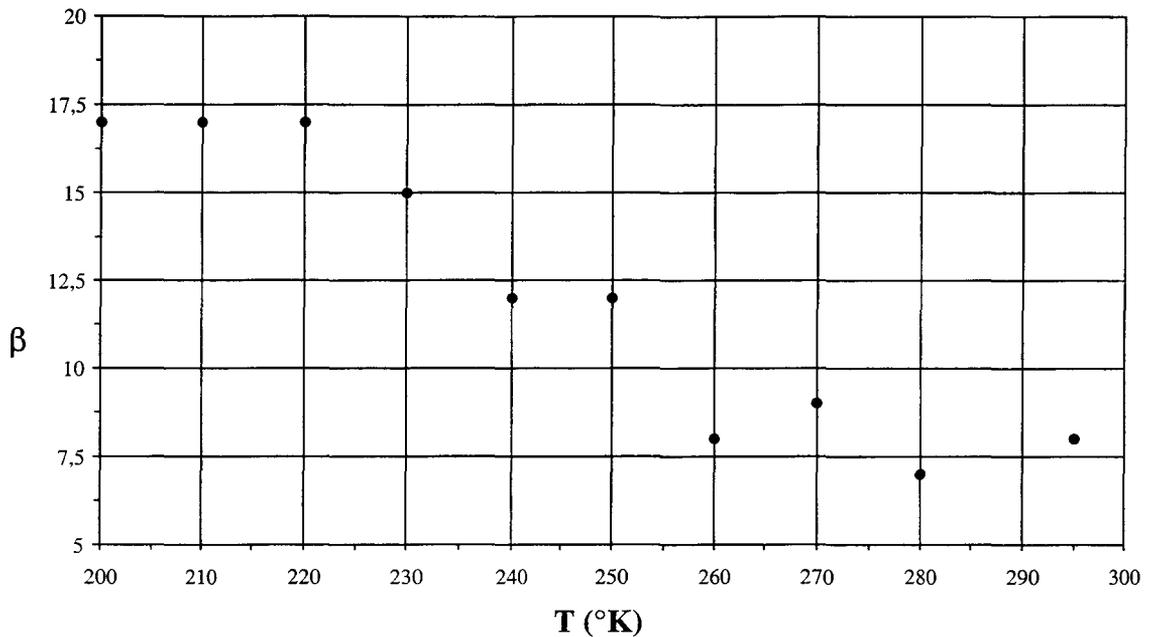


Figure III- 17: variation du coefficient d'émission spontanée ($\times 10^5$) avec la température pour un laser DFB.

Lorsque la température diminue, il augmente fortement pour atteindre les valeurs mesurées sur les lasers multimodes précédents : de l'ordre de $1,5 \cdot 10^{-4}$ à $1,7 \cdot 10^{-4}$. La fraction d'émission spontanée dans l'émission laser dans ce cas est importante résultant du comportement multimode longitudinal.

L'étude expérimentale de l'évolution du spectre optique d'un laser DFB à température ambiante en fonction de la température confirme notre hypothèse de départ. Le laser ainsi refroidit retrouve un comportement multimodal après 40K à 50K d'excursion en température.

2-3 Variation du RIN avec la température :

Dans la cadre d'une détection directe de la lumière, les fluctuations de l'intensité lumineuse peuvent limiter les performances.

La mise à basse température de la diode laser est, semble-t-il, un moyen de dépasser cette limite en abaissant le niveau de bruit de la liaison optique.

Ce paragraphe est consacré à l'étude du bruit des lasers à semi-conducteurs à basses températures. Il est d'autant plus important que d'une part, nous allons évaluer le niveau de

bruit d'un laser refroidi et donc évaluer l'amélioration attendue. D'autre part la mesure du bruit permet de déterminer un grand nombre de paramètres intrinsèques du laser, nous connaissons alors leur évolution avec la température.

2-3-1 mesure

Le dispositif expérimental est décrit au chapitre I, mais nous rappelons brièvement quelques points.

D'un point de vue chronologique, les premières mesures de bruit à basse température ont été faites avec un analyseur de spectre de bruit HP 70000. Nous avons été rapidement limité par les performances de ce banc, comme nous l'avons évoqué en I.

Malgré tout, de nombreuses caractérisations ont été faites avec le HP 70000. Des informations sur la fréquence de résonance, le facteur d'amortissement ... ont été déduites mais aucune conclusion sur le niveau absolu de bruit. La mise au point du banc de bruit au laboratoire a permis de combler ce manque grâce à une bonne précision et une grande dynamique de mesure de 100 MHz à 20 GHz.

Dans les deux cas le principe de la mesure est identique: on mesure la puissance de bruit totale, constitué de bruit thermique, de bruit de grenaille et du bruit du à la source.

La puissance de bruit thermique est mesurée sans éclairage optique de la photodiode. La puissance de bruit de grenaille est connue d'après la valeur du photocourant mesuré lorsqu'on alimente le laser, la puissance de bruit du laser est donc calculée et le RIN déduit.

Puis les paramètres intrinsèques sont extraits ou calculés à partir de cette courbe de RIN.

Remarque sur le bruit « basse fréquence » :

La mesure de bruit commence à 100 MHz, du fait des amplificateurs électriques utilisés dans cette configuration. Le bruit très basse fréquence, connu comme le bruit en $1/f$, sera discuté dans un paragraphe particulier. Lorsque nous parlerons de bruit « basse fréquence » dans ce chapitre, il s'agira du bruit commençant à 100 MHz.

2-3-2 résultats expérimentaux :

a) banc de couplage

De même que pour la mesure du spectre de longueur d'onde la mesure du bruit nécessite le couplage de la lumière dans une fibre optique monomode.

La Figure III- 18 représente la configuration expérimentale.

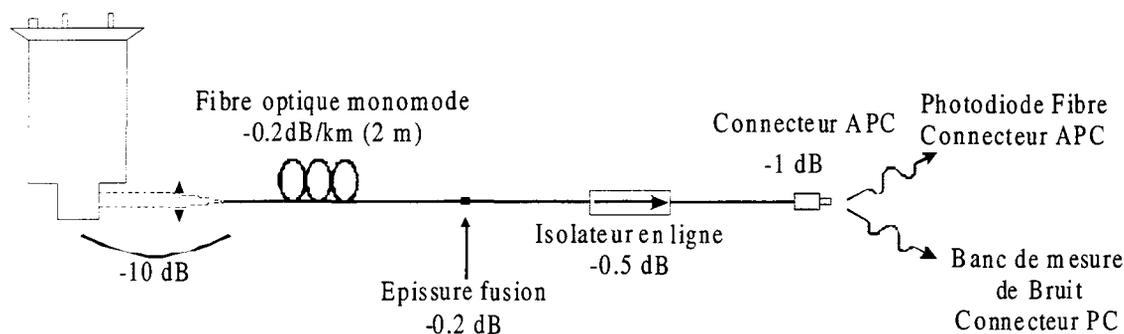


Figure III- 18: configuration expérimentale pour la mesure du RIN à basses températures et bilan des pertes optiques

Le bruit est mesuré en fonction du courant d'alimentation du laser à différentes températures de 300K à 77K. Nous étudions des lasers multimodes longitudinaux, pour les mêmes raisons que dans l'étude du spectre optique, les lasers monomodes feront l'objet d'une attention particulière dans la partie théorique en 2-c.

b) spectre de bruit en fonction de la fréquence

Nous présentons, dans un premier temps, des spectres de RIN à température ambiante pour identifier les caractéristiques susceptibles d'évoluer avec la température.

La Figure III- 19 représente deux spectres de RIN à $T=300K$ pour un courant de 66mA et 96mA ; ces valeurs de courant « originales », correspondent à des courants nets (c'est à dire corrigés de la valeur du courant de seuil) précis : 66mA donnent $I-I_s=40mA$ et 96 mA donnent 70mA avec $I_s=26mA$.

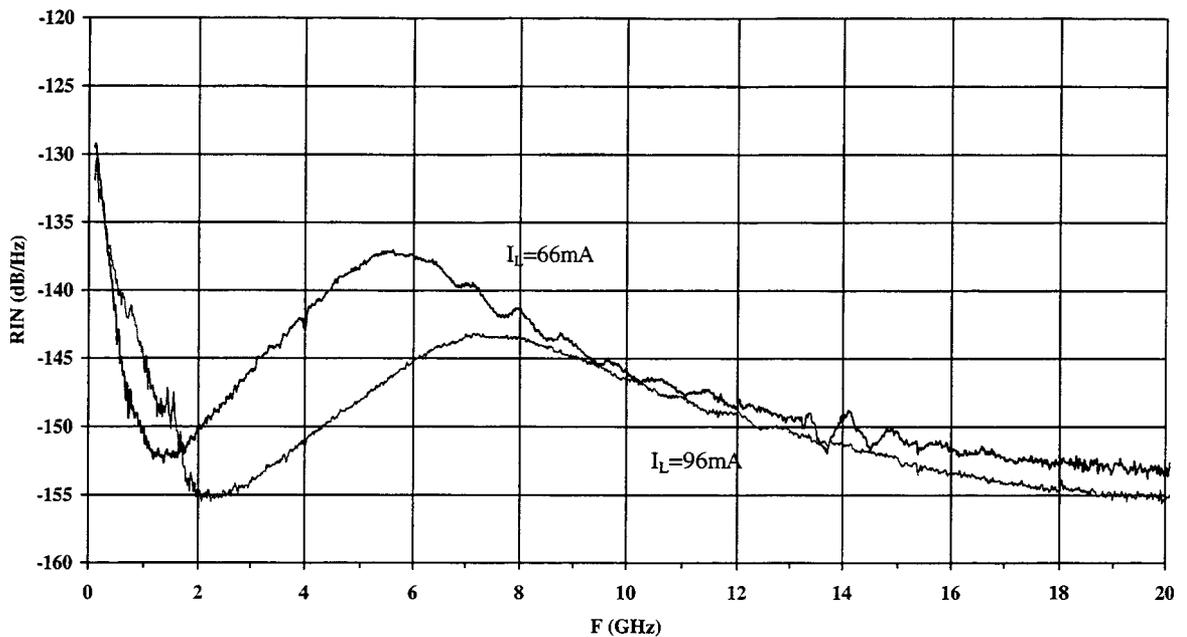


Figure III- 19: spectres de RIN mesurés à $T=300\text{K}$ pour un courant net de 40mA (avec une fréquence de résonance de $5,8\text{GHz}$), puis de 70mA (avec $f_R=7,8\text{GHz}$)

Nous commentons brièvement ces courbes à température ambiante afin, d’identifier les paramètres à mesurer et les variations avec le courant d’alimentation observées avant d’introduire le paramètre température.

Sur un tel spectre, la fréquence de résonance du laser est mesurée à un courant de polarisation donné, ainsi que la largeur à mi-hauteur du pic à la fréquence de résonance. De plus, le niveau de RIN peut-être relevé à différentes fréquences, comme, à la fréquence de résonance, dans le creux de la courbe (en notant la fréquence correspondante), et à des fréquences discrètes, nous avons choisi 1GHz , 3GHz et 10GHz lorsque la bande le permet, car ces fréquences correspondent à nos applications.

Nous remarquons également que l’allure du spectre est modifiée avec la valeur du courant laser. En effet la remontée en basse fréquence est due à l’interaction des différents modes longitudinaux [18]. Comme cela est schématisé sur la Figure III- 20, une distribution modale différente modifie la valeur de RIN et, par exemple, un passage par deux modes d’amplitude équivalente génère une augmentation importante (10dB) du bruit.

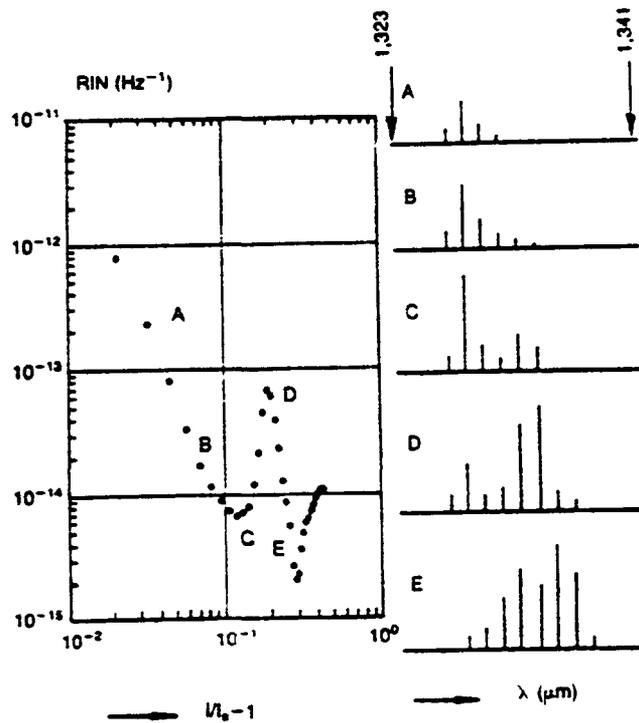


Figure III- 20: influence de la distribution spectrale optique sur le RIN

Ainsi sur la Figure III- 19, le bruit basse fréquence est plus important à fort courant . Par contre, dans les zones du spectre indépendantes du bruit basse fréquence le niveau de RIN diminue avec le courant comme cela est prévu par la théorie [4-11].

Lorsque la température diminue, plusieurs effets vont se combiner et modifier le RIN.

D'une part, l'effet du courant de seuil. Pour s'en affranchir, nous pouvons choisir de travailler à $I-I_s$ constant.

D'autre part, le spectre de longueur d'onde évolue avec la température, ce qui va modifier le bruit basse fréquence, et enfin, nous le verrons, la fréquence de résonance est différente suivant la température de fonctionnement ce qui affecte le RIN plus « haute fréquence ».

Une attention particulière doit donc être apportée pour séparer ces trois effets.

Sur la Figure III-21, les spectres de bruit pour le laser TGB 199B1, sont tracés pour $I-I_s=20\text{mA}$ à différentes températures.

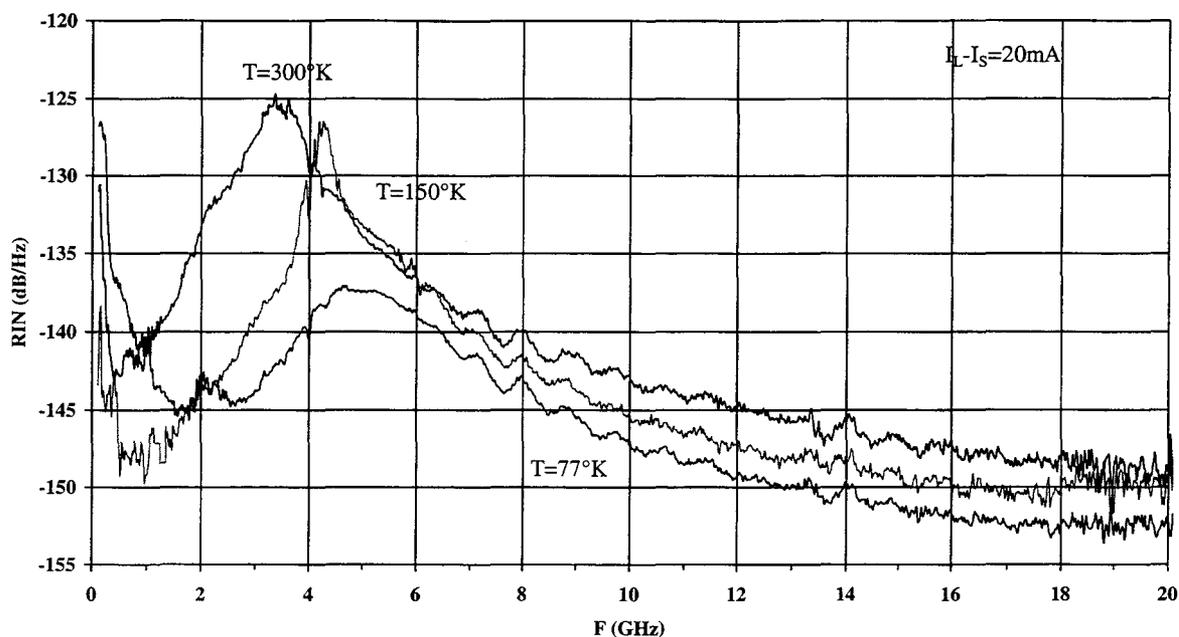


Figure III- 21: évolution du RIN avec la température (entre 300K et 77K) à I-Is=20mA

La remontée du bruit basse fréquence est très faible à température ambiante mais elle augmente quand la température diminue ce qui traduit une modification de la distribution en longueur d'onde. Ainsi si on relève le niveau de RIN à 0,5 GHz, on a les valeurs suivantes (tableau 5):

T (K)	300	150	77
RIN (dB/Hz) @ 500MHz	-142	-147,5	-137,5

Tableau 5 : Valeurs de RIN relevé à 500MHz.

La diminution du RIN à 500 MHz, à 77K est masqué par l'augmentation du bruit basse fréquence.

L'effet de la fréquence de résonance est également important : à I-Is=40mA, à 300K la fréquence de résonance est 3,5 GHz. Si on mesure l'évolution du RIN à 3,5GHz (tableau 6) avec la température, fréquence pour laquelle l'influence du bruit BF est faible, la diminution est importante car la fréquence de résonance s'est déplacée vers les hautes fréquences, ce que nous verrons au paragraphe suivant .

T (K)	300	150	77
RIN (dB/Hz) @ 3,5GHz	-126	-139	-142

Tableau 6 : Valeurs de RIN relevées à 3,5GHz.

Pour apprécier véritablement la diminution du RIN avec la température il faut donc connaître l'importance de chaque paramètre déterminant la forme du spectre.

Ainsi sur la Figure III- 22, pour des spectres de RIN tracés à $I-I_s=80\text{mA}$, l'augmentation du bruit basse fréquence à 77K est telle que jusqu'à 3GHz le RIN est bien meilleur à température ambiante. Par contre, vers les fréquences plus élevées, une diminution supérieure à 5 dB est obtenue, malgré la présence de la fréquence de résonance. Mais à $I-I_s=80\text{mA}$, le pic de celle-ci est fortement écrasé.

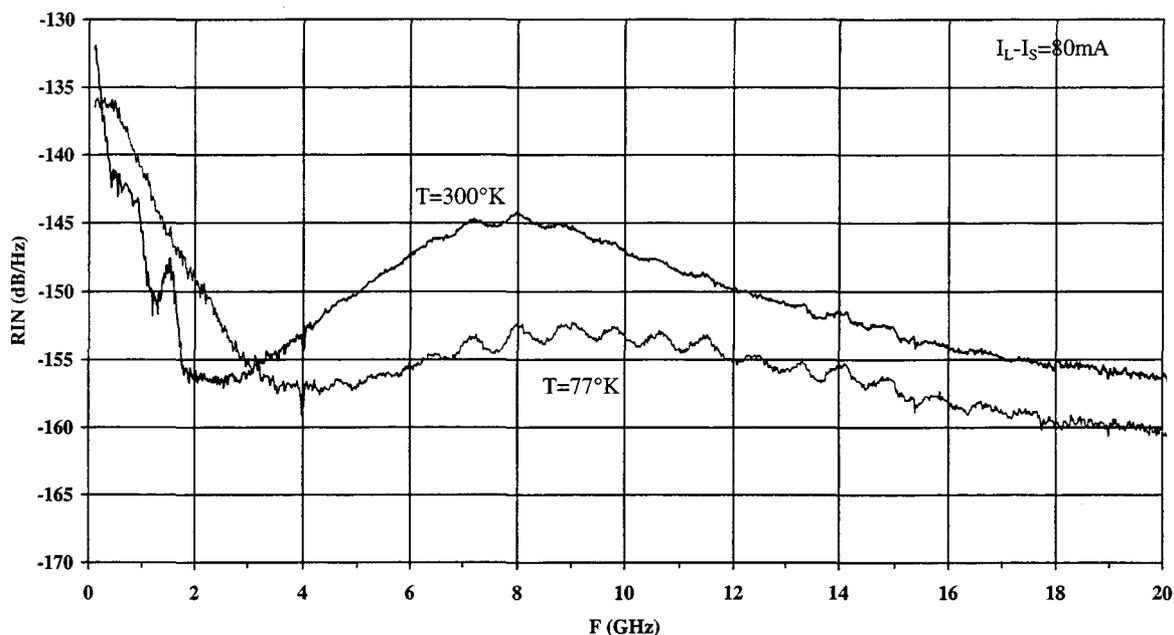


Figure III- 22: évolution du spectre de RIN mesuré à $I-I_s=80\text{mA}$ entre 300K et 77K

Remarque importante : ce comportement est propre à un laser en particulier et ne peut en aucun cas être généralisé. Le seul effet que l'on peut généraliser est que le spectre de longueur d'onde évolue avec la température ce qui a un impact très important sur le bruit basse fréquence. Sinon on ne peut pas dire, a priori, que le bruit BF sera plus grand, pour $I-I_s$

donné, à une température plutôt qu'une autre. Ainsi pour le laser précédent, à 77K le bruit est très fort en BF .

Pour un autre laser par exemple (Figure III-23 à $I_L - I_S = 70\text{mA}$), le bruit BF sera beaucoup moins grand et une diminution de 1 à 5 dB sur le RIN est bien observée entre 300K et 77K quelle que soit la fréquence.

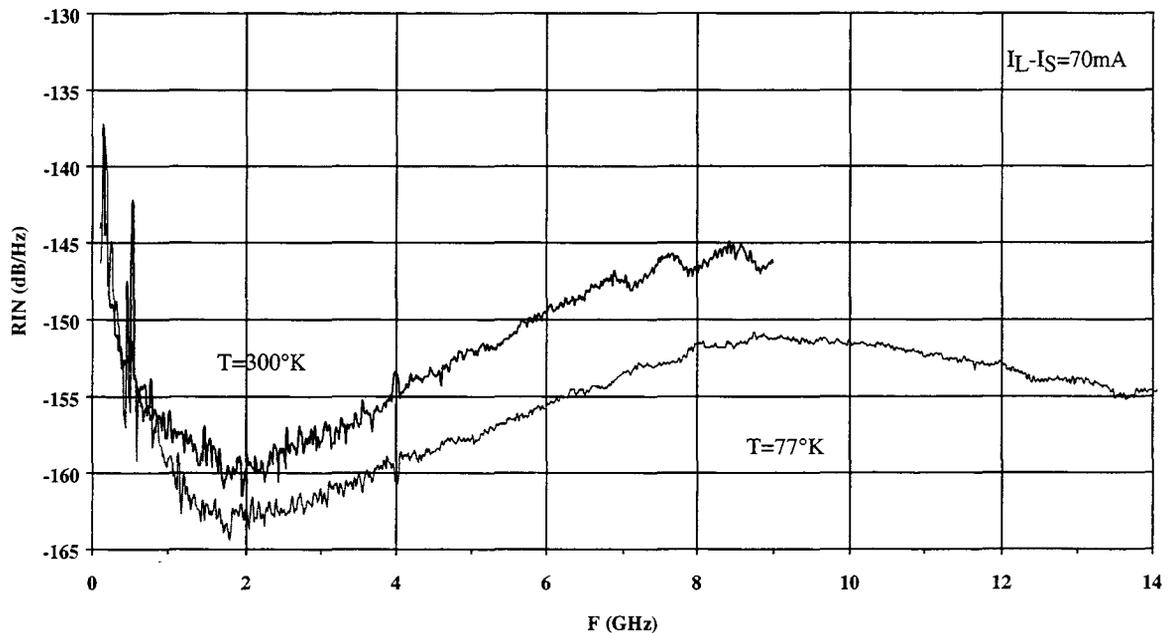


Figure III- 23: évolution du spectre de RIN mesuré à $I_L - I_S = 70\text{mA}$ entre 300K et 77K pour un laser dont la distribution du spectre de longueur d'onde affecte moins le niveau de RIN en basse fréquence

c) variation de la fréquence de résonance

La fréquence pour laquelle on observe une « bosse », sur un spectre de RIN correspond à la fréquence de relaxation entre les populations électroniques et photoniques dans la cavité .

Les équations d'évolutions permettent de calculer la fonction de transfert du RIN présentant une fréquence de résonance et un taux d'amortissement, similaires à ceux d'un filtre de second ordre. Comme le prouve la relation [EQ I-35], la fréquence de résonance varie linéairement avec la racine carrée de la puissance optique :

$$f_R = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{S_0}{\tau_p} (1 - \epsilon S_0) v_g a}$$

EQ III- 9

En négligeant le terme de saturation du gain ϵ , approximation légitime à faible courant, f_R est proportionnel à la racine du courant relatif au courant de seuil [13-14]:

$$f_R = K_{gain} * \sqrt{I - I_{seuil}}$$

EQ III- 10

où K_{gain} est proportionnel au gain différentiel.

A une température donnée, f_R est donc relevée sur le spectre de RIN pour différents courants d'alimentation du laser (tous les 10mA).

Connaissant la valeur du courant de seuil, déduite de la courbe de $P(I)$, f_R est tracée en fonction de la racine carrée de $I - I_s$.

Cette opération est répétée pour chaque température de mesure (tous les 50K, de 300K à 77K).

Sur la Figure III- 24, on a tracé l'évolution de f_R avec la racine carrée du courant pour deux températures (300 et 77K). On constate une augmentation de la fréquence de résonance à courant donné lorsque la température diminue.

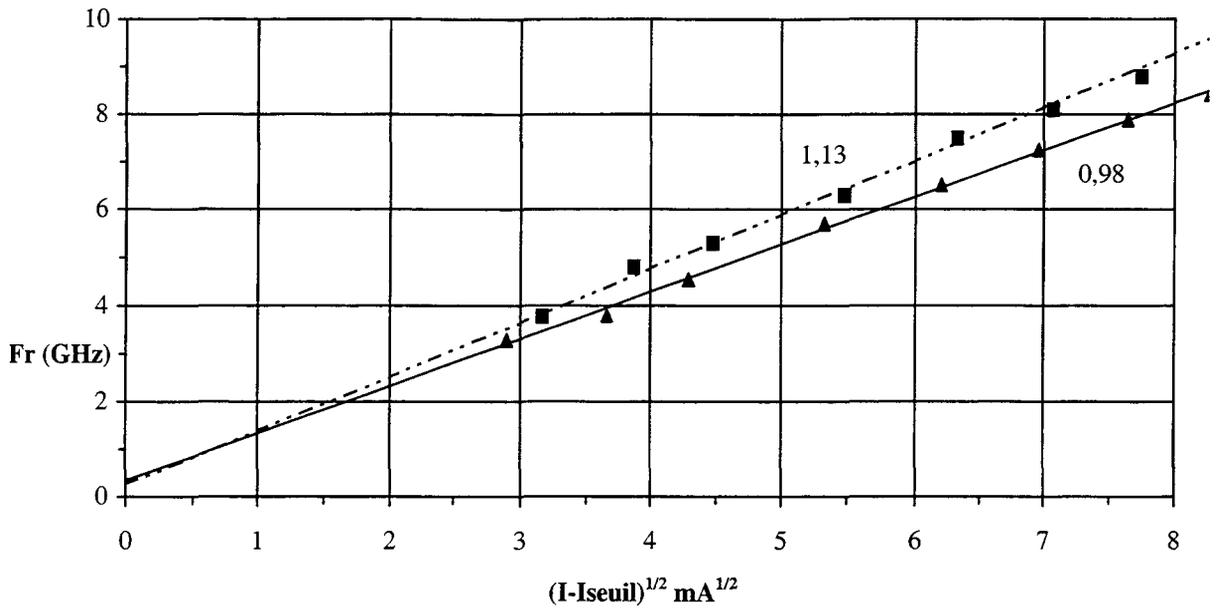


Figure III- 24: variation de la pente de la droite représentant la fréquence de résonance en fonction de la racine carrée du courant net appliqué au laser entre 300K (0,98 GHz/mA^{1/2}) et 77K (1,13 GHz/mA^{1/2})

La pente de la droite, calculée à faible courant pour pouvoir négliger ϵ , est proportionnelle au gain différentiel.

Différentes valeurs de ces pentes sont résumées dans le Tableau 7.

Le gain différentiel est déduit des formules EQ I- 35:

$$g^* = \eta_i \times a = \frac{n_s \times V \times 4\pi^2 \times q}{c \times \Gamma} \times \frac{f_R^2}{I - I_s}$$

EQ III- 11

où tous les termes de cette équation ont été définis au chapitre I.

En fait c'est le gain différentiel effectif qui est déduit (g^*) dans l'expression de la fréquence de résonance, mais nous négligeons par la suite le terme η_i .

T (K)	TGB 154D 3	TGB 191 B1	TGB 199 D1	TGB 199D12-05
	g^* (10^{-16} cm^2)			
300	9,00	10,08	7,16	8,95
200	10,75	9,17	10,07	12,13
150	10,89	10,95	7,88	10,46
77	13,11	13,70	9,25	10,34

Tableau 7 : Valeurs du gain différentiel obtenus pour différents lasers en fonction de la température.

La pente de la droite augmente lorsque la température diminue, traduisant l'augmentation du gain différentiel à basse température [15].

On explique ainsi l'augmentation de la fréquence de résonance à I-Is constant, entre deux températures.

Mais cela ne reste vrai que pour les faibles valeurs de courant corrigé du courant de seuil. En effet un phénomène de saturation apparaît à plus forte valeur du courant. La fréquence de résonance n'augmente plus trop. L'exemple suivant (laser TGB199B1) illustre cet effet :

$$\begin{array}{lll}
 ** \text{ à } I-I_s=30 \text{ mA} & \text{à } 300\text{K} & f_R = 3,2 \text{ GHz} \\
 & \text{à } 77\text{K} & f_R = 6,3 \text{ GHz}
 \end{array}$$

=> la fréquence de résonance a doublé.

par contre :

$$\begin{array}{lll}
 ** \text{ à } I-I_s=80 \text{ mA} & \text{à } 300\text{K} & f_R = 8 \text{ GHz} \\
 & \text{à } 77\text{K} & f_R = 10,5 \text{ GHz}
 \end{array}$$

=> l'augmentation de la fréquence de résonance est faible.

Ce phénomène de saturation est attribué en fait au facteur de saturation de gain ϵ . En effet, dans l'expression exacte de f_R il apparaît au numérateur ; à fortes valeurs de puissance optiques, il a tendance à réduire la valeur de la fréquence de résonance.

L'augmentation du gain différentiel est malgré tout assez faible avec le refroidissement du laser.

Ce qui est moins vrai pour d'autres structures de lasers. Par exemple des mesures préliminaires effectuées sur des lasers BRS, aux performances limitées à températures ambiantes, ont montré une forte augmentation de la pente de f_R en fonction de la racine du courant: entre 300K et 77K : 0,44GHz/racine mA à 300K contre 3 GHz /racine mA à 77K [6]. D'autres résultats montrant une augmentation importante du gain différentiel ont été publiés [2].

La mesure de l'évolution de la fréquence de résonance mesurée en fonction du courant d'alimentation du laser, à différentes températures, sur le laser DFB permet de la même façon d'extraire son gain différentiel. La Figure III- 25 donne son évolution avec la température.

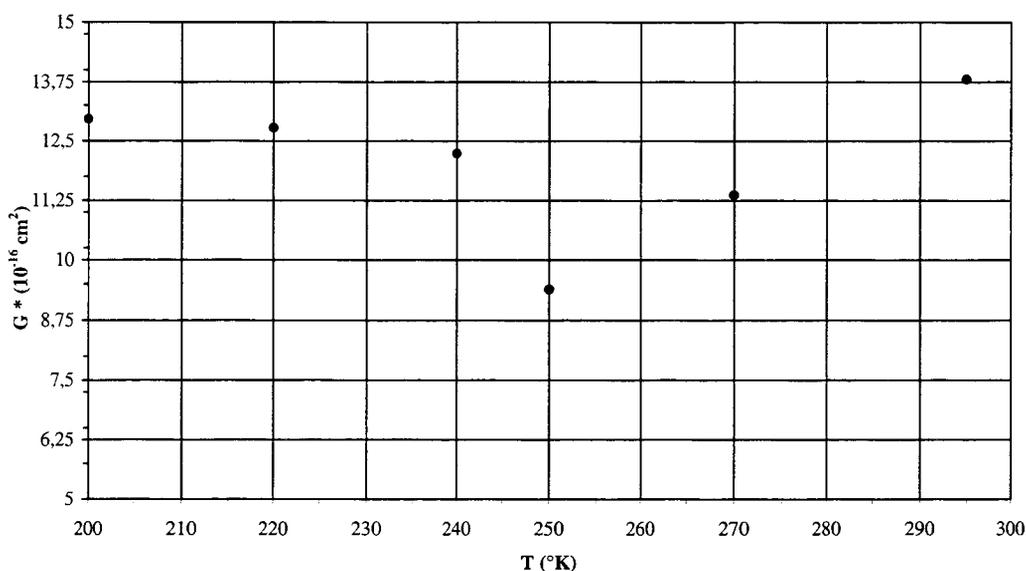


Figure III- 25:variation du gain différentiel d'un laser DFB avec la température

Ce dernier diminue de 300K à 250K dans la zone où le laser reste monomode mais pour laquelle la longueur d'onde de Bragg évolue sur la courbe de gain en s'éloignant de la valeur optimale. En dessous de 250K, le gain différentiel augmente à nouveau, imitant ainsi le comportement des lasers multimodes.

d) variation du facteur d'amortissement

L'intérêt du pic, présent sur le spectre de RIN, ne s'arrête pas à la valeur de la fréquence de résonance mais concerne aussi sa largeur à mi-hauteur. En effet comme nous l'avons expliqué au chapitre I, le facteur d'amortissement est relié à cette largeur à -3 dB par l'équation EQ I-37, rappelée ci dessous :

$$\Delta f_{R-3dB} = \frac{\gamma}{2\pi}$$

EQ III- 12

Ainsi, Δf_{-3dB} est relevée pour chaque température, sur le spectre de RIN, en fonction du courant rapporté au courant de seuil. Nous remarquons qu'à forts courants, la précision sur la détermination de Δf_{-3dB} est faible, du fait de l'écrasement du pic à f_R .

La détermination du facteur d'amortissement est importante : en effet à partir de f_R et de γ , on peut déduire la valeur de la bande passante intrinsèque maximale de la diode laser, et donc son évolution avec la température.

Il existe une relation linéaire entre l'amortissement et la fréquence de résonance, relation indépendante du courant de polarisation, déduit des formule EQ I- 35 et EQ I- 36 [15-16].

$$K = \frac{\gamma}{f_R^2} = 4\pi^2 \left(\frac{\epsilon}{v_g \times a} + \tau_p \right)$$

EQ III- 13

où K est le facteur d'Olshansky [13].

L'évaluation de la bande passante électrique maximale intrinsèque du laser peut-être déterminée :

$$f_{-3dB} = \frac{2\pi\sqrt{2}}{K}$$

EQ III- 14

De plus, connaissant a, le gain différentiel, d'après b-3, en négligeant la durée de vie des photons τ_p , on extrait un terme proportionnel à $\epsilon : \epsilon'$. Ce terme est en fait égal au facteur de compression de gain ϵ , à la durée de vie des photons près.

Remarque: pour les lasers Fabry-Pérot, τ_p peut-être connue. Son évaluation est moins aisée dans le cas de lasers possédant un réseau dans la zone active.

On trace donc γ en fonction de f_R^2 pour toutes les températures ; la pente de cette droite nous donne accès au facteur d'Olshansky, K. On déduit la valeur de la bande passante intrinsèque maximale et du terme ϵ' , proportionnel au facteur de compression de gain.

Le Tableau 8, suivant résume toutes ces caractéristiques :

T (K)	TGB 191 B1			TGB 199 D1			TGB 199D 12-05		
	K ns	f_{-3dB} GHz	ϵ' $E^{-17}cm^3$	K ns	f_{-3dB} GHz	ϵ' $E^{-17}cm^3$	K ns	f_{-3dB} GHz	ϵ' $E^{-17}cm^3$
300	0,51	17	10,97	0,43	21	6,56	0,54	17	10,70
200	0,43	21	8,27	0,35	25	7,64	0,41	21	10,90
150	0,64	14	14,50	0,55	16	8,89	0,49	18	11,60
77	0,42	21	11,55	0,47	19	9,18	0,52	17	12,00

Tableau 8 : paramètres déduits de l'évolution de la fréquence de résonance et du taux d'amortissement avec le courant de polarisation à différentes températures.

Commentaires :

- K et f_{-3dB}

Le facteur d'Oshansky K permet de déterminer la bande passante intrinsèque maximale du laser considéré.

Sa détermination est expérimentale et il ne sert qu'à apprécier la qualité d'un composant intrinsèquement.

Avec la température, nous espérons une amélioration importante de la bande passante à -3dB.

Malgré une augmentation à certaines températures entre 300K et 77K, le changement n'est pas spectaculaire et les lasers mesurés ne promettent pas d'augmentation radicale de bande passante, contrairement à certains résultats publiés [1-2].

D'après la formule précédente, K dépend au dénominateur de la fréquence de résonance au carré qui augmente lorsque T diminue. Ceci a tendance à diminuer K et donc $f-3\text{dB}$. Mais l'amortissement augmente également, ce qui compense l'effet de la résonance. Le bilan est donc assez mitigé et intrinsèquement, la bande passante est peu modifiée par la température: quelques GHz seulement d'amélioration calculée.

Nous verrons au chapitre suivant que ce phénomène intrinsèque se confirme assez bien par des mesures de réponse en modulation des composants avec la température.

- ϵ'

Le facteur de non-linéarité du gain ou bien encore de compression de gain augmente lorsque la température diminue. Le terme que nous déduisons des expérimentations est en fait un terme, proportionnel au véritable ϵ , à la durée de vie des photons près.

Cette augmentation est responsable de plusieurs des phénomènes observés, notamment la saturation de l'augmentation de la fréquence de résonance avec T décroissant.

Une autre façon de déterminer ϵ est d'ailleurs de tracer f_R en fonction de la racine carrée du courant, ainsi que la droite d'ajustement à faible courant. Lorsque le phénomène de saturation apparaît les valeurs de f_R s'écartent progressivement de la droite idéale. Cet écart est proportionnel à ϵ [17], comme indiqué sur la figure III-27.

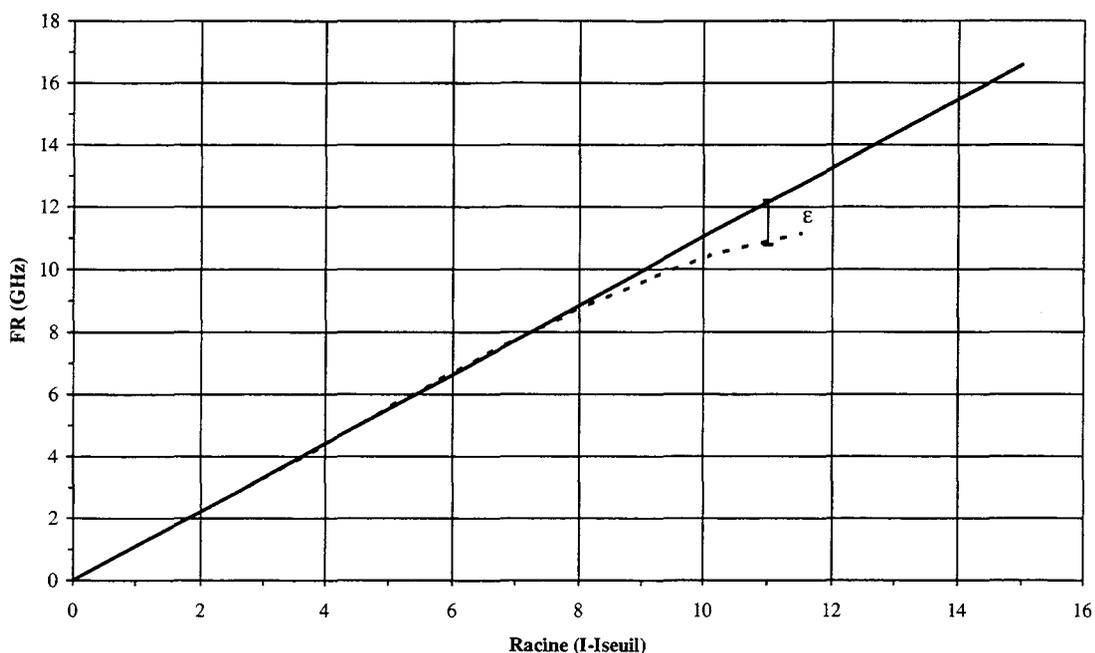


Figure III- 26 représentation de l'influence du facteur de compression de gain sur la valeur de la fréquence de résonance, en fonction de la racine carrée du courant d'alimentation

2-3-3 spectre de bruit : influence du spectre de longueur d'onde

Pour expliquer les résultats de bruit mesurés, nous pouvons calculer théoriquement les niveaux de bruit attendus avec les lasers testés.

Dans un premier temps, une évaluation rapide du niveau de RIN est obtenue en travaillant sur l'expression du RIN à fréquence nulle, ou faible. Dans le cas de lasers multimodes, cela concerne plutôt le creux de la courbe de bruit, loin de la remontée de bruit due au bruit de partition. L'expression du RIN calculée au chapitre I contient en effet deux termes [18-19]: un terme indépendant de la fréquence, K_{bruit} et un terme $f(\omega)$ fixant l'allure spectrale :

$$RIN(\omega) = K_{\text{bruit}} * f(\omega)$$

EQ III- 15

où

$$K_{\text{bruit}} = \frac{2 \times \beta \times \Gamma \times N_s}{\tau_e \times S_0} \approx \frac{2 \times \beta \times \Gamma \times I_s}{qV\eta_d \times (I - I_s)}$$

EQ III- 16

avec S_0 , proportionnel à $\eta_d \times (I - I_s)$;

I_s donné par :

$$I_s = \frac{qVN_s}{\tau_e}$$

EQ III- 17

et en utilisant l'expression linéarisée reliant N_s et τ_e [20]:

$$\frac{1}{\tau_e} = A_{Au} + B \times N_s + C \times N_s^2 \approx B_{\text{eff}} \times N_s$$

EQ III- 18

où $B_{\text{eff}} = 6.10^{-16}$ SI.

A $(I - I_s)$ constant, on calcule l'évolution de K_{bruit} avec la température.

β est extrait de la mesure du spectre ;

I_s et η_d du P(I) ;

V, Γ sont considérés invariants avec T.

La Figure III- 27 représente l'évolution du RIN avec la température, mesuré, soit à 1GHz, donc au niveau de la remontée de bruit du au bruit de partition, soit à 3GHz, loin de l'influence du bruit de partition entre 300K et 77K. La courbe calculée est également représentée en pointillés. Ces positions en fréquence permettent de ne pas tenir compte de l'influence de la fréquence de résonance.

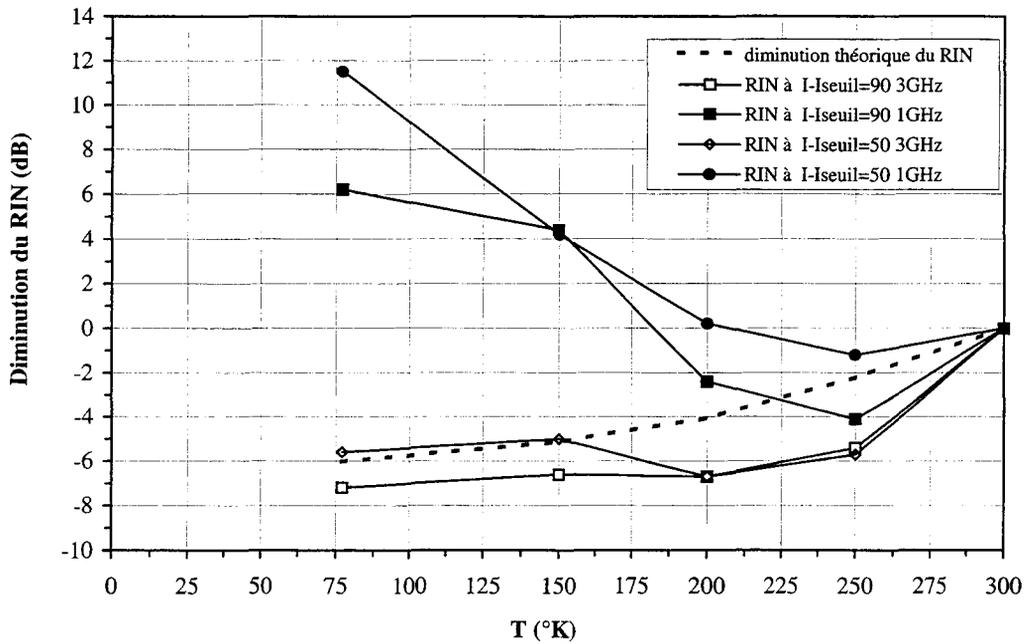


Figure III- 27: évolution théorique et expérimentale du RIN à 1GHz et 3GHz en fonction de la température

Ainsi entre 300K et 77K une diminution théorique de 6dB est attendue à 3GHz de la courbe. A $I_{-Is}=90\text{mA}$ et 50mA , pour 3 GHz et 1 GHz on constate un désaccord entre la théorie et l'expérience pour certaines températures, principalement à 1GHz. Ceci est dû à l'augmentation du bruit basse fréquence : le « creux de la courbe » se déporte vers les plus hautes fréquences et donc à 1GHz le bruit est plus élevé, caractéristique de la remontée en basse fréquence du bruit.

Nous avons évoqué ce phénomène dans l'introduction du chapitre b-2 : la forte corrélation existant entre le bruit et la distribution en longueur d'onde. Il est donc difficile de mettre en évidence une diminution du bruit avec la température sans tenir compte du spectre optique.

Des mesures de bruit sont donc faites en parallèle avec des mesures de spectre optique à différentes températures pour plusieurs courants d'alimentation du laser.

Sur la Figure III- 28, le RIN relevé à 3 GHz est tracé en fonction de I_{-Is} pour 300K et 150K, une diminution du RIN est mesurée (de 5 à 10 dB selon le courant laser). Ce comportement est conforme à nos attentes, à 3 GHz l'influence du bruit de partition entre les différents modes est négligeable, seul l'effet de la température a lieu. La forte diminution

(10dB) à faibles courants vient de la présence de la fréquence de résonance à ces courants à 300K, déplacée par contre à 150K vers une fréquence plus élevée.

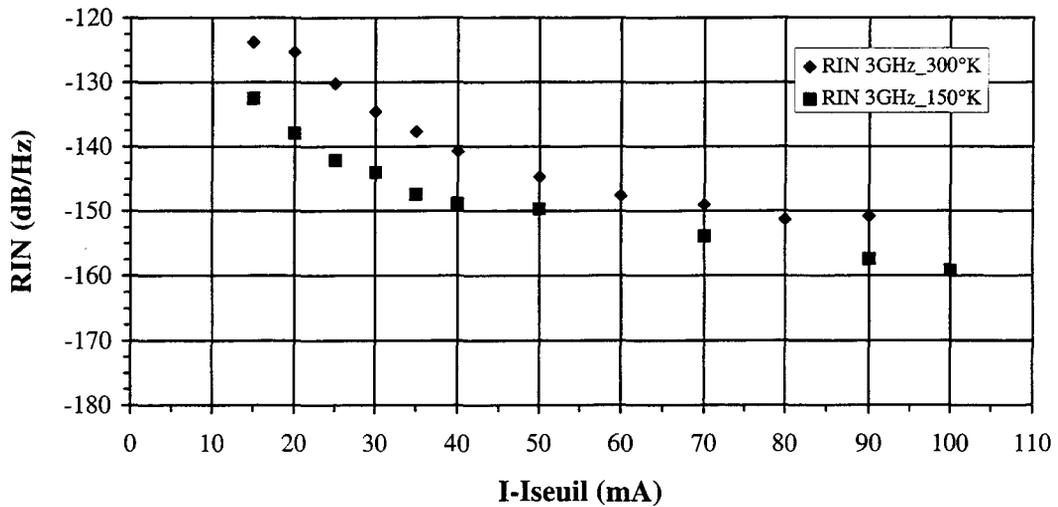


Figure III- 28: variation du RIN en fonction du courant net d'alimentation du laser relevé à 3GHz entre 300K et 150K

Sur la Figure III-29, c'est le RIN à 1 GHz qui est représenté entre 300K et 150K.

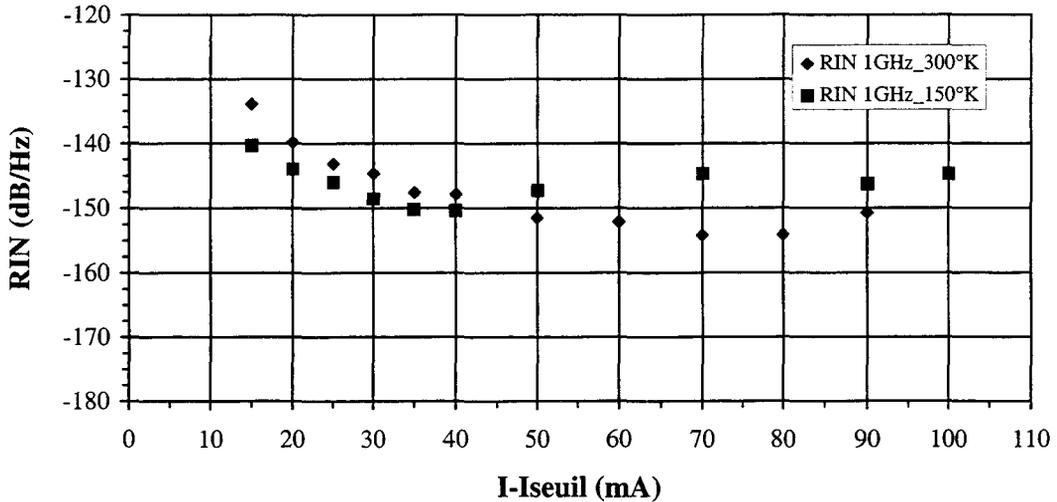


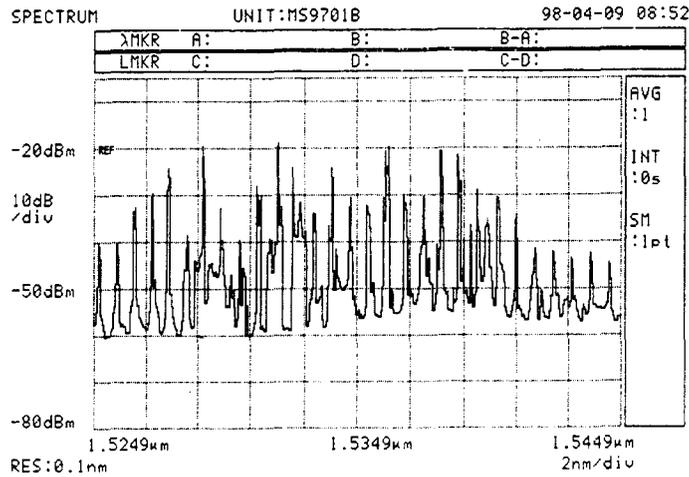
Figure III- 29: variation du RIN en fonction du courant net d'alimentation du laser relevé à 1GHz entre 300K et 150K

A 1 GHz le bruit de partition a une forte influence sur les niveaux de bruit.

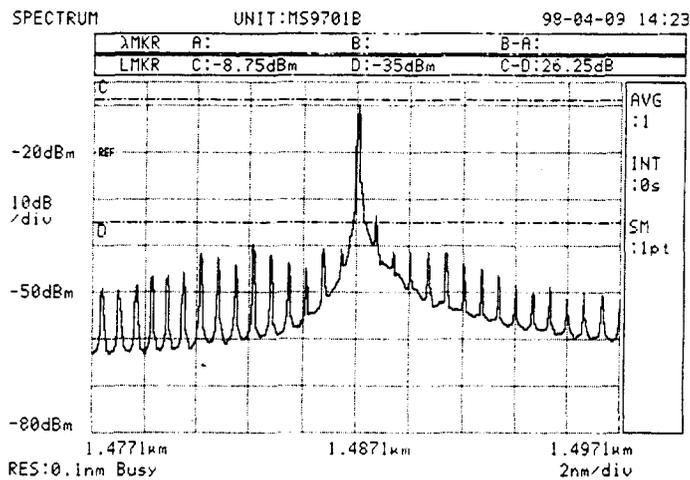
A I-Is=20mA, par exemple, le bruit à 150K est plus faible d'environ 4 dB par rapport à 300K.

En observant les spectres de longueurs d'onde correspondant à ces températures et courants

(Figure III-30), on constate qu'à 300K, plusieurs pics de même hauteur génèrent du bruit de partition, alors qu'à 150K, un pic est dominant.



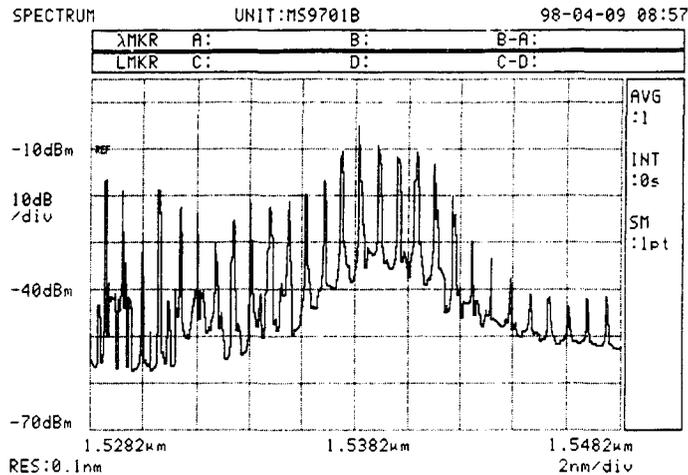
a)



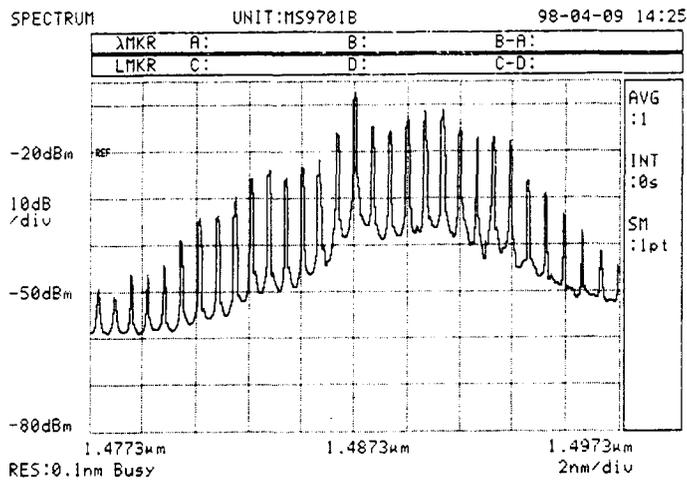
b)

Figure III- 30: spectres optiques d'émission à $I_{-Is}=20\text{mA}$ pour $T=300\text{K}$ (a) et $T=150\text{K}$ (b)

En revanche, à $I_{-Is}=70\text{mA}$, c'est l'inverse, de nombreux pics, présents simultanément à 150K échangent de l'énergie et influent sur l'augmentation du bruit à 1 GHz. A 300K ils sont moins nombreux, (Figure III- 31).



a)



b)

Figure III- 31: spectres optiques d'émission à $I=I_s=70\text{mA}$ pour $T=300\text{K}$ (a) et $T=150\text{K}$ (b)

Ces différents comportements en bruit peuvent être expliqués sans démonstration théorique en rappelant quelques observations expérimentales [21].

En effet, l'augmentation du bruit basse fréquence est sujette à plusieurs explications. Entre un laser multimode et un laser monomode, il y a moins de bruit dans le cas du laser monomode. Par contre pour deux lasers multimodes, le niveau de bruit est fonction de la distribution modale : plusieurs pics de même niveau créent plus de bruits que plusieurs pics d'énergie bien distribuée de façon décroissante. Mais, plus il y a de pics, plus il y a d'échange d'énergie entre eux et donc plus il y a de remontée de bruit [11-21].

Pour compléter l'étude du comportement en bruit en tenant compte du spectre de longueur d'onde, nous calculons le spectre de RIN complet en prenant un modèle à deux modes. En faisant varier le taux de réjection en entre ces deux modes, les modifications du spectre optiques sont simulées.

Avant cela et afin de valider complètement notre raisonnement nous allons présenter les résultats de mesure de RIN effectuées sur un laser monomode DFB. Nous avons évoqué l'étude de son spectre de longueur d'onde dans le paragraphe 1-2-2 e). Tant que le laser reste monomode longitudinal, il n'y a pas de remontée de bruit en basse fréquence : la figure III-32 présente les résultats de mesures effectuées à $I_L - I_S = 40\text{mA}$ pour 295K et 250K. L'allure des deux courbes est sensiblement la même, avec une légère diminution du niveau de RIN (1dB) pour la température la plus basse.

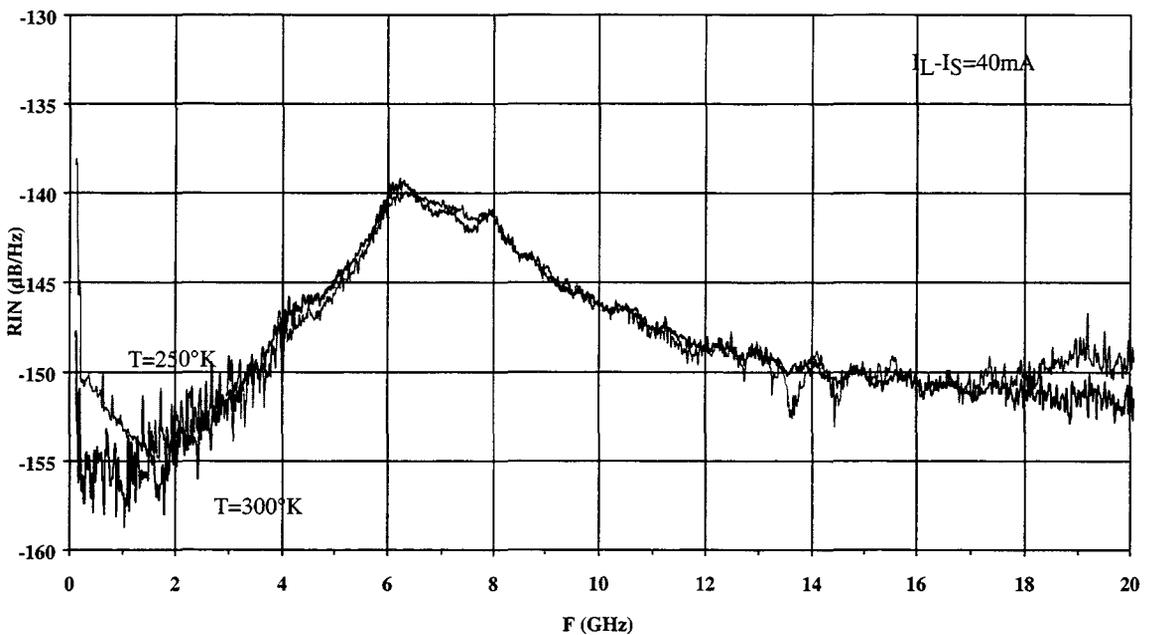


Figure III- 32: spectre de RIN du laser DFB entre 295K et 250K mesuré à $I - I_S = 40\text{mA}$

Par contre lorsque le laser est multimode (Figure III-33) à $T=220\text{K}$ par exemple, la remontée en basse fréquence due à l'interaction entre les différents modes est importante.

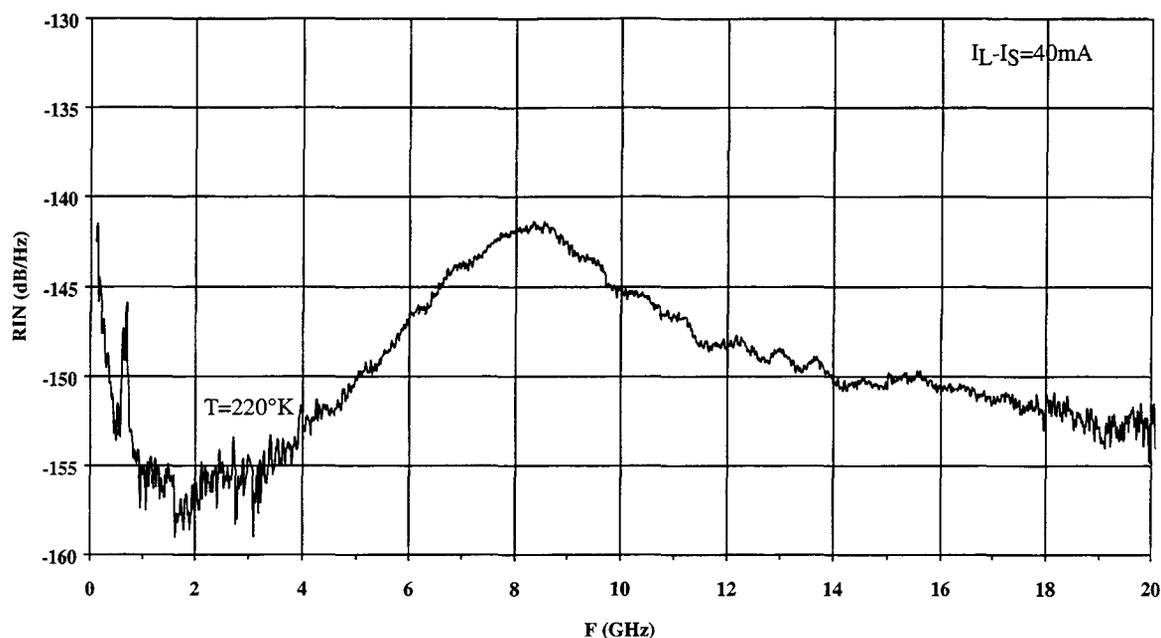


Figure III- 33: spectre de RIN du laser DFB à $T=220\text{K}$. Le laser n'est plus DFB à cette température et le bruit remonte en basse fréquence

En ce qui concerne le niveau absolu de bruit, il est difficile d'attendre une forte diminution étant donnée la variation du facteur d'émission spontanée, due au changement de régime du laser. Nous rappelons que le facteur d'émission spontanée joue un rôle prépondérant sur le niveau de bruit généré par le laser et qu'il a fortement augmenté lors du refroidissement (Figure III-17).

Cependant sur la Figure III- 34, nous présentons la diminution du RIN avec la température mesuré à 3GHz normalisé par rapport à la valeur du RIN à 3 GHz à température ambiante. Une diminution de 2 à 3 dB est observée de 300K à 200K.

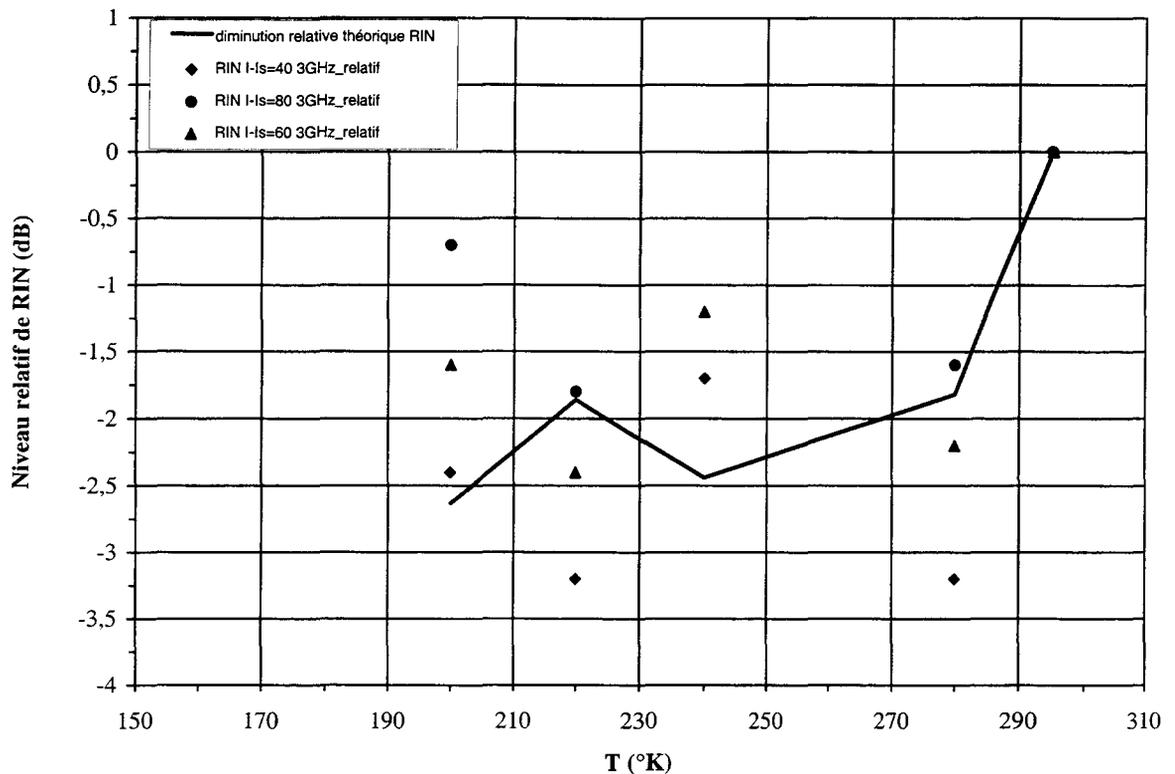


Figure III- 34: diminution relative du RIN du laser DFB, théorique (trait plein) et expérimentale (points) en fonction de la température, à différentes valeurs du courant net

Il est donc clair que la remontée du bruit en basse fréquence trouve son origine dans l'interaction de différents modes. S'il n'y a qu'un mode, le bruit est « plat » en basse fréquence. De plus, nous démontrons ici qu'un laser de structure DFB à température ambiante retrouve un comportement de laser multimode lorsque sa température de fonctionnement affecte sa distribution spectrale.

Si nous souhaitons bénéficier des avantages liés aux lasers monomodes, et à ceux liés au fonctionnement en basse température il faudra alors, nous y reviendrons, envisager la mise au point d'un laser DFB fonctionnant à basse température.

Dans le chapitre I, le calcul du bruit est fait dans une hypothèse monofréquence. La fonction de transfert du bruit est donnée par l'équation EQ I- 34. En considérant maintenant deux modes longitudinaux dans la cavité, nous pouvons écrire le RIN total comme la somme de deux termes [22]:

$$RIN(\omega) = \frac{2 * \Gamma \beta}{\tau_e S_0} * \frac{1}{1+x} * (k_x * |A(\omega)|^2 + |B(\omega)|)$$

EQ III- 19

où S_0 est la puissance optique totale, avec S_{01} et S_{02} la puissance des modes 1 et 2
 k_x est le rapport entre la puissance de ces deux modes :

$$S_0 = S_{01} + S_{02}$$

$$k_x)_{dB} = 10 * \log\left(\frac{S_{01}}{S_{02}}\right)$$

EQ III- 20

et $A(\omega)$ et $B(\omega)$ les termes correspondant aux bruits dans chacun des deux modes :

$$|A(\omega)|^2 = \frac{1 / \tau_e^2 - \omega^2}{(\omega_{01}^2 - \omega^2)^2 + \gamma_1^2}$$

$$|B(\omega)|^2 = \frac{1 / \tau_e^2 - \omega^2}{(\omega_{02}^2 - \omega^2)^2 + \gamma_2^2}$$

EQ III- 21

avec les termes de fréquence de résonance et de facteur d'amortissement des modes 1 et 2 définis par :

$$\omega_{02}^2 = \frac{\epsilon S_{02} + \frac{\beta N_s}{\tau_e S_{02}}}{\tau_e} \quad \omega_{01}^2 = \frac{av_s S_{01} (1 - \epsilon S_{01})}{\tau_p}$$

$$\gamma_{1,2} = \frac{\beta N_s}{\tau_e S_{01,2}} + \frac{1}{\tau_e} + \epsilon S_{01,2}$$

EQ III- 22

Des hypothèses simplificatrices ont été faites pour limiter le calcul, afin ne pas nous éloigner de notre objectif qui est avant tout le bruit à basse température et non pas un modèle complet du bruit dans un laser multimode, sur les durées de vie des porteurs considérées égales pour

les deux modes. De plus nous n'avons pas pris en compte la dispersion dans le cas d'une propagation par fibre optique.

Malgré cela ce modèle peut décrire le comportement expérimental de manière satisfaisante.

En effet nous avons effectué le calcul à 300K et 77K pour $I-I_s=50\text{mA}$ et 100mA . Les paramètres nécessaires au calcul sont extraits des différentes mesures effectuées ou calculés.

Une bonne correspondance est obtenue comme indiqués sur les Figures III- 35 et Figure III- 36.

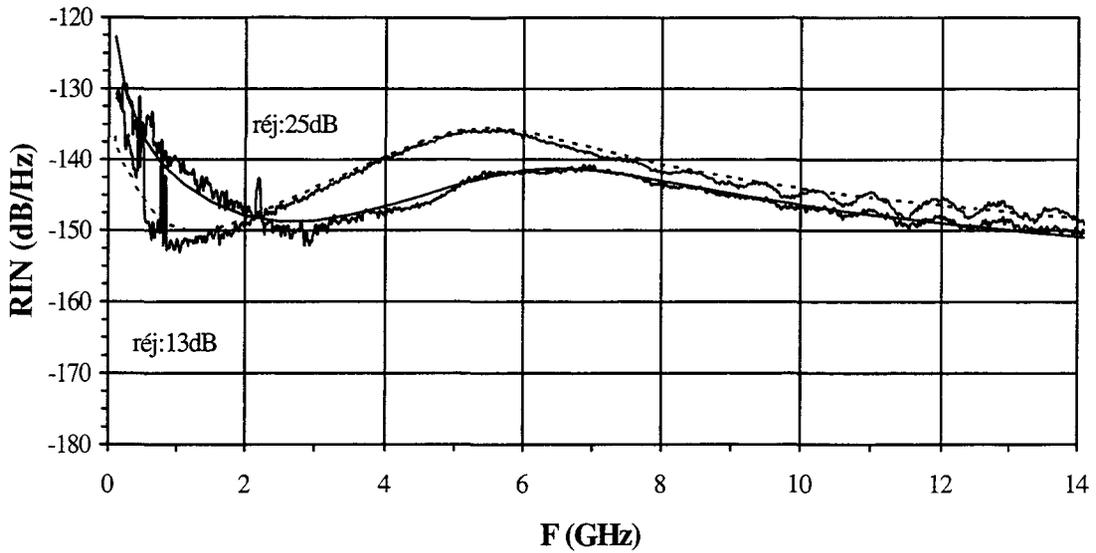


Figure III- 35: spectres de RIN mesurés et calculés à $T=300\text{K}$ et $T=77\text{K}$ pour $I-I_s=50\text{mA}$. Le taux de réjection fixé entre les deux modes utilisés dans la modélisation est 13 dB à 77K et 25 dB à 300K

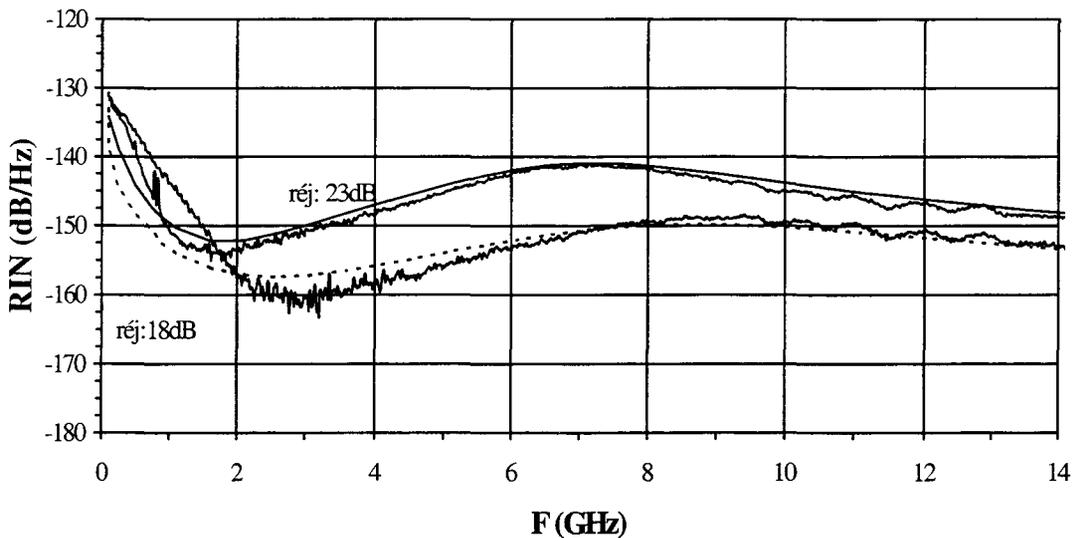


Figure III- 36: spectres de RIN mesurés et calculés à $T=300\text{K}$ et $T=77\text{K}$ pour $I-I_s=100\text{mA}$. Le taux de réjection fixé entre les deux modes utilisés dans la modélisation est 18 dB à 77K et 23 dB à 300K

Le taux de réjection entre les deux modes du calcul est passé de 25 à 13 dB entre 300K et 77K à $I-I_s=50\text{mA}$ et de 23dB à 18dB à $I-I_s=100\text{mA}$, afin de simuler l'augmentation du bruit vers les basses fréquences. A basse température, la distribution des modes longitudinaux est moins avantageuse pour un faible niveau de bruit en basse fréquence ($<3\text{GHz}$).

Par contre sur la Figure III- 37, à $I=I_s=50\text{mA}$, nous l'avons maintenu constant entre les deux températures et la diminution du bruit est effective quelle que soit la fréquence avec la diminution de la température.

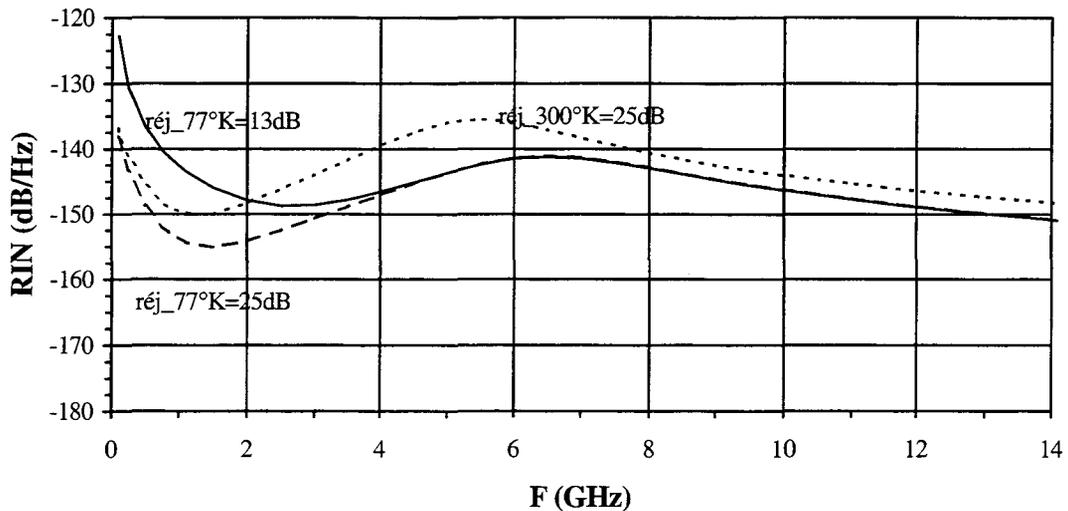


Figure III- 37: niveau de RIN simulé à basse température, dans le cas où le taux de réjection reste constant entre 300K et 77K. Le niveau de RIN est alors plus faible à basse température quelle que soit la fréquence

Cette dernière courbe est très importante car elle nous permet d'envisager le bruit à basse température, d'une manière intrinsèque, sans limitations dues à des phénomènes « parasites », comme le battement entre les différents modes longitudinaux de la cavité.

La diminution du bruit est donc possible en abaissant la température de fonctionnement d'un laser de 5dB au moins, si la fréquence de résonance n'intervient pas. S'il se trouve que le point de fréquence d'observation correspond à la position de la fréquence de résonance à l'ambiante alors l'écart est encore plus grand [23].

2-3-4 conclusion sur le bruit - perspective sur le RIN des lasers DFB

La courbe précédente est en quelque sorte la conclusion de ce paragraphe consacré au bruit mais nous pouvons poursuivre ce raisonnement dans le cas d'un laser monomode DFB. En considérant les paramètres d'un laser DFB, mesurés à l'ambiante, nous pouvons calculer la diminution du bruit que l'on pourrait obtenir si ce laser était monomode à 77K par conception.

L'évolution des paramètres avec la température est obtenue en considérant leur variation similaire à toutes celles que nous avons observées lors de cette étude :

le courant de seuil est divisé par 3 ou 4 ;

le rendement multiplié par 1,5 à 2 ;

le facteur d'émission spontanée est multiplié par 1,5 ;

une augmentation du gain différentiel de 20 % à 40 % ;

de la fréquence de résonance de 15 à 20 % suivant le courant considéré ;

du facteur d'amortissement de 20 %.

ainsi que des variations de la longueur d'onde d'émission (0,3nm/K), de l'indice de groupe et du facteur de compression de gain.

La Figure III-38 représente ce calcul.

Une courbe expérimentale de RIN à $I=I_s=100\text{mA}$ à 300K est représentée, ainsi que la courbe théorique correspondante avec un taux de réjection de 40dB.

Le RIN est calculé à 77K à deux taux de réjection différents. Une diminution de 3 à 5 dB est calculée suivant la fréquence lorsque le SMSR est à 40dB.

Nous obtenons par exemple:

à 3 GHz, un RIN de -167dB/Hz est attendue contre -161dB/Hz à l'ambiante ou bien encore -155dB/Hz à 10 GHz contre -151dB/Hz à 300K.

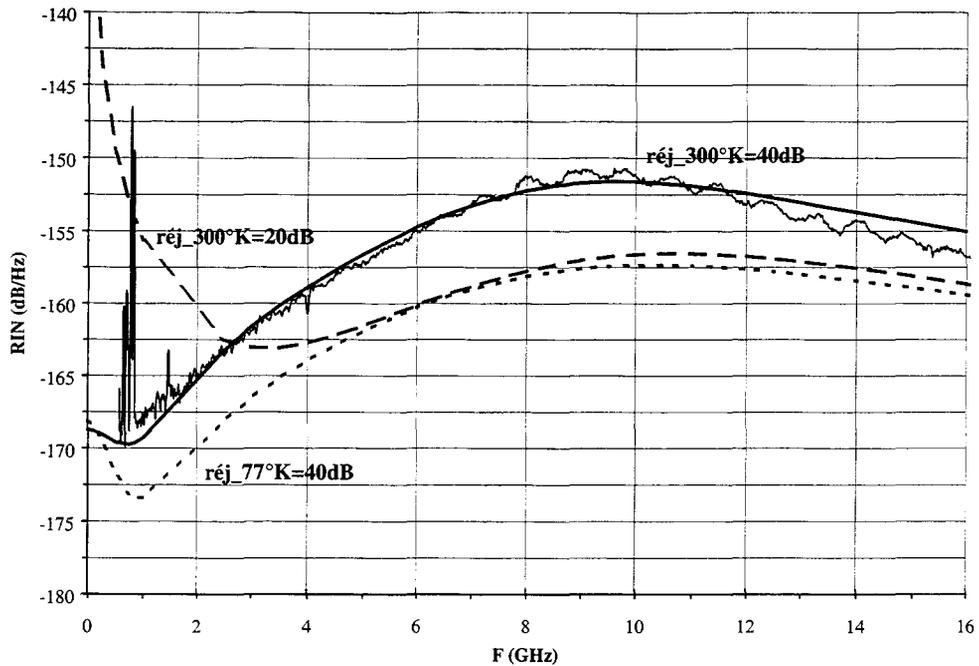


Figure III- 38: courbes expérimentale et théorique de RIN à 300K. La correspondance des deux est obtenu pour un taux de réjection de 40dB. La courbe à 77K est calculée avec, d'une part, un taux de réjection augmenté de 20dB et d'autre part, un taux de réjection maintenu constant entre 300K et 77K

Ce résultat est essentiel car comme nous l'avons décrit au chapitre précédent, le RIN est prédominant dans la détermination du plancher de bruit au pied de la porteuse de modulation.

2-3-5 bruit très basse fréquence

Le bruit très basse fréquence, mesuré à l'Université de Montpellier est lui aussi sujet à des modifications en diminuant la température de fonctionnement du laser. Le modèle phénoménologique développé dans le premier chapitre permet de la même manière que dans le paragraphe d) de simuler l'évolution du RIN basse fréquence pour un laser monomode de 300K à 77K.

Dans un premier temps nous validons le modèle avec des résultats expérimentaux à température ambiante afin de déterminer la valeur du paramètre de Hooge utilisé dans ce modèle [24-25]. Ceci est représenté sur la Figure III- 39.

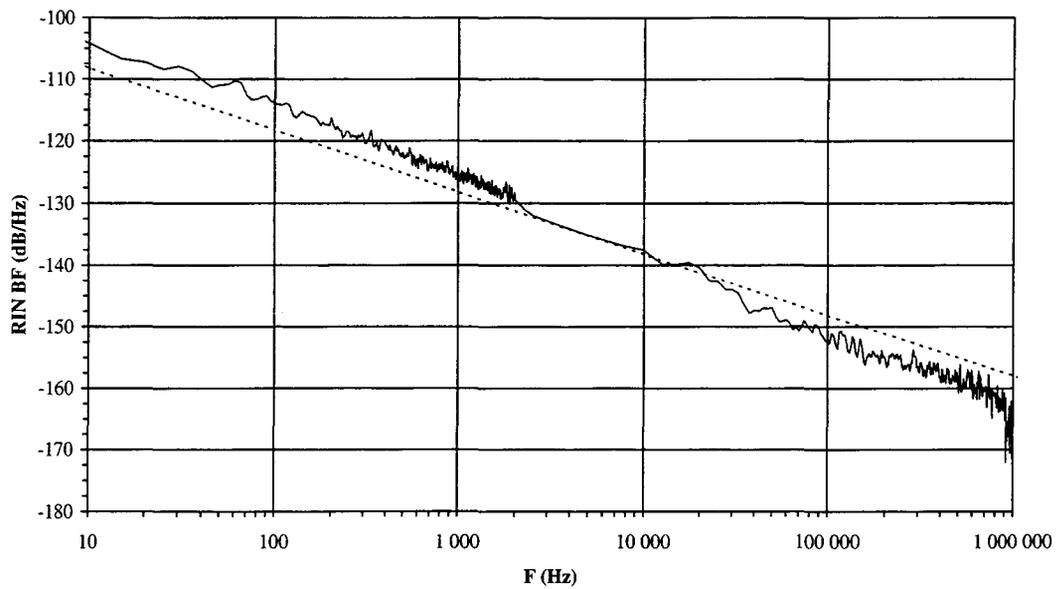


Figure III- 39: spectre de RIN basse fréquence mesuré et calculé. La valeur de α est de 10^{-3}

Les différents paramètres intervenant dans le modèle sont issus des mesures « classiques » effectuées sur le laser DFB: la mesure du P(I), le spectre de longueur d'onde et le RIN à plus haute fréquence.

Le paramètre de Hooge est fixé à $1 \cdot 10^{-3}$.

La valeur des paramètres à basse températures est obtenue de la même manière qu'en d).

La Figure III- 40 représente la simulation de la diminution du bruit total entre 300K et 77K : c'est à dire la somme des bruits basse fréquence et haute fréquence.

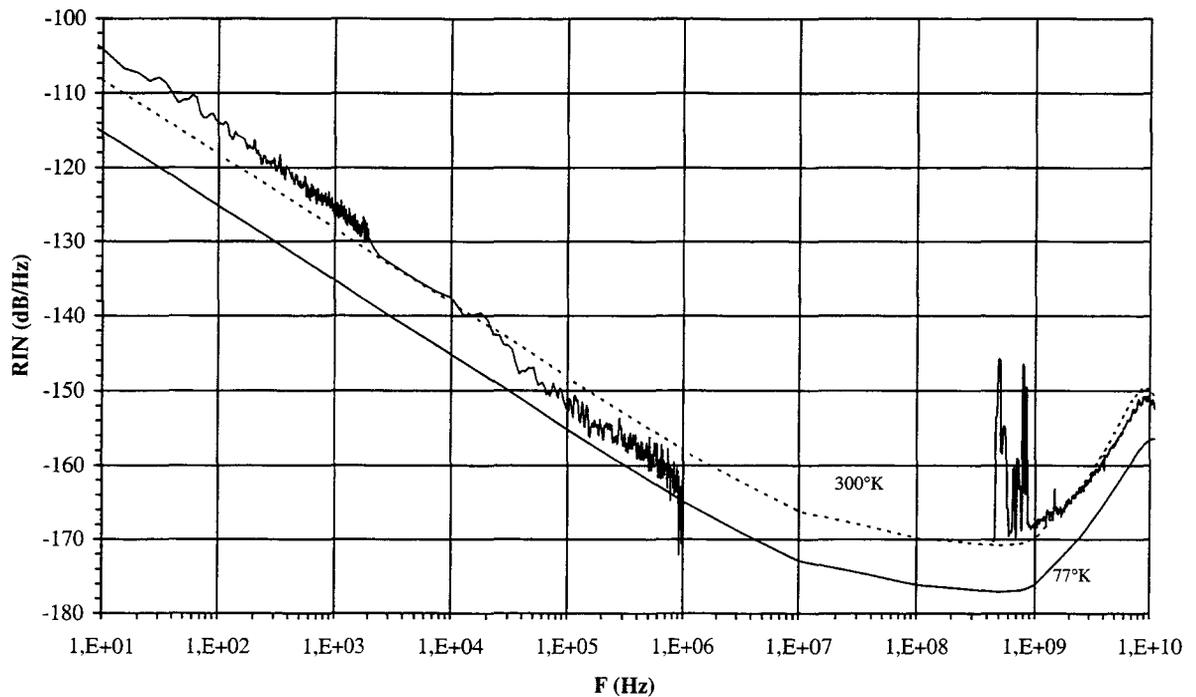


Figure III- 40: représentation logarithmique du spectre de RIN total, HF et BF, calculé et expérimental à 300K. La courbe à basse température est calculée.

L'échelle utilisée est une échelle logarithmique afin de représenter le bruit sur toute la plage de fréquence. Le paramètre de Hooge est supposé constant entre ces deux températures. Nous observons à nouveau une diminution du bruit basse fréquence de l'ordre de 5dB qui suit parfaitement l'évolution du bruit haute fréquence.

Ce résultat est très important car il signifie que le bruit reporté très près de la porteuse pourrait être diminué lui aussi de la même manière que le bruit au plancher de 3 à 6dB.

2-4 Caractérisation dynamique: la réponse en modulation

2-4-1 mesure et performances

Le principe de la mesure de la réponse en modulation du laser est décrit au chapitre I.

La connaissance du comportement dynamique des lasers à basse température est essentielle.

La source optique est avant tout un moyen de transmettre des informations. La placer à basse température pour améliorer certains paramètres ne doit pas pénaliser ce potentiel de transmission.

La modulation hyperfréquence est appliquée au laser par l'intermédiaire d'un câble cryogénique dont la bande passante est supérieure à 20GHz.

Seuls les lasers placés sur les embases hyperfréquence peuvent être caractérisés.

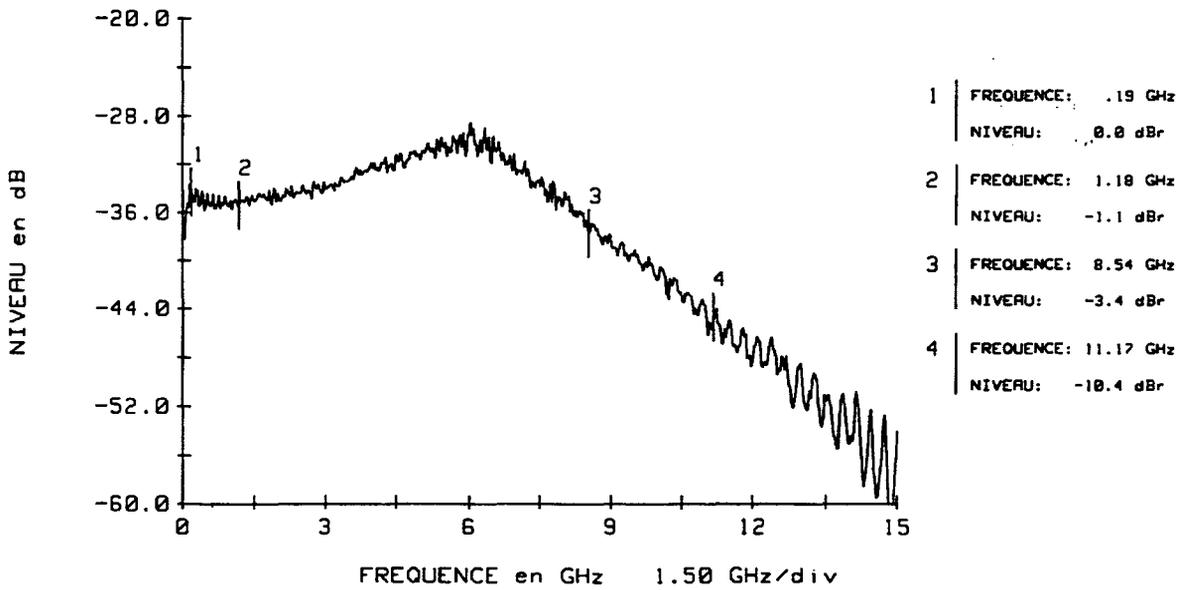
Pour chaque température la réponse en modulation est obtenue en fonction du courant d'alimentation du laser et nous relevons en chaque point :

- *la bande passante à -3 dB,
- *la fréquence de résonance,
- *la valeur des pertes d'insertion de la liaison.

Sur les figure III- 41 a) et b) et figure III- 42 a) et b), on a représenté la réponse en modulation du laser TGB191B1 à 300K et 77K pour deux valeurs de courants d'alimentation du laser.

T=300°K I1=60 mA Iph=1.150 mA

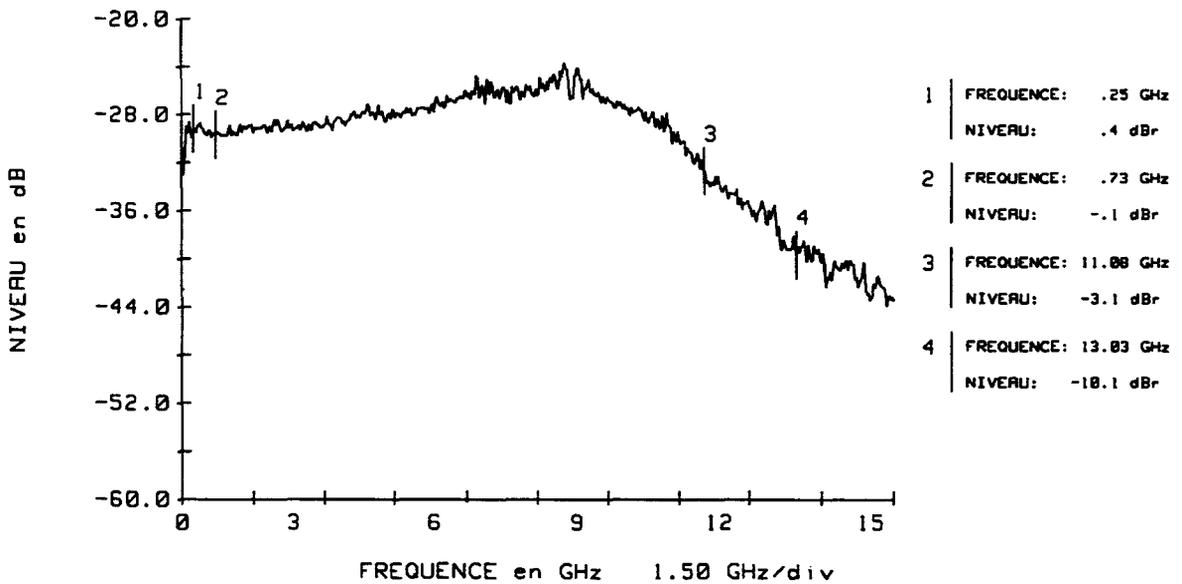
4-08-97



a)

T=77°K I1=60 mA Iph=3.45 mA

6-08-97



b)

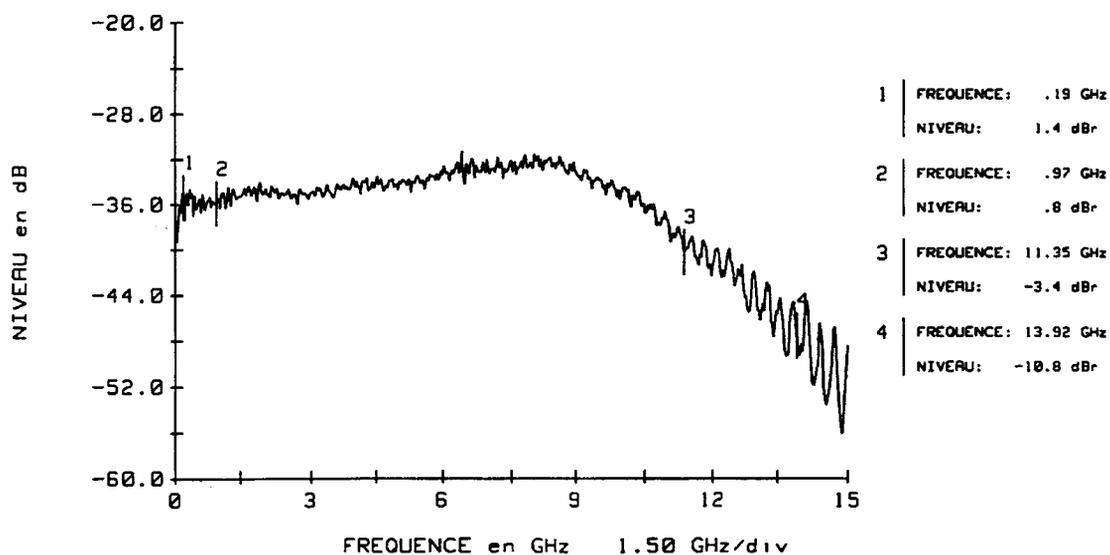
Figure III- 41: réponse en modulation mesuré à I1=60mA à T=300K (courbe a) et T=77K (courbe b)

LASER TGB191B

LCR 069

T=300°K I1=100mA Iph=1.285 mA

4-08-97



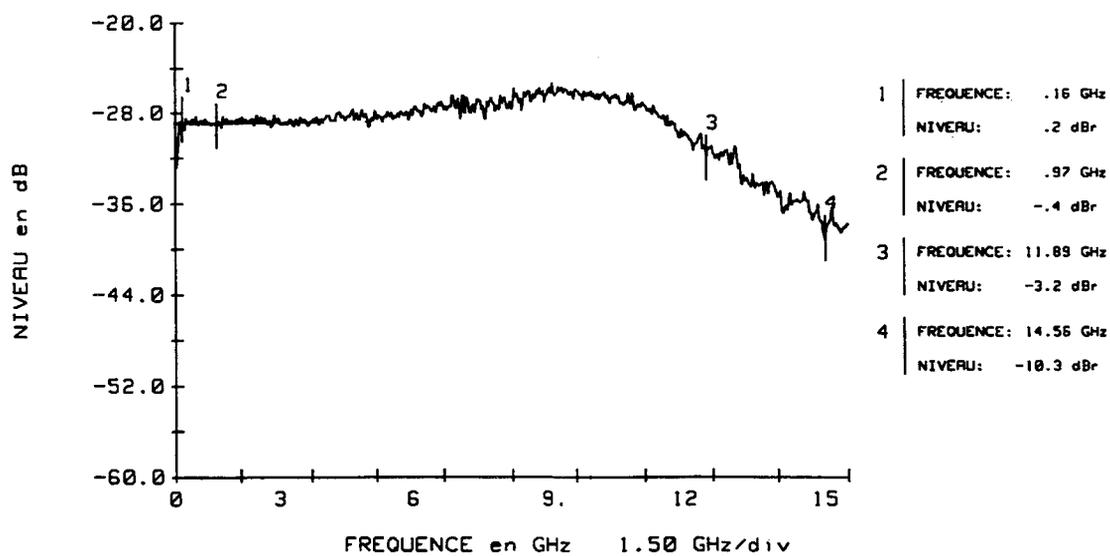
a)

LASER TGB191B

LCR 069

T=77°K I1=100mA Iph=7.10 mA

6-08-97



b)

Figure III- 42: réponse en modulation mesuré à $I_1=100\text{mA}$ à $T=300\text{K}$ (courbe a) et $T=77\text{K}$ (courbe b)

Le Tableau 9 regroupe des résultats caractéristiques du comportement dynamique en température de trois lasers différents.

	TGB 191 B1			TGB 154 D3		TGB 154 D1	
I_s (mA)	26,0	9,2	4,3	22,4	4,6	35,0	7,0
T (K)	300	150	77	300	77	300	77
BP _{max} à 100 mA (GHz)	11,30	11,20	11,90	9,50	11,00	8,70	11,50
pertes à 100 mA (dB)	35,4	32,0	29,0	*	*	47,5	43,0
f_{R1} à 100 mA (GHz)	8,0	9,0	9,2	*	*	7,5	9,0
BP à 30 mA (GHz)	4,30	6,50	7,96	3,20	6,50	-	5,80
BP à 50 mA (GHz)	7,50	9,16	10,30	6,10	7,50	4,30	7,70

Tableau 9 : paramètres mesurés sur la réponse en modulation pour plusieurs lasers.

2-4-2 commentaires :

Ces résultats expérimentaux suscitent plusieurs commentaires.

*Concernant la valeur de la bande passante maximale à -3dB, nous montrons ici que l'amélioration n'est pas systématique (ex : TGB 191B1) avec le refroidissement par opposition à certains travaux publiés [1] ou du moins est assez faible (ex : TGB 154D 1 et 3). En effet pour les composants ayant une bande passante couvrant la bande X à l'ambiante, l'amélioration avec la diminution de température est très faible. La valeur de 11 à 12 GHz pour un courant de 100mA (courant de fonctionnement optimal des composants testés) ne varient que très peu de 300K à 77K, malgré le gradient important de température imposé à la puce.

Par contre pour les lasers ayant une bande plus faible à l'ambiante, l'amélioration est un peu meilleure (avec une augmentation de 2 à 3 GHz). En effet ces lasers sont moins bons à 300K, leur bande est limitée intrinsèquement et donc la diminution de température leur est d'autant plus bénéfique.

La réponse en modulation du laser est constituée de deux termes [13-26].

* un terme calculé à partir des équations d'évolution en petit signal (c.f. chapitre I) qui dépend de paramètres intrinsèques à la puce

* un terme caractéristique du circuit électrique entourant le laser : un circuit RC du premier ordre à fréquence de coupure :

$$f_{RC} = \frac{1}{2\pi * RC}$$

EQ III- 23

La bande passante intrinsèque tend à augmenter légèrement si l'on diminue la température, d'après le calcul du facteur d'Olshansky au paragraphe 2-3, suivant ainsi l'évolution de la fréquence de résonance.

Mais la fréquence de coupure parasite du laser augmente en refroidissant le laser. Comme nous l'avons relaté en 2-1, la résistance série du laser augmente un peu, quand la température diminue, ce qui à capacité constante, dégrade f_{RC} .

Les deux effets se compensant assez bien, la bande passante maximale est quasiment identique quelle que soit la température.

Ce résultat peut-être, soit décevant si on le compare aux variations spectaculaires, publiées dans la littérature [1]. D'un autre côté, c'est aussi un résultat très satisfaisant puisque nous validons expérimentalement le bon comportement dynamique des laser à basses températures. Ainsi le potentiel de rapidité de transmission des informations est conservé.

De plus, d'autres observations expérimentales sont intéressantes.

*Les pertes d'insertion de la liaison sont améliorées ce qui est un atout important dans un système de transmission par voie optique. Un gain d'environ 6 dB électrique est mesuré entre 300K et 77K correspondant parfaitement à l'augmentation du rendement quantique externe du laser. Il a doublé et ce gain de 3 dB optique se traduit par 6 dB électrique.

Les pertes des lasers TGB 154D 1 et 3 sont plus grandes que les autres citées dans le tableau basse-T19, ceci est dû à l'utilisation d'une photodiode avec une sensibilité très faible (de l'ordre de 0,2A/W à comparer au rendement proche de 1 A/W pour les autres mesures).

*D'autre part, en dépit de la diminution de température, la bande passante n'est pas affecté par du « roll-off ». Cette coupure est la traduction dynamique des fuites de porteurs affectant la zone active, présente fréquemment dans des structures enterrée (Buried Ridge Structure par

exemple) [26]. En effet une fuite de porteurs signifie tout simplement une diminution du signal optique et par là même une diminution de l'information hyperfréquence portée par l'optique.

Les lasers mesurés dans cette étude sont à structure à ruban, généralement insensible à ce phénomène. Nous montrons ici que cette propriété reste vraie à basse température.

*De manière similaire à l'exploitation des courbes de bruit, l'évolution de la bande passante avec la température en fonction du courant d'alimentation du laser doit tenir compte de la diminution du courant de seuil. L'évolution de la bande passante est donc à tracer en fonction de la racine carrée de $I-I_s$ afin de ne traiter que l'influence de la température sans influence du courant de seuil, comme sur la Figure III- 43.

BP à -3dB (GHz)

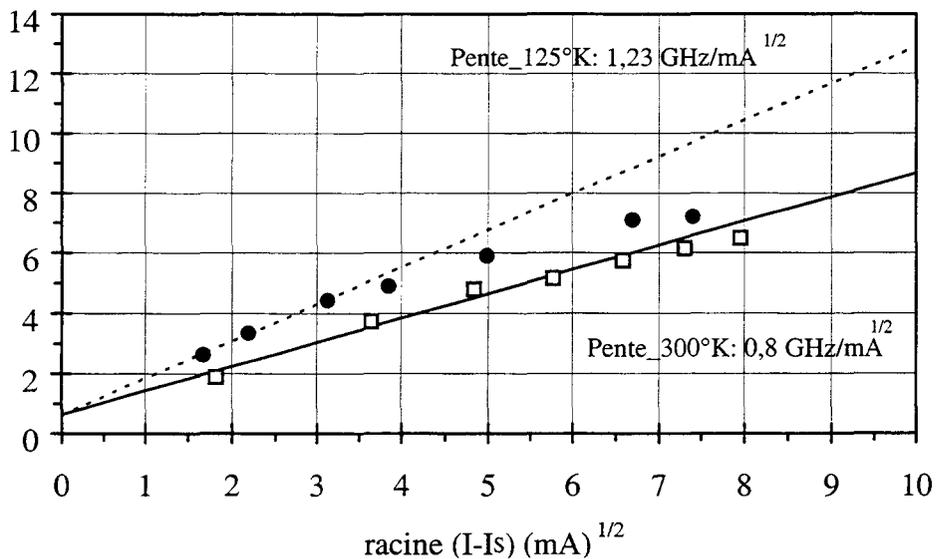


Figure III- 43: variation avec la racine carrée du courant net d'alimentation de la bande passante à -3dB, entre 300K et 77K.

La pente en $\text{GHz}/\text{mA}^{1/2}$ qualifie l'efficacité dynamique du laser en terme de courant d'alimentation. Une amélioration de cette pente (typiquement $0,8\text{GHz}/\text{mA}^{1/2}$ à 300K contre $1,23\text{GHz}/\text{mA}^{1/2}$ à 125K) confirme l'augmentation du gain différentiel, apparue sur le RIN, à faibles courants.

Nous remarquons cependant que la bande passante à -3 dB mesurée à 300K sur ce composant n'est pas très élevée, ce qui signifie que ce laser n'était pas limité en bande passante par des parasites mais par sa réponse intrinsèque. L'amélioration avec l'abaissement de la température

est donc possible. Par contre la bande passante maximale n'augmente pas radicalement, mais est fortement amortie, ce qui est lié, comme dans le cas de la fréquence de résonance observée sur le RIN, à la compression du gain.

Pour conclure ce paragraphe, nous pouvons donner un exemple d'amélioration de performances :

Pour travailler à 10 GHz, si l'application ne nécessite pas de forte puissance hyperfréquence en sortie de liaison optique, cela implique d'alimenter le laser à 50mA seulement, à 77K avec 29 dB de pertes d'insertion contre 90mA à 300K et 34 dB de pertes.

En terme de puissance hyperfréquence transmise, le gain obtenu sur le rendement du laser, confirmé avec les pertes d'insertion hyperfréquence, permet de gagner jusqu'à 6dB, pour les mêmes fréquences de modulation.

Cette nouvelle performance va dans le même sens que la diminution du bruit pour l'amélioration du rapport signal à bruit proche de la porteuse : la pureté spectrale.

2-5 Pureté spectrale : report du bruit BF au pied de la porteuse de modulation

Les mesures de bruit de phase et de bruit d'amplitude comme celles développées dans le chapitre II seraient très intéressantes à mettre en oeuvre à basse température pour évaluer l'impact de la diminution de température sur les grandeurs $L(f)$ et $M(f)$. Cependant nous ne disposons pas de laser qui soit monomode longitudinal à basse température. Les lasers multimodes présentent un fort bruit en basse fréquence et très basse fréquence. Le bruit de partition masque le véritable bruit BF, généré par les fluctuations des électrons et calculé au chapitre I. Cette quantité de bruit, très importante, sera reporté au pied de la porteuse de modulation par les processus calculés au chapitre II. Cependant les performances accessibles alors avec ce type de laser ne seront pas acceptables. En effet si le bruit de partition est 20 à 30dB plus fort que le bruit basse fréquence, la quantité de bruit reporté sera augmentée d'autant.

Il n'est donc pas envisageable de placer un laser multimode dans un système car la dégradation de la pureté spectrale du signal serait importante.

Nous souhaitons néanmoins connaître les performances accessibles à basse température en terme de $L(f)$ et $M(f)$.

Nous allons donc, comme dans le cas du RIN, considérer que nous disposons d'un laser DFB à 77K et calculer le bruit BF et les facteurs de conversion du bruit BF en amplitude et en phase. Ainsi, après avoir calculé le RIN à basse température, nous pourrions calculer $L(f)$ et $M(f)$.

La variation des paramètres intrinsèques du laser avec la température est déduite de toutes les caractérisations effectuées dans ce chapitre.

Le tableau 10 représente la valeur des paramètres utilisés dans les calculs en comparaison avec la valeur des paramètres à température ambiante pour un courant $I_L=I_0-I_s=100\text{mA}$.

	T =300K	T=77K
I_0 (mA)	120	106
I_s (mA)	20	6
η_d (W/A)	0,235	0,35
Γ	0,046	0,046
P_0 (m^3)	$2,15 \cdot 10^{21}$	$2,15 \cdot 10^{21}$
β	$4 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^{-5}$
a (m^2)	$1,37 \cdot 10^{-19}$	$1,65 \cdot 10^{-19}$
N_s (m^3)	$1,55 \cdot 10^{24}$	$8,95 \cdot 10^{23}$
τ_s (ns)	1	1,71
τ_p (ps)	6	6
ε (m^{-3})	$1,05 \cdot 10^{-22}$	$1,58 \cdot 10^{-22}$

Tableau 10: valeurs des principaux paramètres utilisés à 300K et 77K.

Nous pouvons brièvement commenter ces valeurs : le gain différentiel est plus élevé à basse température, comme la durée de vie des électrons [4]. La densité de porteurs augmente également [27].

Certains paramètres ne sont cependant pas bien connus à basse température. C'est le cas notamment de la durée de vie des photons que nous considérons égale à sa valeur à température ambiante, comme le facteur de confinement optique.

Les pertes internes ont tendance à diminuer avec la température [27] ce qui signifie que la durée de vie des photons peut augmenter avec le refroidissement. En fait la durée de vie des photons intervient dans l'expression de plusieurs paramètres, il est donc délicat de l'augmenter délibérément en maintenant tous les autres paramètres constants, sachant que cela va diminuer la valeur de la fréquence de résonance par exemple. Or celle-ci augmente avec le refroidissement par suite d'une augmentation du gain différentiel. Il faudrait étudier plus en détail l'évolution des pertes dans la cavité pour s'assurer que la durée de vie des photons est modifiée par cette évolution qui a pour principale conséquence de faire augmenter le rendement externe différentiel.

Le RIN à basse température est calculé et représenté à la figure III-44. La courbe à température ambiante est également schématisée pour comparaison.

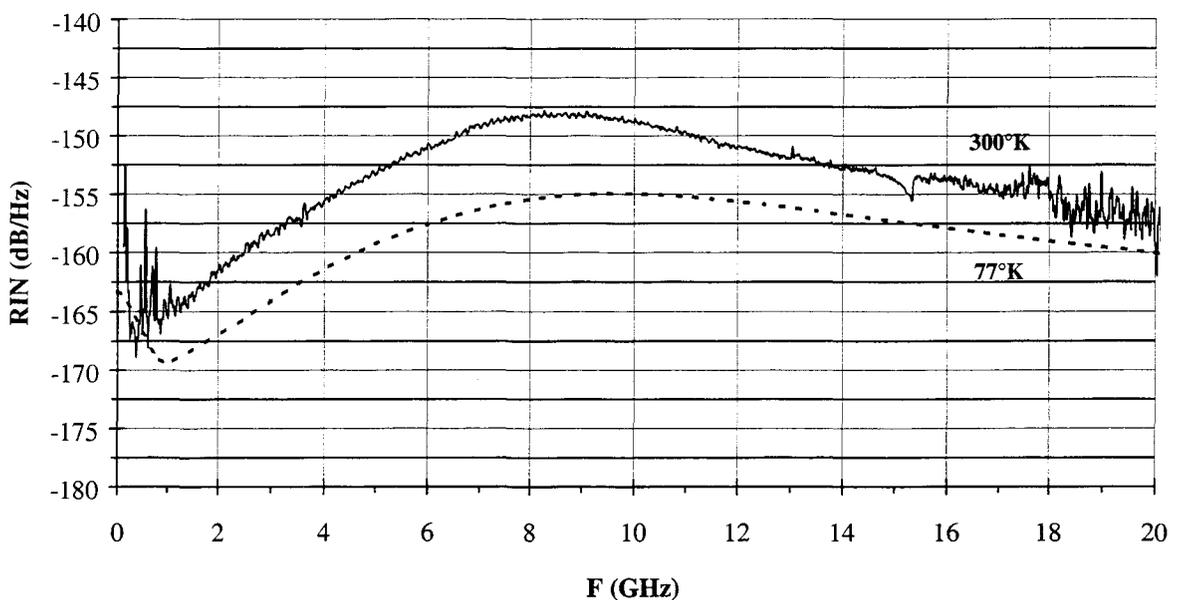


Figure III- 44: variation du RIN d'un laser monomode avec la température à $I_0=120\text{mA}$

Pour le calcul du bruit basse fréquence, nous sommes gênés car nous ne connaissons pas la valeur du paramètre de Hooge, déterminant pour le niveau de RIN BF. Nous le considérons constant dans un premier temps puis, nous réduisons sa valeur en le divisons par deux (figure III-45). Il est en effet caractéristique des fluctuations d'électrons à basse fréquence. Nous supposons que ces fluctuations sont réduites lorsque le laser est placé à basse température, ce qui rejoint le comportement des dispositifs à semi-conducteurs hyperfréquences placés à basse températures [28].

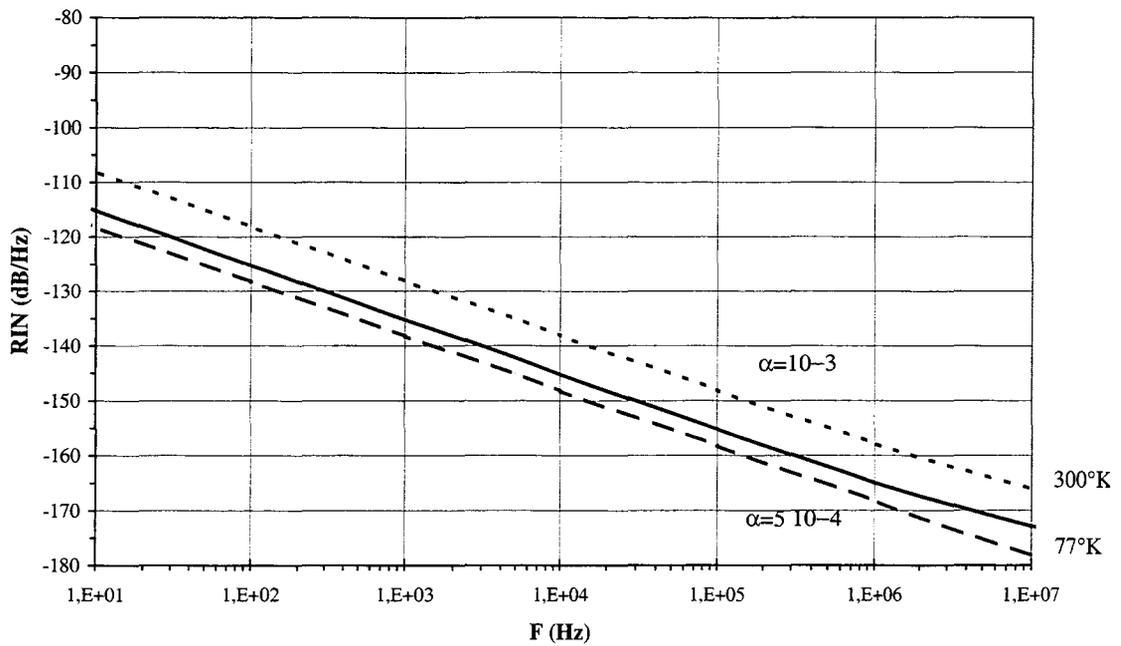


Figure III- 45: diminution calculée du RIN basse fréquence avec la température avec $\alpha=10^{-3}$ à 300K et 77K puis $\alpha =5 \cdot 10^{-4}$ à 77K

Les facteurs de conversion du bruit de phase et d'amplitude sont représentés ci-dessous (figure III-46 et III-47).

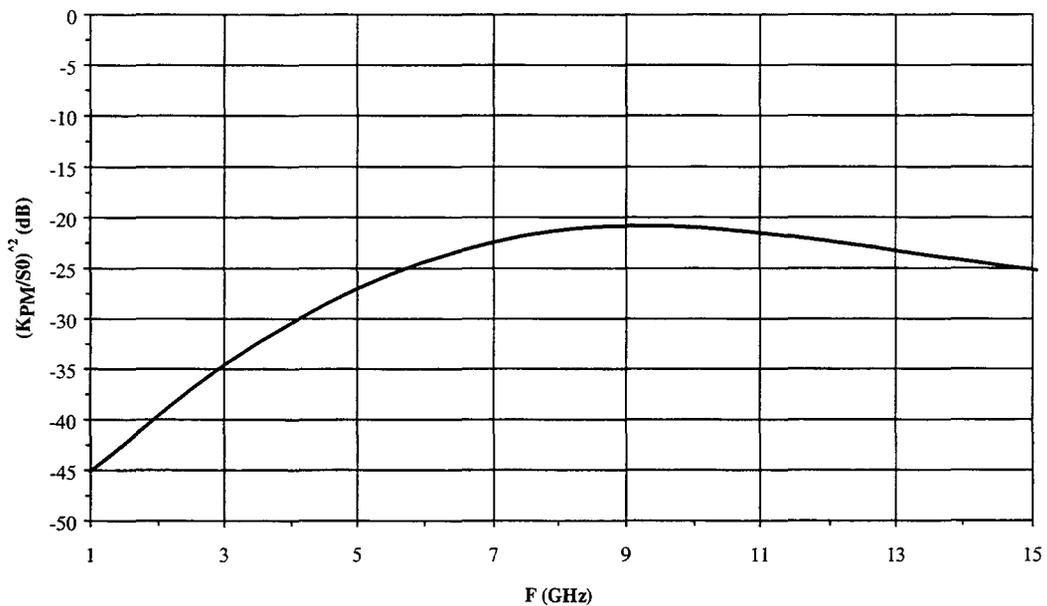


Figure III- 46: évolution du facteur de conversion du bruit basse fréquence en phase avec la diminution de la température

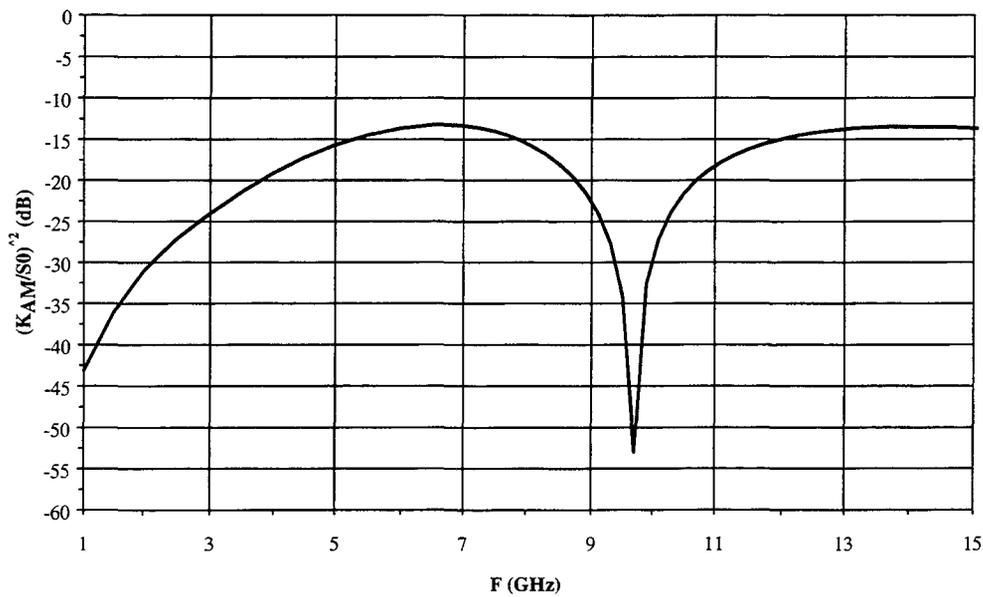


Figure III- 47: évolution du facteur de conversion du bruit basse fréquence en amplitude avec la diminution de la température

Le maximum de conversion du bruit BF en phase et le minimum en amplitude sont décalés vers une fréquence plus élevée, conformément à l'augmentation de la fréquence de résonance du laser avec la diminution de température. Les niveaux des facteurs de conversion en amplitude et en phase sont plus faibles à basse température qu'à température ambiante.

Nous pouvons calculer les rapports bruits à signal en amplitude et en phase comme cela a été fait au chapitre II. Le tableau 11 résume ces calculs.

La valeur du photocourant est de 10mA, à comparer aux 7mA à 300K. La puissance hyperfréquence en sortie de liaison est augmentée par rapport à celle obtenue à 300K et vaut -9dBm.

F (GHz)	$ K_{PM}/S_0 ^2$ (dB)	$ K_{AM}/S_0 ^2$ (dB)	RINBF (dB/Hz) $\alpha_{77K} = \alpha_{300K}$	RIN (dB/Hz)	L(f) (dBc/Hz)	M(f) (dBc/Hz)
3	-35	-24		-164	-149	-142
6	-24	-13	@1KHz	-157	-143	-132
9	-21	-22	-135	-155	-141	-138
3	-35	-24		-164	-149	-148
6	-24	-13	@10kHz	-157	-143	-140
9	-21	-22	-145	-155	-141	-141

tableau 11: calcul de L(f) et M(f) à 77K

Les valeurs obtenues sont à comparer à celles obtenues dans le chapitre II, au tableau 4.

Nous remarquons qu'à 3GHz, à 10kHz de la porteuse, la valeur de L(f) attendue à basse température est de -149dBc/Hz, à comparer à -144dBc/Hz, calculée pour le même composant à température ambiante.

En amplitude, nous calculons à 77K, une valeur de M(f) de -148dBc/Hz à 3GHz, à 10kHz de la porteuse, contre -137 dBc/Hz à 300K.

Une amélioration est donc calculée en terme de bruit de phase et d'amplitude lorsque le laser est placé à basse température. Cependant, il s'agit du résultat d'un calcul, pour lequel certains paramètres ne sont pas connus. De plus cela nécessite d'avoir un laser monomode longitudinal à basse température, de caractéristique similaire aux composants DFB fonctionnant à température ambiante. Il faut donc rester prudent quant aux valeurs que l'on pourrait obtenir à 77K. Néanmoins, une amélioration sur le RIN à la fréquence de modulation a été expérimentalement mise en évidence, en dehors de la zone affectée par le bruit de partition. Ceci est un bon indice de l'amélioration des performances des lasers à semi-conducteurs à basses températures. Ceci a une influence directe sur le plancher de bruit de phase (et d'amplitude) loin de la porteuse. De plus en terme de rapport bruit à signal, la puissance hyperfréquence en sortie de liaison est plus importante à 77K, ce qui implique des rapports plus grands.

La vérification expérimentale ne sera cependant apportée que lorsque nous disposerons d'un composant conçu pour fonctionner à 77K.

3- CONCLUSION

3-1 Bilan des performances

L'étude des lasers à basse température a mis en évidence différents comportements que nous rappelons ici.

En premier lieu, les lasers restent, ou deviennent, multimodes longitudinaux lorsque la température est diminuée ce qui affecte les performances des composants d'une manière générale.

Cependant, il est possible d'étudier l'évolution des paramètres d'un laser multimode avec la température et d'en déduire certains points :

D'un point de vue statique :

- 1) le courant de seuil diminue exponentiellement avec la température,
- 2) le rendement différentiel augmente,
- 3) la longueur d'onde décroît.

D'un point de vue dynamique :

nous avons montré que la bande passante des lasers à ruban étudiés n'évoluait guère avec le refroidissement, par contre les pertes électriques diminuent.

D'un point de vue semi statique :

Le niveau de bruit absolu du laser, hors influence du bruit de partition et de la fréquence de résonance diminue de quelques dB entre 300K et 77K. Cependant avec les lasers multimodes, l'augmentation du bruit de partition est l'effet prépondérant. La variation simultanée de plusieurs paramètres avec la température détermine le niveau de bruit, et tous les paramètres n'ont pas tendance à faire décroître le RIN, comme le facteur d'émission spontanée.

D'autres caractéristiques peuvent être calculées :

le bruit BF semble diminuer, mais le paramètre de Hooge n'est pas connu à 77K.

Les grandeurs $L(f)$ et $M(f)$ sont obtenus après le calcul des facteurs de conversion de bruit de phase et d'amplitude qui apparaissent moins forts à basse température. Les valeurs de pureté spectrale en phase et en amplitude sont d'autant plus faibles que le plancher de bruit lié au

RIN à la fréquence de modulation, est également moins important que celui obtenu température ambiante.

3-2 Problèmes restants

La principale condition permettant de valider ces premiers résultats et de confirmer la possibilité d'utiliser un laser à basse températures pour améliorer ses caractéristiques d'une manière générale et plus particulièrement le bruit de phase et le bruit d'amplitude au pied de la porteuse, est la fabrication d'un composant monomode longitudinal à 77K, possédant des caractéristiques similaires aux DFB actuellement testés à 300K.

Sans cela, les calculs effectués ne pourront être expérimentalement confirmés car les lasers multimodes présentent un bruit de partition trop élevé, en basse fréquence, qui sera convertit au pied de la porteuse de modulation. Par ailleurs certains résultats, pourraient être améliorés, comme par exemple, une plus grande diminution du RIN, si les paramètres tendant à le faire augmenter lorsque la température diminue sont contrôlés. Ceci pourra non seulement améliorer les rapports signal à bruits proches de la porteuse mais également la dynamique SFDR de la liaison que nous avons évoqué au chapitre I, en abaissant le plancher de bruit. L'augmentation de la puissance hyperfréquence en sortie de liaison va dans le même sens.

Un autre problème sera à résoudre, lorsque le composant à basse température sera fait : la mise à basse température d'un module fibré. Il faudra alors étudier le développement d'une embase spécialement conçue pour supporter de grandes variations de température, de telle manière que le couplage de la lumière dans une fibre optique reste efficace.

- 1 R. YU, R. NAGARAJAN, T. REYNOLDS, A. HOLMES, J.E. BOWERS, S.P. DENBAARS, C.E. ZAH
« Ultrahigh Speed Cryogenic Laser Diodes For Broadband Optical Fiber Link Applications »
IEEE MTT-S Digest, 1995.
- 2 R. YU, R. NAGARAJAN, T. REYNOLDS, J.E. BOWERS, M. SHAKOURI, J. PARK, K.Y. LAU, C.E. ZAH, W. ZOU, J. MERZ
« Ultrahigh speed performance of a quantum well laser at cryogenic temperatures »
Applied Physics Letters, Vol. 65, n°5, August 1994.
- 3 SZE
« Physics of Semiconductor devices »
John Wiley & Sons, 1981.
- 4 G.P. AGRAWAL, N.K. DUTTA
« Long-Wavelength Semiconductor Lasers »
Van Nostrand Reinhold - 1986.
- 5 B. ZHAO, T. CHEN, L.E. ENG, Y.H. ZHUANG, A. SHAKOURI, A. YARIV
« Sub-100 μ A current operation of strained InGaAs quantum well lasers at low temperature »
Applied Physics Letters, Vol. 65, n°14, Oct. 1994
- 6 M.B. BIBEY, N. BOURZGUI, B. de CREMOUX, J.C. CARRU, M. KRAKOWSKI, P. RICHIN, P. TABOURIER, R. BLONDEAU
« Low Temperature Behaviour of Laser Diodes »
Colloque 3, Supplément au Journal de Physique III, Vol. 6, Avril 96.
- 7 N.K. DUTTA, J. LOPATA, D.L. SIVCO, A.Y. CHO
« Temperature dependence of Threshold of Strained Quantum Well Lasers »
Applied Physics Letters, Vol. 58, n°11, 18 March 1991.
- 8 L. E. ENG, A. SA'AR, T.R. CHEN, I. GRAVE, N. KUZE, A. YARIV
« Microampere threshold current operation of GaAs and strained InGaAs quantum well lasers at low temperatures (5 K). »
Applied Physics Letters, Vol. 58, (24), 17 June 1991.
- 9 W. FANG, M. HATTENDORF, S.L. CHUANG, J. MINCH, C.S. CHANG, C.G. BETHEA, Y.K. CHEN
« Analysis of Temperature sensitivity in Semiconductors Lasers Using Gain and Spontaneous Emission Measurements »
Applied Physics Letters, Vol. 70, n°7, 17 February 1997.

- 10 I. JOINDOT
« Bruit relatif d'intensité des lasers à semiconducteur. »
Annales des Telecommunications, Vol. 46, n° 3-4, 1991.
- 11 K. PETERMANN
« Laser Diode Modulation and Noise »
Kluwer Academic Publisher - 1988.
- 12 P. SPANO, S PIAZZOLLA, M. TANBURRINI
« Theory of Noise in Semiconductor Lasers in the presence of Optical Feedback. »
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-20, n°4, April 1984.
- 13 R. OLSHANSKY, P. HILL, V. LANZISERA, W. POWAZINIK
« Frequency Response of 1,3 μ m InGaAsP High Speed Semiconductor Lasers »
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-23, n°9, Sept 87.
- 14 M. TATHAM, I. LEALMAN, C.P. SELTZER, L.D. WESTBROOK, D.M. COOPER
« Resonance frequency, damping and differential gain in 1.5 μ m multiple quantum well lasers »
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 28, n°2, Feb. 1992
- 15 T. FUKUSHIMA, R. NAGARAJAN, M. ISHIKAWA, J. BOWERS
« High-speed Dynamics in InP Based Multiple Quantum Well Lasers. »
Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 32, January 1993.
- 16 R. NAGARAJAN, M. ISHIKAWA, T. FUKUSHIMA, R. S. GEELS, J. BOWERS
« High Speed Quantum-Well Lasers and Carrier Transport Effects. »
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 28, n° 10, October 1992.
- 17 M. KRAKOWSKI
Communications Internes.
- 18 G. HAROLD, K. PETERMANN
« Intrinsic Noise of Semiconductor Lasers in Optical Communication Systems »
Optical and Quantum Electronics, Vol. 12, 1980.
- 19 D. MORGANS, M. ADAMS
« Quantum noise in semiconductor lasers »
Physics Status Solid, Vol. 11, n° 243, 1972.
- 21 I. JOINDOT
« Bruit d'intensité relatif dans les lasers à semiconducteurs »
Thèse de Doctorat, Université de Montpellier II.
- 22 C.B. SU, J. SCHLAFFER
« Explanation of Low-Frequency Relative Intensity Noise in Semiconductor Lasers »
Applied Physics Letters, Vol. 57, n°9, Aug 1990.

- 23 G. OBARSKY, D. LARSON, R.J. PHELAN
 « Integrated Photonics Research »
Technical Digest Series, Vol. 6, Boston 1996.
- 24 K. DAULASIM
 « Caractérisation et Modélisation des Bruits Blancs et en 1/F des Diodes Lasers à Semiconducteur »
Thèse de Doctorat, Université de Montpellier II, 1994.
- 25 B. ORSAL, P. SIGNORET, J.M. PERANSIN, K. DAULASIM, R. ALABEDRA
 Correlation between Electrical and Optical Photocurrent Noises in Semiconductor Laser Diodes. »
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 41, n°11. November 1994.
- 26 R. S. TUCKER, IVAN P. KAMINOW
 « High-Frequency Characterestids of Directly Modulated InGaAsP RidgeWaveguide and Buried Heterostructure Lasers. »
Journal of Lightwave Technology, VOL.LT-2, n°4, August 1984.
- 27 Y. ZOU, J. OSINSKI
 « Experimental study of Auger recombinaison, gain and temperature sensitivity of 1,5µm compressively strained semiconductor lasers »
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol 29, n° 6, June 1993.
- 28 O. LLOPIS, R . PLANA et al
 « Phase noise in cryogenic microwave HEMT and MESFET Oscillators »
IEEE Transactions on Microwave and Techniques, Vol. 41, n° 3, March 1993

CONCLUSION GENERALE

La transmission de signaux hyperfréquences par voie optique pour le déport de signaux radars, ou le câblage d'antenne active par exemple, constitue une voie attractive, à condition que la dégradation de la pureté spectrale du signal hyperfréquence après transport optique soit faible.

Ce mémoire a permis l'analyse de la pureté spectrale en sortie d'une liaison optique, à modulation directe de l'amplitude optique émise par le laser et à détection directe.

Les performances obtenues, en terme de dégradation de la pureté spectrale par une liaison optique, en bande S et bande X, sont compatibles avec les générations actuelles de radars.

La modélisation a permis de comprendre les limitations actuelles et d'envisager des solutions pour rendre les liaisons optiques compatibles avec la future génération de radars.

L'émetteur à semi-conducteurs, dans le cas d'une liaison à modulation directe d'amplitude, introduit du bruit de phase et du bruit d'amplitude au pied de la porteuse de modulation.

Les deux types de bruit ont une dépendance de type Flicker jusqu'à 10kHz de la porteuse puis un plancher de bruit blanc, plus loin de la porteuse. L'origine de ces bruits électriques en sortie de liaisons est le bruit d'amplitude optique.

En présence d'une modulation, le bruit d'amplitude optique basse fréquence est converti au « pied » du signal de modulation avec des coefficients de conversion différents en amplitude et en phase. Les fluctuations basse fréquence ont une dépendance en $1/f$, ainsi que le bruit converti.

Le coefficient de conversion du bruit basse fréquence en amplitude augmente avec la fréquence de modulation sauf à la fréquence de résonance du signal où il est minimal. Le facteur de conversion du bruit de phase est maximum à la fréquence de résonance. La conversion du bruit basse fréquence en amplitude est plus grande que celle du bruit de phase proche de la porteuse (<10dB environ).

Les rapports bruit à signal d'amplitude $M(f)$, et de phase, $L(f)$, proches de la porteuse ($\Delta f < 10\text{kHz}$) sont donc différents en sortie de liaison optique. A puissance de signal égale, le bruit d'amplitude est plus important que le bruit de phase pour $\Delta f < 10\text{kHz}$.

Plus loin de la porteuse, le plancher de bruit blanc est déterminé par le RIN du laser à la fréquence de modulation du signal, le bruit thermique et le bruit de grenaille après photodétection. La contribution de ces trois sources de bruit est égale en amplitude et en phase. Ainsi les rapports bruits à signal d'amplitude, $M(f)$, et de phase, $L(f)$, ont la même valeur pour des fréquences d'observation supérieures à plusieurs dizaines de kHz de la porteuse.

La mise en place de bancs de mesure de bruit de phase rajouté par un dispositif à deux ports et de bruit d'amplitude a permis d'effectuer les caractérisations de liaisons optiques nécessaires à la validation de l'analyse théorique et permettant d'établir les performances actuellement accessibles avec les liaisons optiques développées au Laboratoire Central de Recherche de THOMSON-CSF.

Les mesures valident de façon satisfaisante les modèles établis. En amplitude cependant, le plancher du dispositif de mesure étant trop élevé, nous avons rajouté du « bruit » supplémentaire pour valider la présence du minimum de bruit à la fréquence de résonance du laser. La mesure de deux générations de lasers a mis en évidence les progrès réalisés du point de vue technologique.

Les paramètres déterminants pour $L(f)$ et $M(f)$ peuvent être identifiés :

a) loin de la porteuse de modulation ($\Delta f > 10\text{kHz}$) pour l'amplitude et la phase :

**l'influence du RIN à la fréquence de modulation est essentielle ;

**s'agissant de rapports bruit à signal, plus le signal est fort, plus l'écart entre les deux est grand, il faut donc disposer de sources de forte puissance.

b) proche de la porteuse :

**le bruit basse fréquence doit être le plus faible possible. Son origine est assez mal connue, aussi des études complémentaires sont nécessaires.

Cependant, il apparaît que les composants ayant un faible RIN à plus haute fréquence, présente un RIN BF satisfaisant ;

**les facteurs de conversion du bruit BF en amplitude et en phase dépendent de plusieurs paramètres qui sont liés.

D'une manière générale, il est préférable de ne pas travailler à la fréquence de résonance du laser car le RIN y est maximum, le facteur de conversion du bruit BF en phase également. Par contre le bruit d'amplitude y est minimum.

Il faut également clairement identifier l'influence du bruit d'amplitude sur les système dans lequel la liaison optique sera placée. Dans le cas de système à détection hétérodyne, par exemple, l'influence du bruit d'amplitude peut être négligeable.

Nous avons finalement obtenu des valeurs excellentes de $L(f)$:

** à 3GHz, à 10kHz de la porteuse : $<-150\text{dBc/Hz}$

** à 9GHz, à 10kHz de la porteuse : $<-140\text{dBc/Hz}$.

Les valeurs de $M(f)$ à 10kHz de la porteuse sont équivalentes.

Ces performances permettent d'envisager l'utilisation des liaisons optiques dans les systèmes radars, bande S et bande X, existant actuellement.

Pour aller plus loin et améliorer encore ces valeurs afin de travailler pour la future génération de radars, nous proposons différentes solutions.

1) Il est envisageable de faire fonctionner les lasers à basse température afin d'améliorer leur performance d'une manière générale et le bruit en particulier.

De nombreuses caractérisations ont été faites de 300K à 77K sur des composants principalement multimodes longitudinaux. En effet, les lasers DFB ne restent monomodes que sur une plage réduite de température. Ceci a limité les possibilités de mesures de certains paramètres, tels que le bruit d'amplitude optique basse fréquence et les bruits de phase et d'amplitude électrique au pied de la porteuse de modulation. De plus, les lasers multimodes

présentent du bruit de partition optique très important en basse fréquence, augmentant avec le refroidissement. Avec une telle quantité de bruit en basse fréquence, qui sera converti au pied de la porteuse de modulation, il n'est pas envisageable d'utiliser de telles sources pour obtenir une bonne pureté spectrale.

Cependant, nous avons mis en évidence certaines tendances générales permettant de conclure sur l'amélioration des composants à basse température.

Nous pouvons citer par exemple, l'effet du refroidissement sur le bruit d'amplitude optique. Hors influence du bruit de partition : une diminution de 3 à 6dB est possible, ceci laisse présager un comportement similaire en basse fréquence s'il n'y avait pas de bruit de partition.

Les pertes d'insertion électriques sont diminuées sans dégradation de la bande passante, ce qui favorise la transmission de signaux hyperfréquences.

Nous avons calculé les valeurs de $M(f)$ et de $L(f)$ que nous pourrions obtenir si nous disposions d'un laser monomode longitudinal possédant les mêmes caractéristiques que ceux fonctionnant à température ambiante: une amélioration de plusieurs dB est prévue pour ces deux rapports bruits à signal.

La faisabilité de l'utilisation de lasers à basse température pour être associés à des pilotes à supraconducteurs est démontrée.

2) Un autre moyen d'améliorer le bruit de phase en bande X notamment est de fabriquer un laser ayant une fréquence de résonance en bande Ku pour éviter les inconvénients liés à la fréquence de résonance. En effet le maximum de conversion du bruit de phase et le maximum de RIN se situent à la fréquence de résonance du laser qui est pour les lasers que nous avons testés, en bande X.

Ce travail doit être poursuivi afin d'étudier d'une part l'influence d'un très fort signal de modulation (avec une profondeur de modulation supérieure à 50%). Cependant nous pensons que cela ne provoquera pas de changement radical en terme de modélisation: le principe restera le même.

D'autres types de liaisons optiques, à modulation externe par exemple ou avec un amplificateur optique à fibre dopée erbium doivent également être étudiées pour valider leur utilisation dans les systèmes de la même manière que pour les liaisons que nous avons étudiées.

La partie « étude des composants à basse température » doit être poursuivie avec un composant monomode longitudinale et une embase de test fibrée.

SYMBOLES	DENOMINATION	UNITES (SI)
A_{Au}	coefficient de recombinaison Auger dû aux défauts	s
a	gain différentiel	m^2
α	paramètre de Hooge	SI
A	amplitude du champ électrique	SI
a_{opt}	fluctuations de l'amplitude optique	
a'	gain différentiel modifié, tenant compte de e	m^2
a_{elec}	fluctuation de l'amplitude électrique	SI
α_H	coefficient de Henry	SI
α_i	pertes internes	m^{-1}
A_i	coefficient des matrices de résolution des équations	SI
α_m	pertes miroirs dites d'extrémité	m^{-1}
A_{opt}	amplitude du champ optique	
B	coefficient de recombinaison radiative bande à bande	m^3/s
β	facteur d'émission spontanée	
B	bande de fréquence	Hz
B_{eff}	terme rassemblant les coefficients A, B, C de recombinaisons des porteurs	
C	coefficient de recombinaison Auger	m^6/s^2
c	vitesse de la lumière	
$\langle Di_{gr}^2 \rangle$	densité spectrale de bruit de grenaille	A^2
$\langle \Delta i_{RIN}^2 \rangle$	densité spectrale de bruit dû au RIN	A^2
$\langle \Delta i_{th}^2 \rangle$	densité spectrale de bruit thermique	A^2
$\langle \Delta n(\omega)^2 \rangle$	densité spectrale de fluctuations de porteurs	m^6
$\langle \Delta s(\omega)^2 \rangle$	densité spectrale de fluctuations de photons	m^6
$\langle \Delta s_{l/f}(\omega)^2 \rangle$	densité spectrale de fluctuations de photons basse fréquence	m^6
$\Delta \lambda_{-3dB}$	largeur à mi-hauteur de la courbe d'émission spontanée	m
$\Delta \lambda_{FP}$	écart entre les modes longitudinaux de la cavité	m
$\Delta \nu$	largeur de raie optique	Hz
Δp_1	fluctuation de la phase électrique du laser	rad
ΔS_1	fluctuation de la densité de photons modulés	m^{-3}
$\Delta \omega_{R-3dB}$	largeur à mi hauteur du pic de la courbe de RIN	rad
$\Delta \Psi_{gre}$	phase électrique associée au bruit de grenaille	rad
$\Delta \Psi_{RIN}$	phase électrique associée au RIN	rad
$\Delta \Psi_{th}$	phase électrique associée au bruit thermique	rad
ϵ'		
ϵ	coefficient de compression du gain	m^3
E_{opt}	champ optique	SI
$E(t)$	champ électrique	SI
E_c	énergie de la bande de conduction	eV
E_g	énergie de la bande interdite	eV
E_v	énergie de la bande de valence	eV
F	facteur de bruit d'un amplificateur électrique	

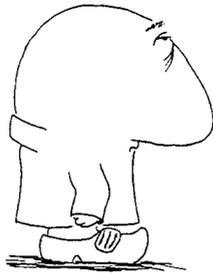
$f_{n1/f}$	source de bruit basse fréquence de Langevin due aux porteurs	SI
f_{opt}	phase optique	Hz
$f(x)$	rapport des fonctions de Bessel	
f_1, f_2	fréquence de modulation 1 et 2	Hz
f_{-3dB}	bande passante intrinsèque maximale	Hz
f_{elec}	fréquence électrique	Hz
Φ_{elec}	phase électrique	rad
f_n	source de bruit de Langevin due aux porteurs	SI
ϕ_p	flux de photons	
f_R	fréquence de résonance	Hz
f_{R1}	fréquence de résonance du système du second ordre	Hz
f_s	sources de bruit de Langevin due aux photons	SI
Γ	facteur de confinement optique	
g	gain optique	m^{-1}
γ	taux d'amortissement	rad/s
g^*	gain différentiel effectif corrigé du rendement quantique interne du laser	m^2
$\gamma_{1,2}$	taux d'amortissement associé au mode 1, 2	rad/s
h	constante de Planck	SI
η	sensibilité de la photodiode	A/W
η_d	rendement quantique externe différentiel	W/A
$HD_{2,3}$	fonction de transfert des distorsions harmoniques d'ordre 2, 3	dB
η_i	rendement quantique interne	
I	courant injecté dans la cavité	A
$I(t)$	courant total appliqué au laser	A
I_0	courant de polarisation continu	A
$I_0(x)$	fonction de Bessel modifiée d'ordre 0	
I_1	courant de modulation	A
$I_1(x)$	fonction de Bessel modifiée d'ordre 1	
I_c	courant crête de modulation	A
I_{eff}	courant efficace	A
i_{gre}	courant associé au bruit de grenaille	A
i_{gre}^{**}	courant modifié associé au bruit de grenaille	A
I_l	courant continu appliqué au laser corrigé du courant de seuil	A
$IMD_{2,3}$	fonctions de transfert des intermodulations d'ordre 2, 3	dB
I_{ph}	photocourant	A
i_{RIN}	courant associé au bruit de type RIN	A
i_{RIN}^{**}	courant modifié associé au RIN	A
I_s	courant de seuil	A
i_{th}	courant associé au bruit thermique	A
i_{th}^{**}	courant modifié associé au bruit thermique	A
k	constante de Boltzman	

K	facteur d'Olshansky	s
$ K_{AM}(\omega) ^2$	facteur de conversion du bruit BF en amplitude	dB
$ K_{AM}/S0 ^2$	facteur de conversion du bruit BF en amplitude normalisé par rapport à la puissance optique moyenne	dB
$ K_{IMD}(\omega) ^2$	facteur de conversion du bruit BF par intermodulations	dB
$ K_{PM}(\omega) ^2$	facteur de conversion du bruit BF en phase	dB
$ K_{PM}/S0 ^2$	facteur de conversion du bruit BF en phase normalisé par rapport à la puissance optique moyenne	dB
K_{bruit}	terme intervenant dans le RIN, indépendant de la fréquence	dB
K_{det}	réponse du détecteur de phase	V/rad
K_{gain}	terme proportionnel au gain différentiel	m^2
k_x	rapport entre les puissances des modes 1 et 2	
λ	longueur d'onde	m
L	longueur de la cavité optique du laser	m
Λ	pas du réseau	
L(f)	rapport de la puissance de bruit de phase à la puissance du signal	dBc/Hz
λ_B	longueur d'onde de Bragg d'un laser DFB	m
λ_{FP}	longueur d'onde maximale de la cavité FP	m
m	taux de modulation	
M(f)	rapport de la puissance de bruit d'amplitude à la puissance du signal	dBc/Hz
$m_{1,2}$	profondeur de modulation associée au signal à la fréquence $f_{1,2}$	
m_r	ordre du réseau	
ν	fréquence optique	Hz
N	densité de porteurs	m^{-3}
n	densité de porteurs « de bruit »	m^{-3}
N_0	densité de porteurs en régime stationnaire	m^{-3}
N_1	densité de porteurs modulés	m^{-3}
N_2	densité de porteurs résultant de l'interaction du signal et du bruit	m^{-3}
n_{eff}	indice effectif de la cavité	
n_g	indice de groupe	
N_{om}	densité de porteurs à la transparence	m^{-3}
N_s	densité de porteurs au seuil	m^{-3}
P	puissance optique totale	W
$P_{br\ tot}$	puissance électrique de bruit total	dBm/Hz
P(t) ou $P_{opt}(t)$	puissance optique totale émise	W
P_0	puissance optique continue	W
P_1	puissance optique modulée	W
P_{AM}	puissance électrique de bruit d'amplitude	dBm/Hz
P_{sig}^{eff}	puissance électrique efficace de signal	dBm
P_{in}	puissance incidente hyperfréquence	dBm
P_{opt}	puissance optique	W

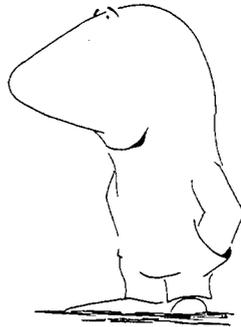
P^{out}	puissance hyperfréquence de sortie	dBm
P_{signal}	puissance électrique de signal	dBm
P_{vraie}	puissance optique émise par la puce laser	W
q, e	charge électronique	eV
R	résistance de charge	Ω
R_{NR}	taux de recombinaisons non radiatives	
R_{spont}	taux de recombinaisons radiatives spontanées	
R_{stim}	taux de recombinaisons radiatives stimulées	
$R(f)$	réponse en modulation du laser	dB
$R(N)$	taux de recombinaison totale	
$R(\tau)$	fonction d'autocorrelation	
R_1, R_2	coefficient de réflexion des miroirs d'une cavité parasite	
R_{auger}	recombinaison Auger	
RIN	bruit d'intensité relatif	dB/Hz
$RIN_{AM}(\omega)$	RIN équivalent avec la conversion du bruit BF en amplitude	dB/Hz
$RIN_{IMD}(\omega)$	RIN équivalent avec la conversion du bruit BF par intermodulations	dB/Hz
R_S	résistance série du laser	Ω
R_{SRH}	taux de recombinaisons Auger type « Shokley Read Hall	
S	densité de photons	m^{-3}
s	densité de photons « de bruit »	m^{-3}
S_0	densité de photons en régime stationnaire	m^{-3}
S_{01}, S_{02}	densité de photons du mode 1, 2	m^{-3}
S_1	densité de photons modulés	m^{-3}
S_2	densité de photons résultant de l'interaction du signal et du bruit	m^{-3}
$S_{AM}(f)$	densité spectrale de fluctuation d'amplitude	V^2/Hz
$S_{AM}(f)$	densité spectrale de fluctuation de bruit de phase	rad^2/Hz
$Sf_{1,2}$	densité de photons modulés à la fréquence $f_{1,2}$	m^{-3}
S_{RIN}	fluctuations de la densité de photons due au RIN	m^{-3}
T	température	K
T_0	température caractéristique du laser	K
τ_e	durée de vie totale des porteurs	s
τ_{NR}	durée de vie non radiatives	s
τ_p	durée de vie des photons	s
τ_R	durée de vie radiatives	s
V	volume de la cavité	m^3
v_g	vitesse de groupe	m/s
ω	pulsation électrique	rad/s
$\omega_{01,2}$	fréquence de résonance associée au mode 1, 2	rad/s
ω_{opt}	pulsation optique	rad/s
ω_{elec}	pulsation électrique	rad/s
ω_R	pulsation de résonance	rad/s
ω_{R1}	pulsation de résonance du système du second ordre	rad/s

ω_{RC}	pulsation de coupure due à un RC parasite	rad/s
x	amplitude du signal optique en grand signal	SI
Ψ_1	déphasage électrique crée par le laser avec une modulation	rad

DEPUIS TROIS JOURS
J'AI UN BRUIT
QUI ME TROTTE
DANS LA TÊTE...



IMPOSSIBLE
LE BRUIT NE SE TRANSMET
PAS DANS LE VIDE...



FRONZ

