



HAL
open science

Contribution à l'étude de liaison optiques analogiques pour la distribution de signaux de référence en gammes RF et micro-ondes

Gianandrea Quadri

► **To cite this version:**

Gianandrea Quadri. Contribution à l'étude de liaison optiques analogiques pour la distribution de signaux de référence en gammes RF et micro-ondes. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2004. Français. NNT : . tel-00141548

HAL Id: tel-00141548

<https://theses.hal.science/tel-00141548>

Submitted on 13 Apr 2007

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

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

THÈSE

Préparée au
Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes du CNRS

En vue de l'obtention du
Doctorat de l'Université Paul Sabatier de Toulouse

Spécialité
Micro-électronique

par
Gianandrea QUADRI

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LIAISONS OPTIQUES ANALOGIQUES
POUR LA DISTRIBUTION DE SIGNAUX DE REFERENCE EN GAMMES
RF ET MICRO-ONDES**

Soutenue le 23 juin 2004, devant le jury :

Président **J. GRAFFEUIL**

Directeur de thèse **O. LLOPIS**

Rapporteurs **M. PRIGENT
V. GIORDANO**

Examineurs **C. GONZALEZ
P. ARGUEL**

Membres invités **O. GILARD
B. BENAZET**

Rapport LAAS N° 04615

Avant-propos

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué au sein du groupe CISHT (Composants et Intégration des Systèmes Hyperfréquences pour les Télécommunications) du Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS) du CNRS à Toulouse.

Je tiens d'abord à remercier vivement Monsieur Jacques Graffeuil, fondateur de l'ancien groupe hyperfréquences CCM et professeur à l'université Paul Sabatier, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de thèse avec tout le charisme qu'on lui connaît. Je tiens également lui exprimer toute ma reconnaissance pour la confiance qu'il m'a témoigné en m'accueillant dans ce groupe.

Je remercie Monsieur Michel Prigent, Professeur à l'Institut Universitaire de Technologie de Brive, pour avoir accepté d'être rapporteur de ce mémoire. Mes remerciements vont aussi à Monsieur Vincent Giordano, Directeur de recherche au Laboratoire de Physique et Métrologie des Oscillateurs (LPMO) du CNRS de Besançon, pour avoir aussi rapporté ce travail.

J'adresse également mes remerciements à Madame Carmen Gonzalez, Ingénieur à Alcatel OPTO+, pour avoir accepté d'être examinateur de ce jury de thèse. Que Monsieur Philippe Arguel, Maître de Conférences à l'Université Paul Sabatier, reçoive ici mes sincères remerciements pour avoir examiné ce travail et pour les fructueuses discussions scientifiques que nous avons eues sur le fonctionnement des diodes laser.

J'adresse également mes remerciements à Monsieur Benoît Bénazet, Ingénieur à Alcatel Space, pour son aide scientifique, pour son support inconditionnel lors des nombreux essais de caractérisation en bruit de phase des circuits réalisés et pour avoir participé au jury de thèse.

Que Monsieur Olivier Gilard, ingénieur au Centre National d'Etudes Spatiales et mon collègue de grande rigueur scientifique au sein du service Assurance Qualité du même organisme, soit aussi remercié pour avoir participé à mon jury de thèse. Un long avenir de défis et aventures dans le domaine de la fiabilité et de la qualité des composants optoélectroniques nous attend !!!

Enfin, j'ai eu l'extraordinaire chance d'avoir comme directeur de thèse Monsieur Olivier Llopis, chargé de recherche au LAAS-CNRS et directeur du groupe CISHT. Ses excellentes qualités scientifiques et humaines (sauf la blague de la réunion à Alcatel prévue à la même heure du match de l'Italie pendant la coupe du monde !!) constituent une des clés pour l'aboutissement de ces travaux de thèse.

Je tiens également à remercier Messieurs Michel Maignan et Michel Sotom Ingénieurs à Alcatel Space, pour les fructueuses discussions scientifiques sur les différentes architectures des liaisons optiques RF lors des nombreuses réunions effectuées à Alcatel Space.

Je n'oublierai pas celui qui m'a apporté une aide technique pour la réalisation de nombreux circuits. Jacques, merci pour ta disponibilité, ton efficacité et ta maîtrise.

Je tiens particulièrement à remercier Horacio Martinez Reyes, chercheur mexicain, pour l'aide constante et le support scientifique fourni aux travaux de cette thèse sur la caractérisation des phototransistors.

Un gros merci également à Corinne Vergnegre pour son aide technique lors des premières phases de la thèse.

Que les autres membres permanents et les chercheurs invités du groupe CISHT reçoivent aussi mes remerciements : David Dubuc, Katia Grenier, Thierry Parra, Robert Plana, Laurent Escotte, Jean Guy Tartarin (et sa bonne humeur digne d'un rugby man du sud-ouest), Éric Tournier (et sa musique), Mattia Borgarino (compatriote de lambrusco, salame et parmigiano).

J'adresse également mes remerciements à tous les services techniques, logistiques et administratifs du laboratoire qui ont oeuvré au bon déroulement de cette thèse. Je ne citerai que ceux que j'ai harcelés : Brigitte Ducrocq (notre efficace secrétaire) et Christian Berty.

Ces trois années ont été l'occasion pour rencontrer des nombreuses personnes avec qui je garde de bons souvenirs :

- Je ne peux pas m'empêcher de remercier la nombreuse communauté italienne de Toulouse et en particulier le latin lover Maurizio (sa bonne humeur et son vin destructif sont toujours un point de repère) et Riccardo (l'homme impossible, doué d'un esprit de noble toscan) pour les beaux moments passés ensemble.*
- Les thésards et stagiaires du groupe qui ont rendu le quotidien plus agréable et certainement beaucoup plus agité (pour ne pas dire turbulent) : Laurent (le roi des video games), Jessica (un peu d'Allemagne en France), Anthony, Sabine, Jérôme, Christophe (quand il ne râle pas, il n' est pas content), Wah (l'esprit tranquille et pacificateur du bureau E27), Mathilde (la hot line du LAAS), Gilles (la blague sans cesse), Abdel (mon ami), Benoît (le Bono des Midi-Pyrénées), Fouad (le futur Al Capone du LAAS), Mohamed (l'inconnu), Jean-Pierre (combien de discussions sur le*

sport !), Samuel (l'homme switch), Bertrand (bon courage avec le RIN des lasers), Damien (le futur représentant), Geoffroy (l'homme de la montagne), Nhut (l'homme plus tranquille que j'ai connu en toute ma vie), Stéphane (la standardiste de la cave), Baldé (Danger), Béatrice ("à table"), Benoît, Benoît M., Elena (la pauvre victime de la tyrannie d'Abdel), Emanuele (le gardien de notre équipe italienne de foot, hélas), Eric (Monsieur siesta), Jean-Michel (le moins bruyant du bureau E27), Marco ("nightmare team"), Simone (Ringhio Gattuso pour les italiens et Sicario pour les français)

Je ne pourrais pas passer sous silence mes amis qui loin de la France, dans la terre de Virgile, ont continué à soutenir mes efforts : Mirko (l'ami fraternel), Cato, Tex, Capro, Vigio, Cava (le copain de milliards d'apéro).

A questo punto, vorrei ringraziare con tutto l'affetto possibile i miei genitori che hanno saputo sempre credere in me e starmi vicino durante questi piacevoli tre anni passati a Tolosa.

Et enfin (dulcis in fundo), je remercie de tout mon coeur Elisabeth (ma douce Babette) qui avec son charisme, sa sensibilité, son regard et son sourire rassurants a su me soutenir et m'encourager pendant ces trois années de thèse. C'est à elle que je dédie ce mémoire.

INTRODUCTION GENERALE	5
CHAPITRE I : THEORIE GENERALE DES LIAISONS OPTIQUES.....	11
I. INTRODUCTION	13
II. LES ELEMENTS CONSTITUTIFS DES LIAISONS OPTIQUES ANALOGIQUES	14
II.1 L'EMETTEUR: LA DIODE LASER A SEMI-CONDUCTEUR	14
II.1.1. Les mécanismes physiques.....	14
II.1.1.1. Le cœur de la diode laser : la jonction p-n.....	16
II.1.2. Le gain optique	20
II.1.3. La contre-réaction optique.....	20
II.1.4. Exemple des structures de lasers	23
II.1.5. Les lasers à émission monomode longitudinal.....	24
II.1.6. Les équations du fonctionnement de la diode laser	27
II.1.6.1. Le fonctionnement statique	27
II.1.6.2. Le fonctionnement dynamique	29
II.2 LE RECEPTEUR DU SIGNAL OPTIQUE: LE PHOTO-DETECTEUR.....	33
II.2.1. Les concepts de base.....	33
II.2.2. La jonction p-n.....	35
II.2.3. La photodiode p-i-n.....	36
II.3 LES ELEMENTS DE CONNEXION : LA FIBRE OPTIQUE.....	38
II.4 LES APPLICATIONS DE BASE.....	40
III. LES CARACTERISTIQUES FONDAMENTALES DE LA LIAISON.....	40
III.1 LE GAIN DE LA LIAISON	40
III.1.1. Modulation directe de la porteuse optique	40
III.1.2. Modulation externe de la porteuse optique	41
III.2 LA BANDE SPECTRALE	43
III.3 LE BRUIT DE LA CHAINE OPTIQUE	43
III.3.1. Le bruit du laser (RIN)	43
III.3.1.1. Le banc de mesure du RIN	45
III.3.2. Le bruit du photodétecteur.....	46
III.3.2.1. Le bruit de grenaille ou « shot noise ».....	46
III.3.2.2. Le bruit thermique.....	47
III.3.2.3. Le bruit de courant d'obscurité.....	47
III.3.3. Le rapport signal sur bruit	48
IV. CONCLUSION	49
CHAPITRE II : ETUDE THEORIQUE DES RECEPTEURS OPTIMISES EN BRUIT DE PHASE : INTERET DE L'APPROCHE « PHOTO-OSCILLATEUR »	51
I. INTRODUCTION	53
II. GENERALITES SUR LE BRUIT DE PHASE	54
II.1 NOTION DE BRUIT DE PHASE	54
II.2 COMMENT EXPRIMER LE BRUIT DE PHASE?	55
III. LE BRUIT DE PHASE DANS LES LIAISONS OPTIQUES ANALOGIQUES.....	57
III.1 LE BRUIT DE PHASE RAMENE PAR LA CHAINE OPTIQUE	57
III.1.1. Transmission d'une source synthétisée par voie optique : la liaison simple	57
III.1.2. La conversion du bruit BF en bruit de phase	59
III.1.3. La mesure du RIN du laser	60
IV. ANALYSE THEORIQUE DU PHOTO-OSCILLATEUR	61
IV.1 TOPOLOGIE DES OSCILLATEURS	61
IV.1.1. Définitions.....	61
IV.1.2. Conditions de démarrage.....	62
IV.2 ORIGINE DU BRUIT DE PHASE DANS LES OSCILLATEURS MICRO-ONDES : L'APPROCHE DE LEESON	64
IV.3 LE BRUIT DE PHASE DE L'OSCILLATEUR SYNCHRONISE: LE MODELE DE KUROKAWA	67
IV.4 LE BRUIT DE PHASE DE LIAISONS OPTIQUES AVEC PHOTO-OSCILLATEUR COMME DISPOSITIF DE RECEPTION	69

IV.5 UN PARAMETRE CRITIQUE : LA BANDE DE SYNCHRONISATION	71
IV.5.1. Analyse directe par équilibrage harmonique.....	72
IV.5.2. La méthode de la boucle ouverte	72
IV.5.3. La méthode de la sonde.....	73
IV.6 LA MESURE DU BRUIT DE PHASE DES OSCILLATEURS.....	75
IV.6.1. La mesure directe à l'analyseur de spectre	75
IV.6.2. Technique à référence passive : la ligne à retard.....	76
IV.6.3. Technique à référence active : la boucle à verrouillage de phase ou PLL.....	77
IV.7 LA MESURE DU BRUIT DE PHASE RESIDUEL OU EN BOUCLE OUVERTE	79
V. CONCLUSION.....	81
CHAPITRE III : LES LIAISONS OPTIQUES ANALOGIQUES POUR LA DISTRIBUTION DE SIGNAUX DE REFERENCE RF	83
I. INTRODUCTION	85
II. ARCHITECTURE DE DISTRIBUTION	85
III. ETAT DE L'ART	88
IV. TRANSMISSION D'UN SIGNAL DE REFERENCE A 10 MHZ.....	89
IV.1 LES SPECIFICATIONS DU PROJET	89
IV.2 DEVELOPPEMENT D'UN BANC DE MESURE DU BRUIT DE PHASE RESIDUEL A 10 MHZ	90
IV.3 SELECTION DES TRANSISTORS POUR L'APPLICATION A 10 MHZ	93
IV.4 SELECTION DES RESONATEURS.....	94
IV.5 MODELISATION PRELIMINAIRE DE LA LIAISON OPTIQUE A 10 MHZ POUR DIFFERENTES CONFIGURATIONS DE RECEPTION	96
IV.6 CONCEPTION ET REALISATION D'UN OSCILLATEUR A 10 MHZ	98
IV.7 CARACTERISATION DE LA LIAISON POUR DIFFERENTES CONFIGURATIONS DE RECEPTION ET TESTS EN BRUIT DE PHASE.....	101
IV.7.1. Caractérisation préliminaires effectuées au LAAS.....	101
IV.7.2. Intégration dans le banc expérimental d'ALCATEL SPACE.....	104
IV.7.2.1. La configuration expérimentale.....	104
IV.7.2.2. Mesure du bruit de phase de la liaison générique avec filtre à quartz.....	106
IV.7.2.3. Mesure du bruit de phase de la liaison générique avec photo-oscillateur	107
IV.7.2.4. Validation des résultats obtenus pour la liaison avec photo-oscillateur.....	109
IV.8 OPTIMISATION ET REALISATION D'UN PHOTO-OSCILLATEUR INTEGRE (ENTREE OPTIQUE/SORTIE RF)	111
IV.8.1. Les modifications apportées	111
IV.8.2. Optimisation des performances de l'oscillateur	112
IV.8.3. Tests en bruit de phase de la liaison avec photo-oscillateur intégré.....	114
IV.9 CONSIDERATIONS FINALES SUR L'ETUDE MENE A 10 MHZ.....	117
V. TRANSMISSION D'UN SIGNAL DE REFERENCE A 874.2 MHZ.....	117
V.1 LES SPECIFICATIONS DU PROJET	117
V.2 CONCEPTION ET REALISATION DE L'OSCILLATEUR A 874.2 MHZ	118
V.2.1. Choix de composants.....	118
V.2.2. L'approche CAO.....	120
V.2.3. Les performances en bruit de phase.....	122
V.2.4. La bande de synchronisation.....	123
V.2.5. Bruit de phase résiduel de la liaison avec oscillateur (entrée RF, sortie RF).....	124
V.3 CONCEPTION D'UN PHOTO-OSCILLATEUR INTEGRE.....	126
V.3.1. Les modifications apportées.....	126
V.3.2. Les tests en bruit de phase de la liaison avec photo-oscillateur intégré.....	127
V.4 BILAN FINAL DE L'ETUDE MENE A 874.2 MHZ	128
CHAPITRE IV : LES LIAISONS OPTIQUES ANALOGIQUES POUR LA DISTRIBUTION DE SIGNAUX DE REFERENCE MICRO-ONDES	133
I. INTRODUCTION	135
II. LES PHOTO-OSCILLATEURS A RECEPTION DIRECTE.....	136
II.1 LES TRANSISTORS : LE HEMT INP ET LE PHOTOTBH.....	136
II.2 LA CARACTERISATION DYNAMIQUE.....	138

II.3 LA CARACTERISATION DU BRUIT BASSE FREQUENCE	139
II.4 LE BRUIT DE PHASE RESIDUEL.....	141
II.4.1. <i>Le HEMT sur InP</i>	141
II.4.2. <i>Le photoTBH</i>	143
II.5 CONVERSION DU BRUIT BASSE FREQUENCE EN BRUIT DE PHASE RESIDUEL	145
II.6 TRANSMISSION D'UNE SOURCE SYNTHETISEE A 3.5 GHZ.....	146
II.6.1. <i>La configuration expérimentale des tests</i>	146
II.6.2. <i>Les résultats</i>	147
III. LES PHOTO-OSCILLATEURS A RECEPTION INDIRECTE.....	149
III.1 LE CHOIX DES COMPOSANTS.....	149
III.1.1. <i>La caractérisation de la liaison</i>	149
III.1.2. <i>Le choix du transistor</i>	150
III.2 LA TRANSMISSION D'UNE SOURCE SYNTHETISEE A 3.5 GHZ	151
IV. BILAN DE L'ETUDE ET PERSPECTIVES	153
CONCLUSION GENERALE	155
REFERENCES.....	161
ANNEXE.....	169
I. CALCUL DU BRUIT DE PHASE D'UN OSCILLATEUR VERROUILLE PAR INJECTION A L'INTERIEUR DE LA BANDE DE SYNCHRONISATION	171
LISTE DES PUBLICATIONS.....	173

Introduction générale

La fibre optique constitue une alternative sérieuse au câblage coaxial classique pour de nombreuses applications analogiques. En effet, outre son diamètre et sa masse beaucoup plus faibles, elle ne perturbe pas les dispositifs électriques et elle assure une excellente isolation du signal véhiculé. Enfin, les très faibles niveaux d'atténuation dans la fibre autorisent le transport du signal sur de grandes distances. Ces excellentes caractéristiques font de la fibre optique un choix particulièrement attractif pour plusieurs systèmes de distribution de signaux de référence RF et micro-ondes.

Les liaisons optiques analogiques ont connu à partir des années 90 des progrès très significatifs dans les applications qui concernent le contrôle de réseaux d'antennes, les communications cellulaires et la distribution de signaux pour la télévision par câble. De plus, la fibre optique est un candidat très sérieux pour le remplacement, dans les futurs satellites de télécommunications, des câbles coaxiaux pour la distribution et le routage de différents signaux.

Les applications temps fréquence de la fibre optique sont pourtant aujourd'hui très nombreuses.

Certains laboratoires disposant d'une référence de fréquence très stable (par exemple une horloge au césium) peuvent envisager de la partager avec d'autres laboratoires grâce à un réseau de fibres optiques dédié. Pour ces transmissions sur des distances moyennes (voire parfois longues), le problème principal est celui de la stabilité à moyen terme du signal transmis. Les fluctuations de température sur la fibre peuvent créer des fluctuations de phase parasites, dont il faut tenir compte.

Dans un système embarqué, le problème est un peu différent. La distribution du signal se fait sur de courtes distances, et on peut penser que l'effet de cette propagation dans la fibre sur la qualité du signal est faible. Par contre, le nombre parfois important de récepteurs implique une division de puissance qui dégrade le rapport signal sur bruit de la liaison. Le bruit de phase loin de la porteuse est alors souvent prohibitif, à cause d'un niveau de signal reçu trop faible. Il est possible de lutter contre cet effet néfaste de la division d'amplitude en utilisant comme émetteur un laser de forte puissance, mais cette approche trouve rapidement ses limites, pour des raisons de coût et de technologie. Une autre approche consiste à introduire des amplificateurs optiques dans la liaison, mais cette approche apporte de nouveaux problèmes de bruit, et est également d'un coût élevé.

Nous avons choisi une troisième approche qui consiste à conditionner le signal reçu de façon à éliminer le bruit loin de la porteuse. Ceci est possible grâce à la resynchronisation d'un oscillateur, qui va imposer à la réception un plancher de bruit de phase constant, et une

puissance de sortie également constante. Un tel oscillateur, synchronisé par l'onde optique modulée, est appelé « photo-oscillateur ».

Plusieurs solutions peuvent être envisagées pour la réalisation de ces dispositifs. La plus simple consiste à détecter le signal optique modulé à l'aide d'une photodiode rapide, puis à utiliser ce signal électrique pour le verrouillage par injection d'un oscillateur (photo-oscillateur à réception indirecte). Une autre solution consiste à réaliser l'oscillateur lui-même à l'aide d'un transistor sensible à l'onde optique (photo-transistor), et donc à contrôler optiquement l'élément actif de l'oscillateur (photo-oscillateur à réception directe).

Cette thèse est partagée principalement en deux parties. La première partie est dédiée à la présentation des aspects théoriques et des principes de fonctionnement de la liaison optique analogique et du dispositif de réception choisi pour cette étude: le photo-oscillateur. La deuxième partie concerne la conception et la réalisation de liaisons optiques optimisées vis-à-vis du bruit de phase pour le transfert de signaux de référence en gammes RF ou micro-ondes.

Dans le premier chapitre nous présentons une description générale des éléments de base qui caractérisent une liaison optique analogique. Nous évaluons aussi les caractéristiques distinctives de chaque composant présenté, en illustrant les principes de fonctionnement du système global.

Dans le deuxième chapitre nous présentons la problématique liée à la commande optique des oscillateurs de réception. Nous utilisons en particulier la théorie des oscillateurs synchronisés pour décrire ces dispositifs. La bande de synchronisation constitue le paramètre plus critique à maîtriser afin de préserver le fonctionnement correct du photo-oscillateur. Nous présentons trois méthodologies différentes pour la simulation de ce paramètre, dont une, qui s'est révélée plus fiable que les autres. Cette méthode permet de visualiser les courbes de synchronisation sous forme d'ellipses dont les extrêmes gauche et droite délimitent l'extension de la bande d'accrochage d'un oscillateur verrouillé par injection.

Le troisième chapitre concerne la conception et la réalisation de liaisons optiques avec photo-oscillateur pour le transfert de signaux de référence à 10 MHz et 874.2 MHz. En particulier, les contraintes en bruit pour la distribution du signal à 10 MHz sont très sévères et rendent nécessaire l'utilisation de dispositifs de réception optimisés en bruit de phase. Les spécifications en bruit de phase pour la distribution du signal à 874.2 MHz sont moins exigeantes.

Le dernier chapitre est dédié à l'étude de différents composants photosensibles susceptibles d'être intégrés à l'intérieur d'un photo-oscillateur micro-ondes, pour la récupération de signaux hyperfréquences transmis par voie optique. En particulier nous avons

Introduction générale

caractérisé trois différents dispositifs : un transistor à effet de champ sur substrat InP, un photoTBH également sur substrat InP et une photodiode rapide InGaAs. Le choix du matériau a été imposé par la longueur d'onde optique sélectionnée à 1.55 μm .

Chapitre I :
Théorie générale des liaisons optiques

I. Introduction

Comme tous les systèmes de communications, les liaisons optiques analogiques se basent sur trois différents blocs fondamentaux pour effectuer le transfert de l'information: l'élément de transmission, le canal de communication et le récepteur de l'information transportée.

La particularité de ce système provient des éléments utilisés pour effectuer le transport de l'information. Dans notre cas, il s'agit de transmettre un signal RF ou micro-onde à très haute pureté spectrale. L'élément de transmission est constitué d'un dispositif (la diode laser) qui permet de convertir un signal sinusoïdal électrique en un signal optique. Le canal de transmission (la fibre optique) permet de transporter une porteuse optique modulée qui contient l'information à transmettre. Enfin, le récepteur (le photodétecteur) récupère le signal électrique véhiculé en opérant une conversion optique/électrique.

Un exemple de liaison optique analogique est montré en Figure I. 1.

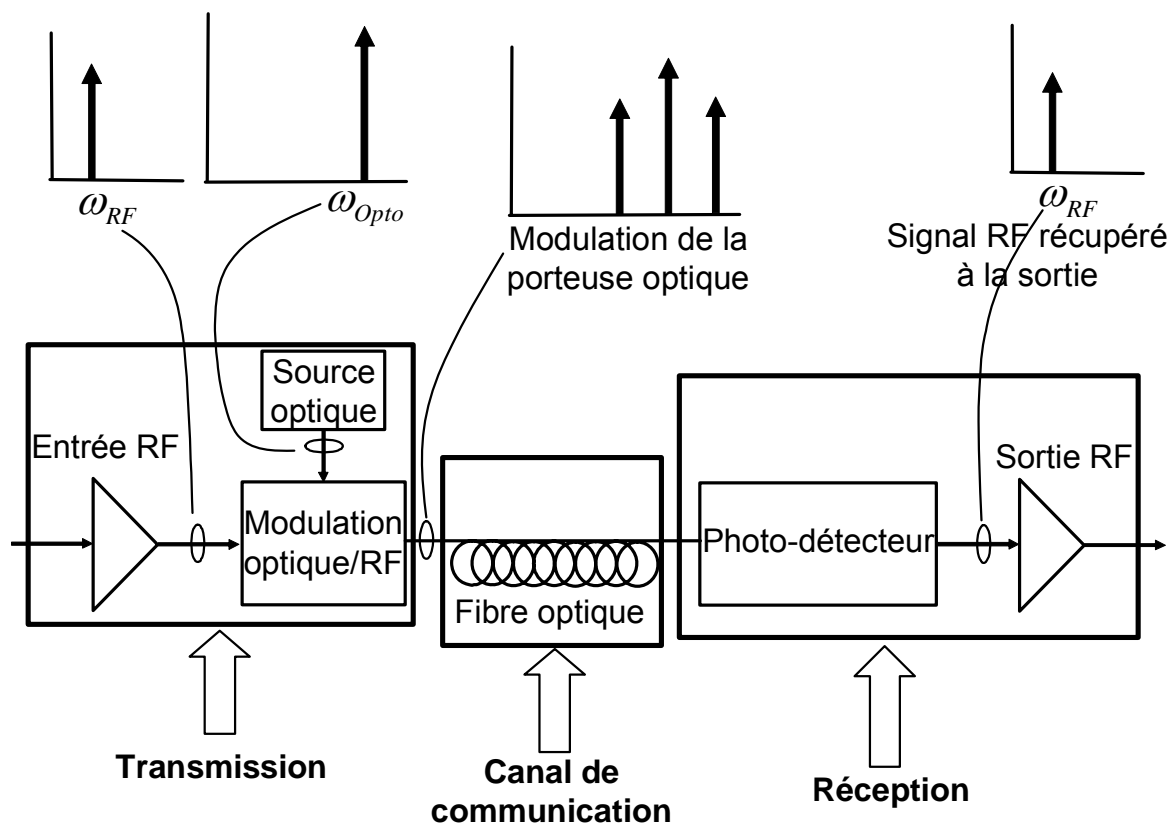


Figure I. 1 : Exemple de liaison optique analogique pour la transmission de signaux RF et micro-ondes.

Dans les paragraphes suivants, nous présenterons les caractéristiques détaillées de chacun des éléments fondamentaux qui constituent une liaison optique analogique en commençant par les dispositifs d'émission. Les références que nous avons utilisées pour la

description des éléments de base de la liaison (la diode laser, la fibre optique et le photodétecteur) sont [1], [2], [3], [4], [5]. Dans la suite, nous donnerons les critères habituellement utilisés pour décrire les performances de la liaison : le gain, la bande spectrale et le bruit.

II. Les éléments constitutifs des liaisons optiques analogiques

II.1 L'émetteur: la diode laser à semi-conducteur

II.1.1. Les mécanismes physiques

Dans les systèmes de communications optiques, la source optique la plus utilisée est sans aucun doute la diode laser à semi-conducteur. Nous pouvons définir la diode laser (de l'anglais, « Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation ») comme un dispositif à semi-conducteur qui génère de la lumière cohérente à travers le processus de l'*émission stimulée*. La diode laser se base sur trois processus fondamentaux pour effectuer la génération de la lumière. Ces processus sont l'*absorption*, l'*émission spontanée* et l'*émission stimulée* et ils sont montrés dans la Figure I. 2 dans un diagramme simplifié avec deux niveaux d'énergie.

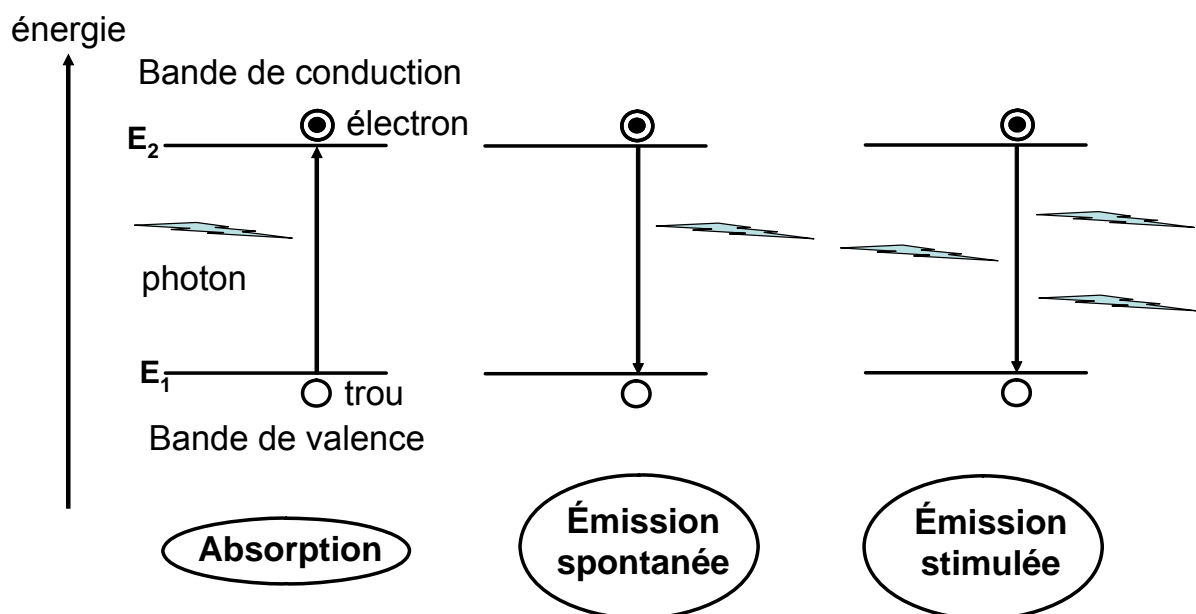


Figure I. 2 : Mécanismes fondamentaux de fonctionnement d'une diode laser : absorption, émission spontanée, émission stimulée.

La loi de Planck (I. 1) relie la transition d'un électron entre deux niveaux différents d'énergie, et est liée à l'émission ou à l'absorption d'un photon.

$$h\nu_{12} = E_2 - E_1 \quad (\text{I. 1})$$

Dans la Figure I. 2, un électron est excité de son niveau d'équilibre à un état supérieur grâce à l'absorption d'un photon d'énergie $h\nu_{12}$. Il s'agit du processus d'*absorption*.

L'état excité reste quand même instable et l'électron revient rapidement à l'état d'équilibre en provoquant l'émission d'un photon d'énergie $h\nu_{12}$. Ce phénomène se réalise sans aucune stimulation externe et est appelé *émission spontanée*. Ce type d'émission est isotropique et les photons émis ne sont absolument pas en phase les uns avec les autres.

Les électrons peuvent aussi effectuer la transition d'un état énergétique supérieur à l'état d'équilibre avec une stimulation externe. En effet si un photon d'énergie $h\nu_{12}$ est incident lorsqu'un électron se trouve dans l'état excité, celui-ci descend à l'état d'équilibre avec l'émission d'un photon d'énergie $h\nu_{12}$. Les photons émis de cette façon sont en phase avec le photon incident : ce type d'émission est appelée *émission stimulée*.

Les semi-conducteurs sont classés en deux catégories sur la base des diagrammes de l'énergie cinétique en fonction du vecteur d'onde k de l'électron qui correspond, en mécanique quantique, à la quantité de mouvement. La première catégorie est celle des semi-conducteurs pour lesquels le sommet de la bande de valence correspond à la même valeur du vecteur d'onde k que le bas de la bande de conduction : ces semi-conducteurs sont appelés « semi-conducteurs à gap direct ». La deuxième catégorie est celle des « semi-conducteurs à gap indirect ».

La catégorie des semi-conducteurs à gap direct, dont la structure est montrée dans la Figure I. 3 est la plus favorable pour permettre que les transitions entre la bande de conduction et la bande de valence soient radiatives, car le couple électron photon satisfait à lui seul le principe de conservation de l'énergie.

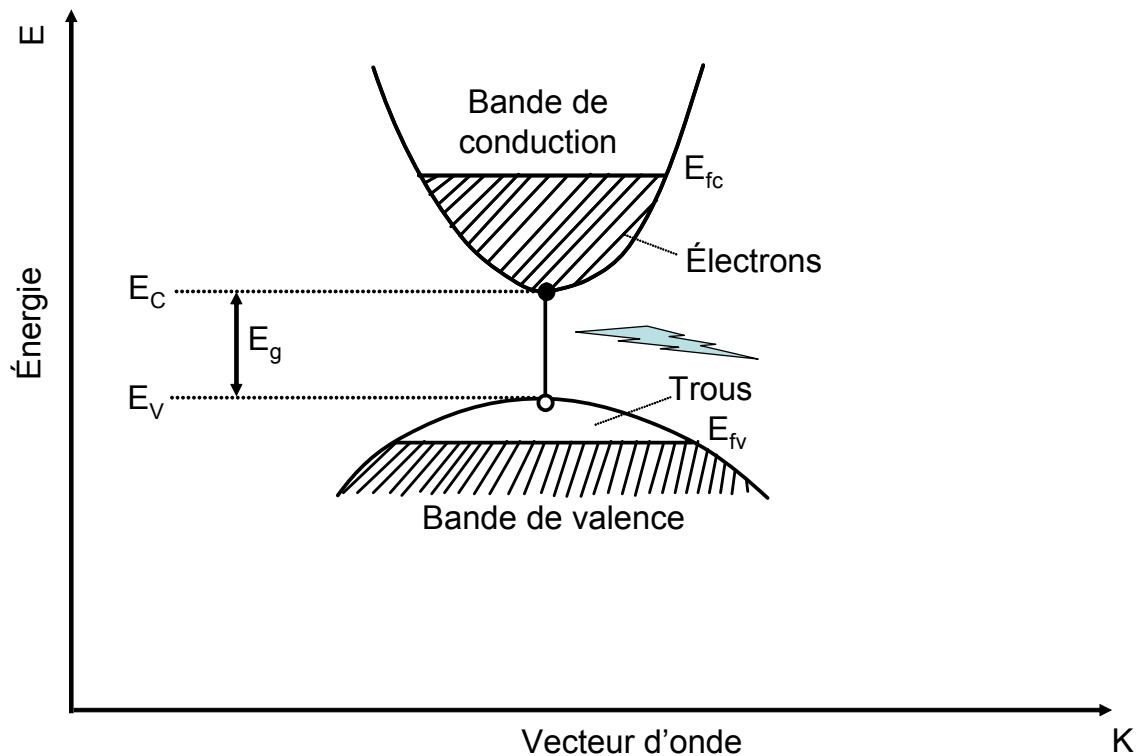


Figure I. 3 : Structure des semi-conducteurs à bande directe.

Pour pouvoir obtenir des émissions radiatives, la première nécessité est donc celle de créer une population d'électrons dans la bande de conduction et une population de trous dans la bande de valence. Ceci se réalise avec le dopage du matériau semi-conducteur et la création d'une jonction p-n. Ce type de jonction constitue le cœur de la diode laser et nous en parlerons dans le paragraphe II.1.1.1.

Dans le même temps, l'émission stimulée doit devenir dominante sur l'absorption des photons incidents pour que l'on puisse voir un effet laser. Ceci est obtenu seulement si on est loin de l'équilibre thermodynamique, c'est-à-dire si la population des porteurs des états excités est plus nombreuse que celle des états de la bande de valence. Cette condition est connue comme *inversion de population* des porteurs et est obtenue en injectant des électrons dans le matériau semi-conducteur aux contacts du dispositif, afin de remplir les états énergétiques inférieurs de la bande de conduction. C'est le processus du pompage du laser.

II.1.1.1. Le cœur de la diode laser : la jonction p-n

Il existe deux types possibles de jonctions p-n qui sont utilisées pour réaliser des structures à diode laser : les *homojonctions* et les *hétérojonctions*.

La jonction p-n montrée dans la Figure I. 4 constitue un exemple d'*homojonction*, car le même matériau semi-conducteur est utilisé sur les deux côtés de la jonction. Ce type de

structure présente un problème lié à la difficulté de créer une forte densité de porteurs nécessaires pour obtenir des émissions radiatives importantes. La recombinaison trou-électron en effet se réalise sur une région trop large, liée à la longueur de diffusion des porteurs.

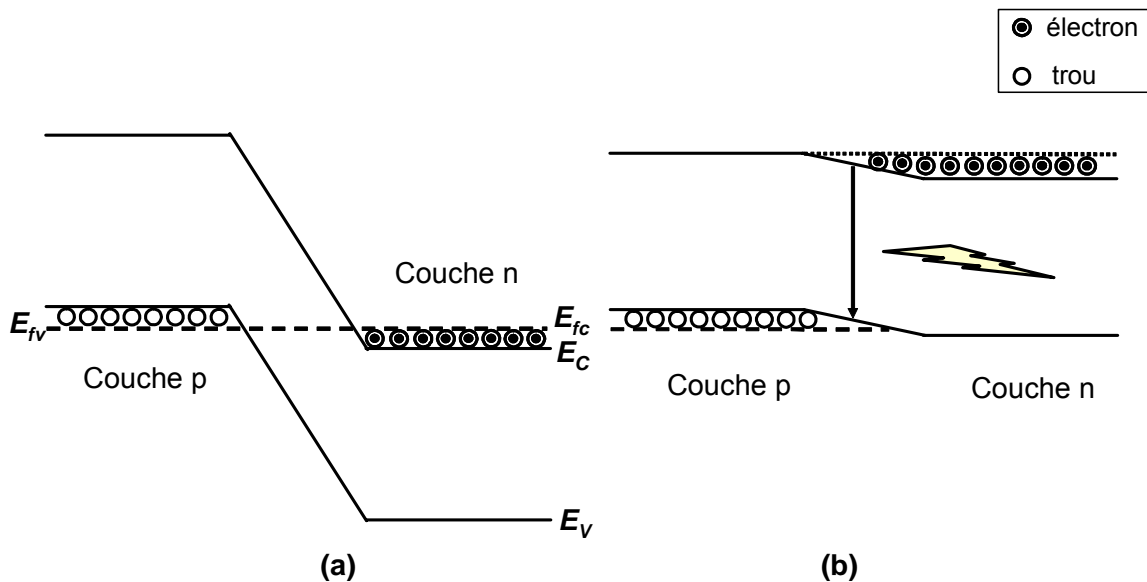


Figure I. 4 : Diagramme des bandes énergétiques d'une jonction p-n très dopée en équilibre thermodynamique (a) et sous polarisation directe (b).

Ce problème de confinement de porteurs est résolu en utilisant des *hétérojonctions* qui sont des jonctions entre deux semi-conducteurs ayant la même structure cristalline, mais avec différents gaps. Cette discontinuité permet d'obtenir un excellent confinement des porteurs. Un exemple de double hétérostructure, c'est-à-dire de dispositif qui présente une double hétérojonction est montré en Figure I. 5.

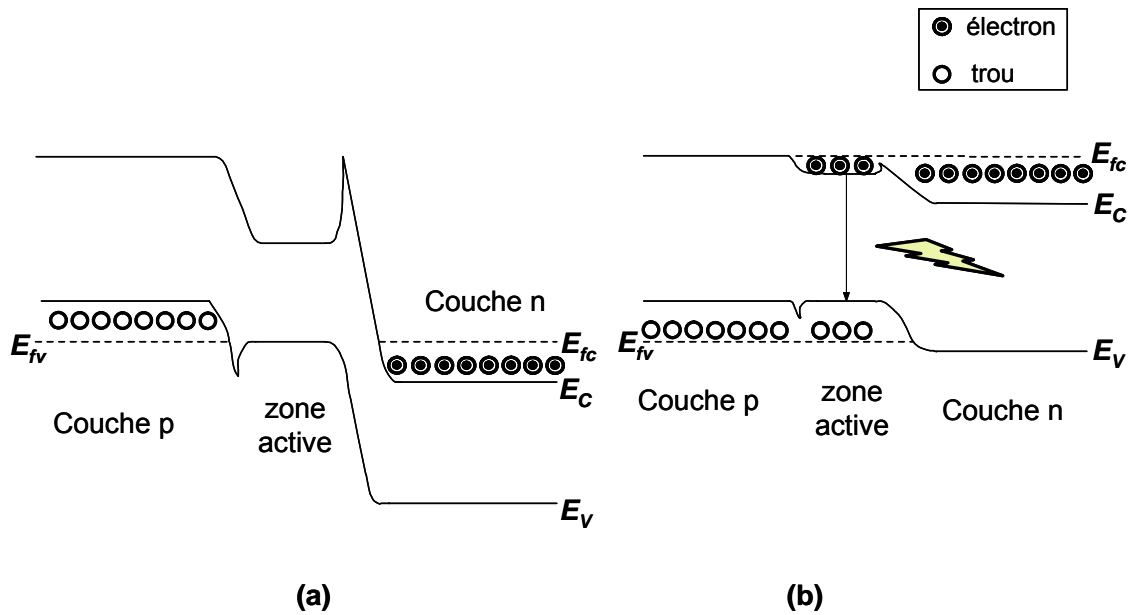


Figure I. 5 : Diagramme des bandes énergétiques d'une jonction p-n très dopée à double hétérostructure en équilibre thermique (a) et sous polarisation directe (b).

L'utilisation d'une structure géométrique à hétérojonction a un double effet bénéfique. La différence de niveaux énergétiques entre bandes interdites favorise le confinement des porteurs dans la région milieu qui est appelée *zone active*, car la lumière est générée à cet endroit, comme effet de la recombinaison trou-électron. Dans le même temps la zone active présente un indice de réfraction plus élevé que celui des couches de confinement p et n (en anglais « cladding layers ») qui l'entourent, simplement parce que sa bande interdite est plus étroite. La différence d'indices de réfractifs permet à la zone active de se comporter comme un guide d'onde optique.

La zone active peut donc supporter des modes de propagation optique dont le nombre est fixé en contrôlant son épaisseur. La Figure I. 6 montre le confinement des porteurs et la lumière générée par la zone active à travers l'utilisation d'une double hétérostructure. C'est cette caractéristique qui a permis aux lasers à semi-conducteurs leur utilisation dans les communications optiques.

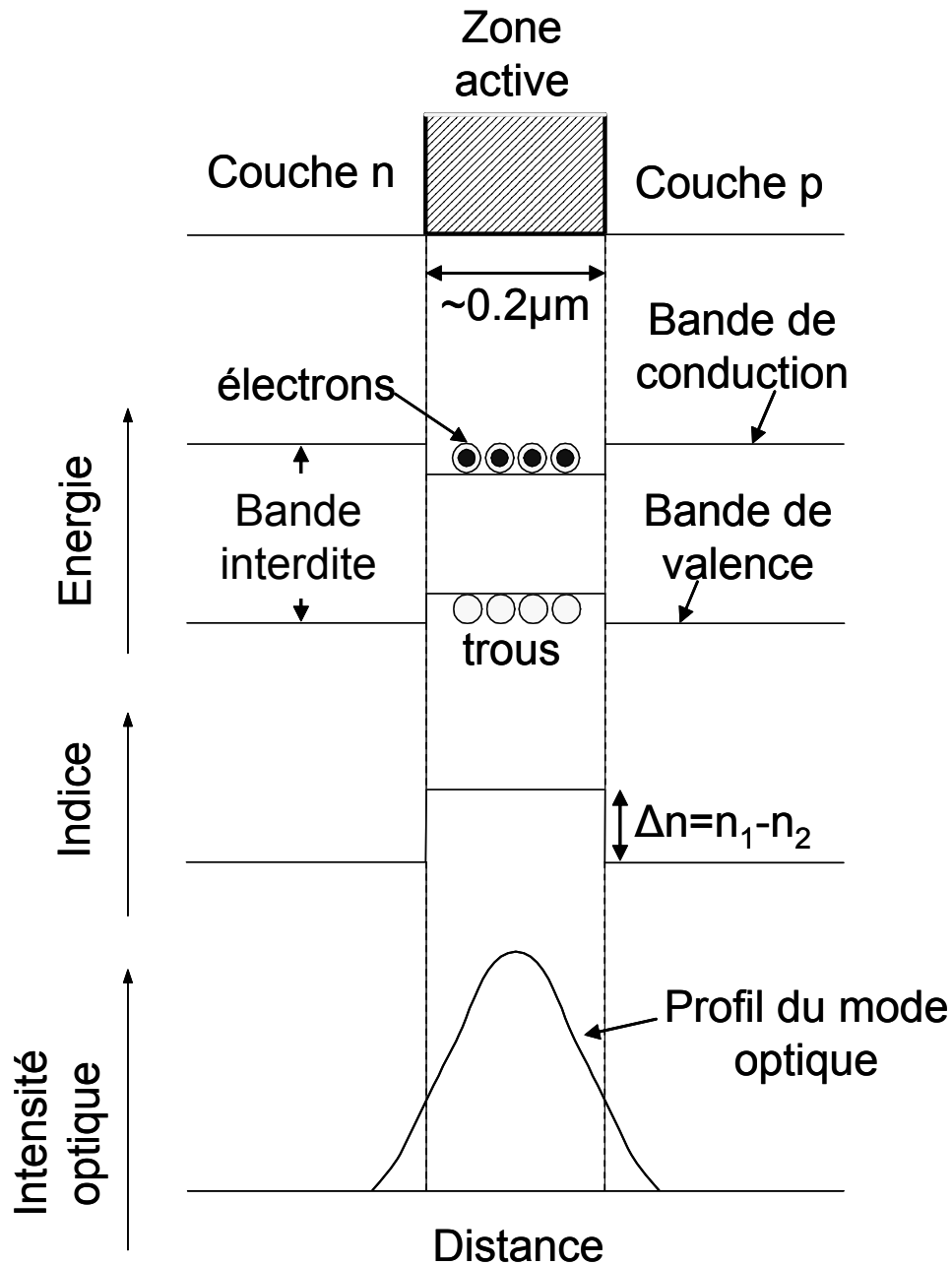


Figure I. 6 : Confinement des porteurs et génération de la lumière avec l'utilisation d'une double hétérostructure. La zone active possède une bande interdite plus étroite et un indice de réfraction plus élevé que ceux des couches p et n de confinement qui sont appelées en anglais « cladding layers ».

L'épaisseur de la zone active peut devenir encore plus étroite en utilisant des structures à puits quantiques plutôt que du matériau massif (« bulk » en anglais).

Les matériaux utilisés pour les zones actives et de confinement des émetteurs à 0.8 μm, 1.3 μm et 1.55 μm sont rassemblés dans le Tableau I. 1.

Longueur d'onde	0.8 μm	1.3 μm	1.55 μm
Substrat	GaAs	InP	InP
Couche active	GaAs	$\text{Ga}_{0,28}\text{In}_{0,72}\text{As}_{0,6}\text{P}_{0,4}$	$\text{Ga}_{0,2}\text{In}_{0,8}\text{As}_{0,9}\text{P}_{0,1}$
Couche de confinement	$\text{Ga}_{0,6}\text{Al}_{0,4}\text{As}$	InP	InP

Tableau I. 1 : Matériaux utilisés pour le substrat, la couche active et les couches de confinement dans les lasers à base de GaAs et InP.

II.1.2. Le gain optique

Les diodes laser doivent nécessairement satisfaire deux conditions pour pouvoir émettre de la lumière cohérente : l'inversion de la population des porteurs et la réalisation d'une contre-réaction optique qui permet de transformer un amplificateur en un oscillateur.

L'inversion de la population des porteurs se produit en injectant des porteurs à l'intérieur de la zone active de la diode laser. Or, la diode laser ne peut pas émettre de la lumière cohérente jusqu'à ce que la densité de porteurs injectée N dépasse une valeur critique connue comme densité de transparence de porteurs N_T . Dès que cette condition est satisfaite la zone active présente un *gain optique*. Le pic de ce gain est exprimé en façon empirique en (I. 2) :

$$g_{\text{peak}} = A \cdot (N - N_T) \quad (\text{I. 2})$$

où N_T est la densité des porteurs pour la quelle la zone active dévient transparente et A le gain différentiel. Ces deux paramètres sont liés aux caractéristiques du matériau semi-conducteur utilisé.

II.1.3. La contre-réaction optique

Le gain optique seul n'est pas suffisant pour obtenir un fonctionnement laser. Le deuxième élément nécessaire pour le fonctionnement correct de la diode laser est la *contre-réaction optique*. Cet élément permet de transformer le comportement amplificateur du dispositif en oscillateur. Dans la plupart des lasers, la contre-réaction est obtenue en plaçant le milieu actif à l'intérieur d'une *cavité optique*. Cette cavité est constituée de deux miroirs partiellement réfléchitifs avec indice de réflexion R_1 et R_2 comme on peut le voir en Figure I. 7. La contre-réaction positive est déterminée par les réflexions aux extrémités de la cavité. L'onde optique générée à l'intérieur de la zone active effectue autant d'allers retours à l'intérieur de la cavité que de passages dans le milieu amplificateur.

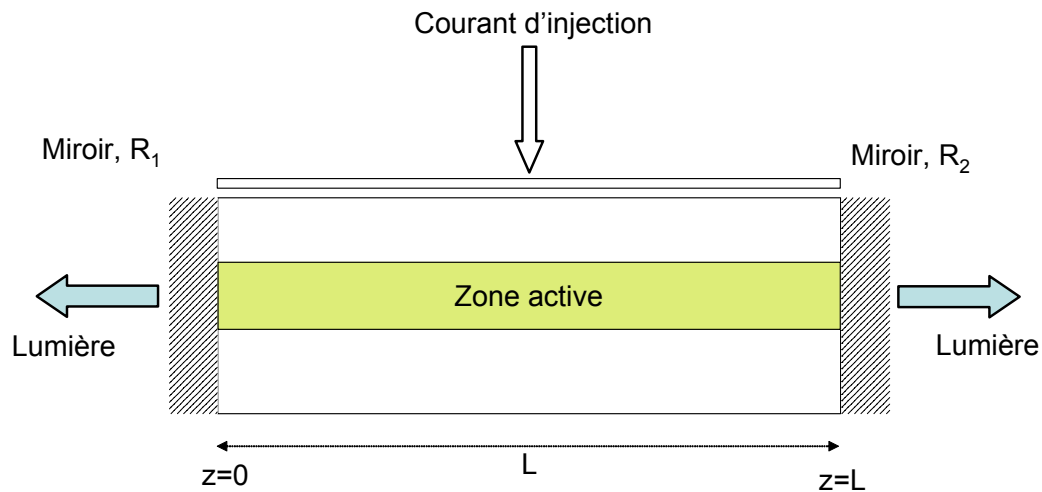


Figure I. 7 : Structure d'une diode laser à semi-conducteur avec des miroirs partiellement réfléchissants. Cette structure fait référence à une cavité de résonance Fabry-Perot.

Dans les lasers avec une *cavité Fabry-Perot*, les miroirs extérieurs ne sont pas nécessaires puisque les faces clivées se comportent déjà comme des miroirs ayant une réflectivité R , définie par la relation suivante (I. 3):

$$R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} \quad (\text{I. 3})$$

où n est l'indice de réfraction du milieu semi-conducteur. Typiquement, n est égal à 3.5, ce qui signifie le 30 % de réflectivité pour une face clivée.

Or, pour que l'oscillation de l'onde optique puisse démarrer à l'intérieur de la cavité, le gain optique doit compenser au moins les pertes internes à la cavité. Le gain doit en effet dépasser une valeur de *seuil* auquel correspond une certaine valeur de densité des porteurs injectés N_{Th} et donc une valeur spécifique de courant d'injection I_{Th} , appelé courant de seuil. La puissance optique délivrée par une facette d'une diode laser est exprimée en (I. 4) :

$$P_{out}(I) = \eta_d \cdot \left(\frac{h \cdot \nu}{2 \cdot e} \right) \cdot (I - I_{Th}) \quad (\text{I. 4})$$

où η_d représente l'efficacité quantique différentielle, h la constante de Planck, ν la fréquence optique, e la charge de l'électron et I le courant injecté. Nous rentrerons plus en détail sur le fonctionnement statique du laser dans le paragraphe II.1.6.1. Le courant de seuil I_{Th} et l'efficacité quantique η_d sont fortement dépendants de la température ; ce fait rend nécessaire l'utilisation d'un contrôleur de température (élément Peltier) pour le fonctionnement correct de la diode laser.

La cavité optique, en plus d'assurer le gain nécessaire pour l'émission des photons, réalise aussi une sélectivité en fréquence ou en longueur d'onde. En effet, puisque la lumière à l'intérieur de la cavité est cohérente, les seules fréquences optiques qui peuvent se propager sont les *modes longitudinaux* de la cavité (Figure I. 8).

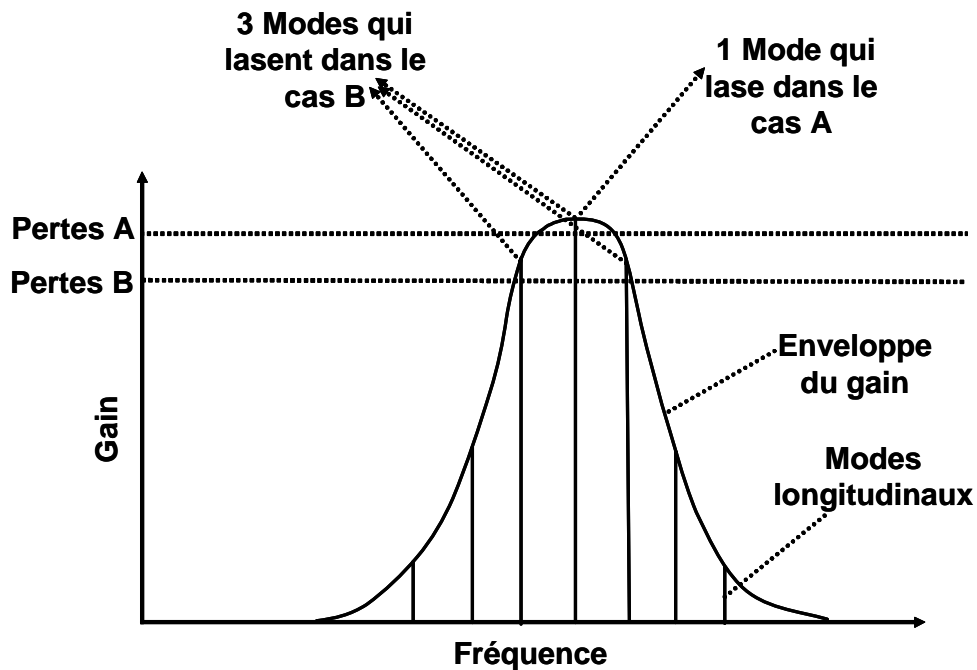


Figure I. 8 : Gain et modes longitudinaux d'un laser Fabry-Perot.

En autres termes, seulement les ondes optiques qui satisfont à la condition suivante (I. 5) peuvent se propager :

$$\lambda = \lambda_m = \frac{2 \cdot n \cdot L}{m} \quad (\text{I. 5})$$

où n est l'indice de la cavité, L la longueur de la cavité et m un nombre entier.

L'espacement entre deux modes longitudinaux $\delta\lambda$ est écrit en (I. 6)

$$\delta\lambda = \lambda_m - \lambda_{m+1} \cong \frac{\lambda_m^2}{2 \cdot n_g \cdot L} \quad (\text{I. 6})$$

où n_g est l'indice du groupe. Typiquement on trouve $\delta\lambda = 0.5-1$ nm pour $L = 200-400$ nm.

Un laser Fabry-Perot à semi-conducteur réalise l'émission de la lumière sur un certain nombre de modes longitudinaux de la cavité. Le mode le plus proche du pic du gain devient le mode dominant. Idéalement, les autres modes ne devraient pas dépasser le seuil et leur gain devrait rester toujours inférieur au gain du mode dominant. En réalité, la différence entre

modes adjacents est relativement étroite et un ou deux modes proches du dominant prennent avec lui une portion importante de la puissance émise du laser. Les lasers qui présentent cette caractéristique sont dits *multimodes*.

II.1.4. Exemple des structures de lasers

Les structures de guidage des porteurs et de la lumière selon la direction latérale sont réparties en deux groupes fondamentaux, que ce soit pour les zones actives constituées de matériau massif ou à puits quantiques : les lasers à guidage par le gain et 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, le problème du confinement de la lumière est résolu en limitant la dimension du ruban sur lequel le courant de polarisation est appliqué. La lumière est émise dans un spot elliptique de dimensions d'environ $1 \times 5 \mu\text{m}^2$. Le défaut majeur de cette structure est lié au fait que ce spot n'est pas du tout stable lorsque la puissance optique délivrée augmente. Ce type de lasers est rarement utilisé dans les communications optiques à cause de cette instabilité de mode.

Dans les structures à guidage par l'indice, le confinement de la lumière est réalisé en introduisant un saut d'indice Δn_L dans la direction latérale afin de créer un guide d'onde similaire à celui formé dans la direction transversale avec une hétérostructure (Figure I. 9).

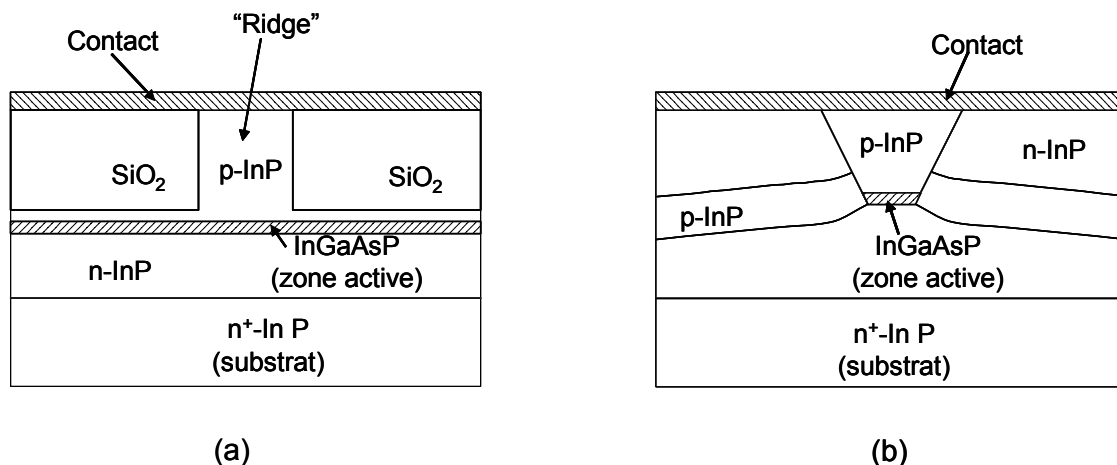


Figure I. 9 : Section transversale de deux lasers à semi-conducteur à guidage par l'indice : (a) laser à guidage par indice faible, (b) structure enterrée pour un laser à guidage par indice fort.

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 permet donc de guider latéralement le mode.

Pour un guidage fort, la zone active est délimitée sur tous les cotés par des zones à hétérojonction avec indice de réfraction inférieur. La variation de l'indice ($\Delta n_L \sim 1$) forme un véritable guide d'onde indépendant du courant d'injection. Ces types de laser sont souvent appelés lasers à hétérostructure enterrée (de l'anglais « buried heterostructure »). La distribution spatiale de la lumière émise est stable dans ce type de structure à condition que le laser soit conçu pour supporter un mode spatial unique. La plupart des systèmes optiques utilisent des lasers à fort guidage d'indice pour l'obtention de très bonnes performances.

II.1.5. Les lasers à émission monomode longitudinal

Les lasers à émission monomode longitudinal sont conçus de façon que les pertes soient différentes pour chaque mode longitudinal de la cavité, à la différence du laser Fabry-Perot pour lequel les pertes sont indépendantes des modes. En Figure I. 10 nous montrons le profil du gain et de pertes optiques d'un tel laser.

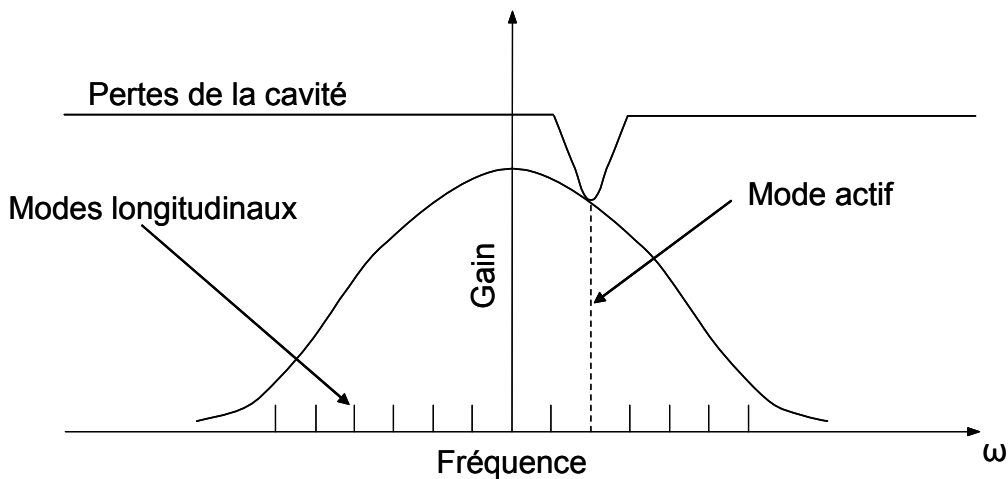


Figure I. 10 : Profils du gain et des pertes optiques d'un laser à semi-conducteur oscillant sur un unique mode longitudinal.

Le mode longitudinal avec la perte optique la plus réduite dépasse pour premier le seuil et dévient le mode dominant. Les autres modes en proximité sont discriminés à cause de leurs pertes plus importantes. La puissance optique délivrée par ces modes latéraux n'est qu'une petite partie (<1%) de la puissance totale. La performance d'un laser monomode est souvent caractérisé par le rapport de suppression des modes MSR (de l'anglais, « mode suppression ratio ») qui est montré en (I. 7)

$$MSR = \frac{P_{mm}}{P_{sm}} \tag{I. 7}$$

où P_{mm} est la puissance du mode principal et P_{sm} la puissance du mode latéral le plus important. Ce rapport doit dépasser 1000 ou 30 dB pour un bon laser monomode.

Certaines techniques permettent d'améliorer l'émission monomode.

La contre-réaction dans les lasers DFB (« distributed feedback ») est distribuée sur toute la longueur de la cavité et donc n'est pas localisée seulement sur les cotés. Ce résultat est obtenu avec un réseau gravé tout autour de la zone active qui détermine une variation périodique de l'indice de mode. Ce type de contre-réaction se base sur le principe de la diffraction de Bragg. La sélectivité de modes pour un laser DFB est reliée à la condition de Bragg. En effet le couplage entre les ondes qui se propagent en sens direct ou inverse se réalise seulement pour celles dont la longueur d'onde λ_B satisfait la condition suivante (I. 8)

$$\Lambda = m \cdot \left(\frac{\lambda_B}{2 \cdot n_{\text{eff}}} \right) \quad (\text{I. 8})$$

où Λ est le pas du réseau, n_{eff} l'indice effectif, m l'ordre de la diffraction de Bragg.

Les lasers à semi-conducteur qui utilisent le mécanisme de contre-réaction répartie peuvent être classifiés en deux grandes catégories : les lasers DFB dont nous avons déjà parlé et les lasers DBR (de l'anglais « Distributed Bragg Reflector ») à réflecteur de Bragg réparti.

Dans le cas de lasers DBR la contre-réaction ne se réalise pas à l'intérieur du milieu actif. En effet les extrémités d'un laser DBR se comportent comme des miroirs dont la réflectivité est maximale pour une longueur d'onde λ_B qui satisfait l'équation en (I. 8).

Les structures des lasers DFB et DBR sont montrées en Figure I. 11.

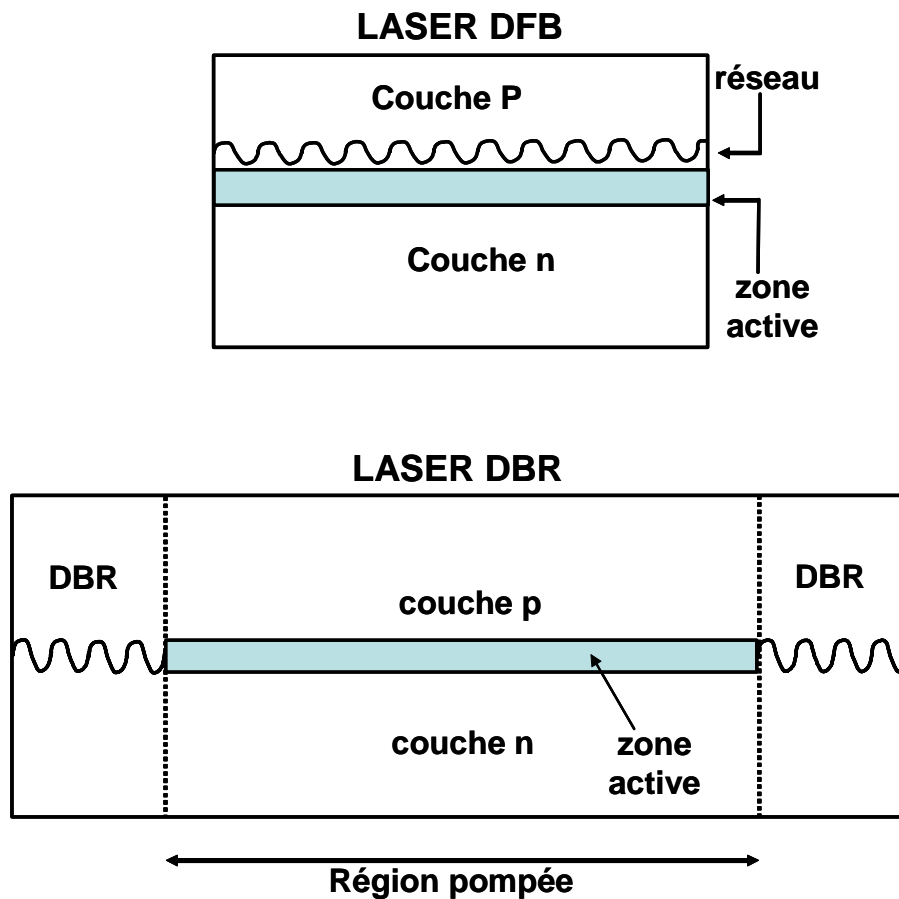


Figure I. 11 : Structures constitutives d'un laser DFB et d'un laser DBR.

Un exemple de spectre d'émission d'un laser DFB monomode est montré en Figure I. 12.

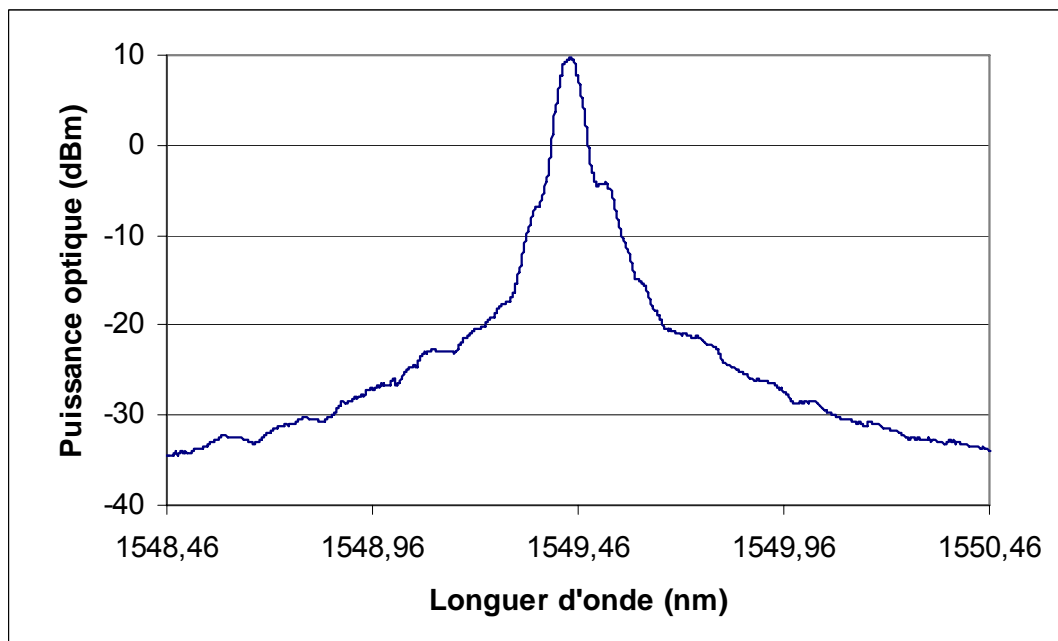


Figure I. 12 : Spectre d'émission d'un laser DFB monomode.

II.1.6. Les équations du fonctionnement de la diode laser

Le fonctionnement d'une diode laser est classiquement décrit par les équations de conservation des porteurs et des photons, appelées encore équations d'évolution. Ces équations expriment l'interaction entre les populations des électrons N et des photons P à l'intérieur de la cavité. Pour une diode laser monomode, ces équations sont exprimées en (I. 9) et (I. 10).

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{q} - \frac{N}{\tau_c} - G \cdot P \quad (I. 9)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} = G \cdot P + R_{sp} - \frac{P}{\tau_p} \quad (I. 10)$$

L'équation (I. 9) s'interprète de la manière suivante : par unité de temps le nombre d'électrons N qui disparaît par émission spontanée et recombinaison non radiative (τ_c est le temps de vie de l'électron) ou par émission stimulée (G est le terme qui exprime la vitesse de génération d'émission stimulée dans la cavité) est compensé par l'injection du courant I (q est la charge de l'électron).

Dans l'équation (I. 10) par unité de temps, le nombre de photons P croît par suite de l'émission stimulée (terme $G \cdot P$) et de l'émission spontanée R_{sp} mais disparaît par suite des pertes internes à la cavité (τ_p le temps de vie du photon).

Le terme G est exprimé aussi en (I. 11)

$$G = \Gamma \cdot v_g \cdot g \quad (I. 11)$$

où Γ est le facteur de confinement, v_g la vitesse du groupe, g est le gain optique.

Le temps de vie τ_p d'un photon à l'intérieur de la cavité est tel que

$$\tau_p^{-1} = v_g \cdot (\alpha_{mir} + \alpha_{int}) \quad (I. 12)$$

où α_{mir} désigne les pertes résonnantes liées aux miroirs de la cavité et α_{int} les pertes non résonnantes.

II.1.6.1. Le fonctionnement statique

En régime stationnaire, on écrit :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = 0 \quad (I. 13)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} = 0 \quad (I. 14)$$

Au seuil, le gain du matériau compense les pertes :

$$G \cdot \tau_p = 1 \quad (I. 15)$$

Le courant de seuil est exprimé en (I. 16)

$$I_{th} = \frac{q \cdot N_{th}}{\tau_c} \quad (I. 16)$$

où N_{th} est la population d'électrons au seuil.

Si le courant I dépasse le courant de seuil I_{th} , le nombre de photons P grandit linéairement avec I comme montré en (I. 17)

$$P = \left(\frac{\tau_p}{q} \right) \cdot (I - I_{th}) \quad (I. 17)$$

La puissance optique émise P_e est reliée au nombre de photons P par la relation (I. 18)

$$P_e = \frac{1}{2} \cdot (v_g \cdot \alpha_{mir}) \cdot h \cdot \nu \cdot P \quad (I. 18)$$

où le terme $v_g \cdot \alpha_{mir}$ représente la vitesse à laquelle les photons qui ont une énergie $h\nu$ échappent des deux cotés de la cavité. Le facteur $1/2$ est lié au cas d'un laser Fabry-Perot ayant les deux cotés de la cavité avec la même réflectivité.

Utilisant maintenant (I. 12) et (I. 17) en (I. 18) la puissance optique émise s'exprime selon la relation (I. 19)

$$P_e = \frac{h \cdot \nu}{2 \cdot q} \cdot \frac{\eta_{int} \cdot \alpha_{mir}}{\alpha_{mir} + \alpha_{int}} \cdot (I - I_{th}) \quad (I. 19)$$

où η_{int} est le rendement quantique interne qui représente la fraction des électrons injectés qui est convertie en photons par émission stimulée. Ce rendement est très proche de 1.

Le rendement externe différentiel du laser exprime la pente de la puissance optique P_e émise en fonction du courant injecté I et il est montré en (I. 20)

$$\frac{\partial P_e}{\partial I} = \frac{1}{2} \cdot \eta_{int} \cdot \frac{\alpha_{mir}}{\alpha_{mir} + \alpha_{int}} \cdot \frac{h \cdot \nu}{q} = \eta_d \cdot \frac{h \cdot \nu}{2 \cdot q} \quad (I. 20)$$

Cette valeur est normalement comprise entre 0.2 et 0.35 mW/mA, selon le matériau, les pertes internes et la longueur du laser.

Un exemple de courbe qui concerne la puissance optique émise en fonction du courant de polarisation est montré en Figure I. 13.

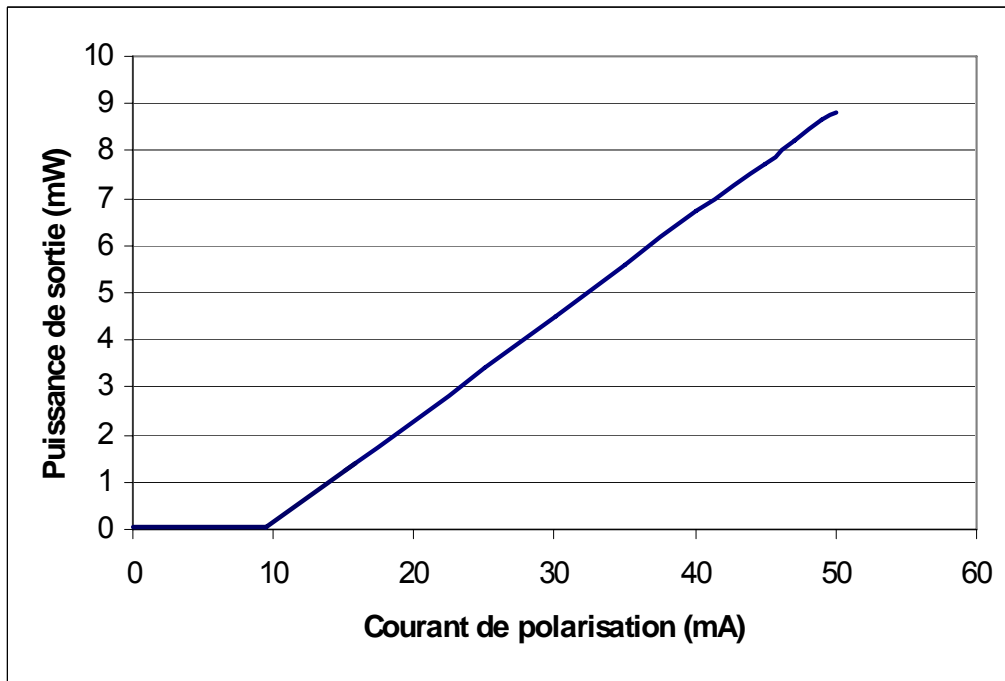


Figure I. 13 : Puissance optique émise en fonction du courant de polarisation pour le laser DFB monomode Mitsubishi FU68PDF-V510M59B à 1.549 µm.

II.1.6.2. Le fonctionnement dynamique

Si l'on considère maintenant que le courant de polarisation du laser est modulé sinusoïdalement autour d'une valeur fixée, on obtient

$$I(t) = I_0 + I_m \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f \cdot t) \quad (I. 21)$$

où f représente la fréquence radioélectrique du signal de modulation d'amplitude et I_0 est la valeur moyenne du courant.

Le signal optique émis par le laser est alors modulé sinusoïdalement comme représenté sur la Figure I. 14.

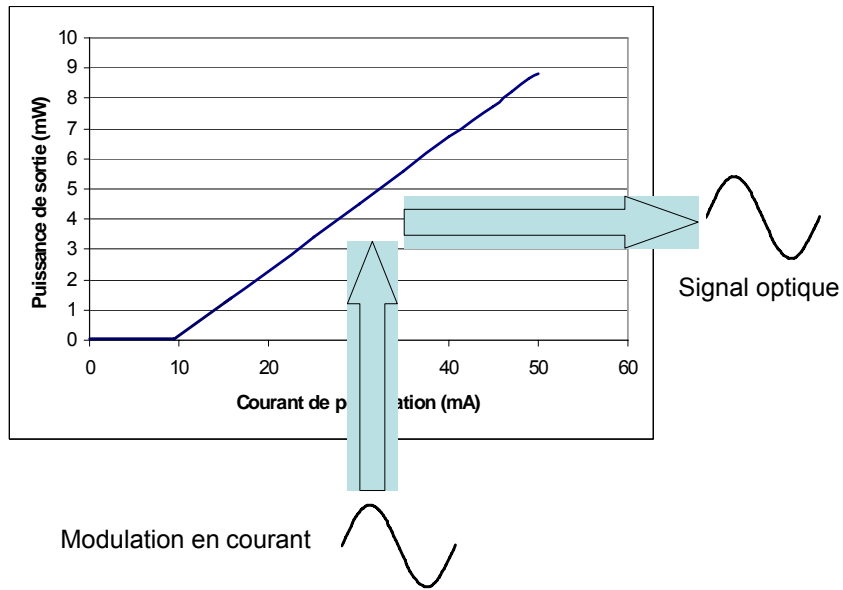


Figure I. 14 : Modulation en courant de la diode laser

Les équations d'évolution de porteurs N et des photons P ont les solutions suivantes :

$$N(t) = N_0 + |N_m| \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f \cdot t + \theta_m) \quad (\text{I. 22})$$

$$P(t) = P_0 + |P_m| \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f \cdot t + \varphi_m) \quad (\text{I. 23})$$

où θ_m et φ_m sont les déphasages introduits par la modulation petit signal.

En particulier, la réponse optique du laser dP_e/dI suit l'expression suivante :

$$\frac{\partial P_e}{\partial I} = \eta_d \cdot \frac{h \cdot \nu}{2 \cdot q} \cdot H(f) \quad (\text{I. 24})$$

$$H(f) = \frac{1}{1 + j \cdot \left(\frac{\gamma \cdot f}{f_R^2} \right) + \left(j \cdot \frac{f}{f_R} \right)^2} \quad (\text{I. 25})$$

L'amplitude du module de la réponse $H(f)$ se présente sous la forme suivante : un palier aux basses fréquences, suivi d'un pic de résonance dans le domaine des gigahertz, plus ou moins amorti, puis une chute brusque (Figure I. 15).

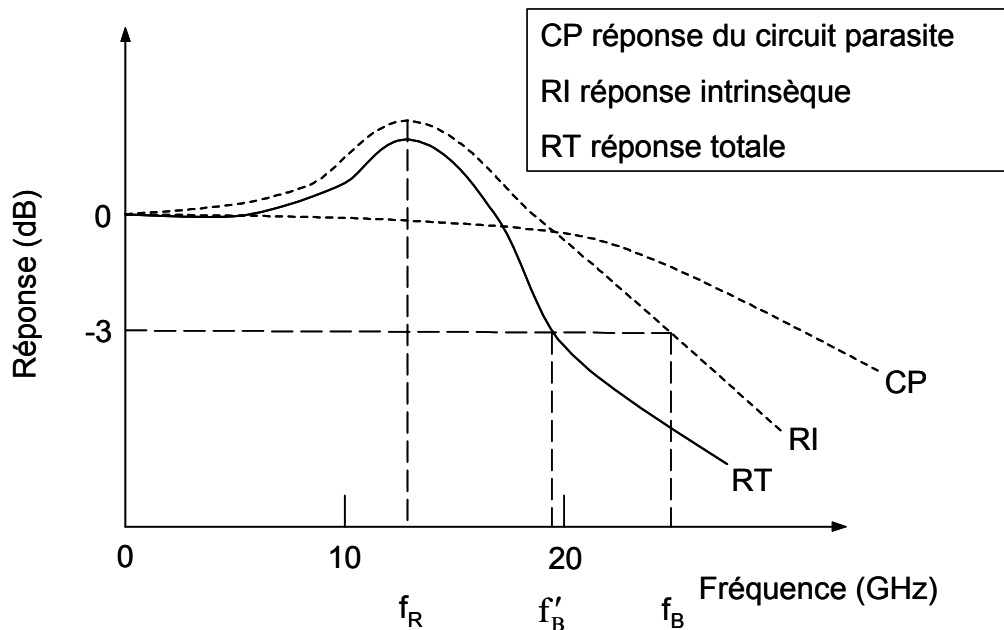


Figure I. 15 : Exemple de réponse à une modulation d'amplitude en faible signal (d'après [2]).

Les résultats expérimentaux, en particulier la largeur de l'amortissement du pic ont montré qu'il est indispensable de faire dépendre le gain optique de la densité des photons. En réalité, des phénomènes de saturation sélective (de l'anglais, « spectral hole burning ») interviennent pour faire en sorte que l'élargissement de la bande du gain à toutes les longueurs d'onde ne soit pas complètement homogène. Plus simplement, on peut dire que lorsqu'on modifie la densité des porteurs, le gain optique ne se modifie pas de la même façon à toutes les longueurs d'onde.

Cette saturation spectralement sélective est liée à l'émission stimulée très intense qui entraîne une très forte recombinaison des paires électrons-trous à une énergie bien précise. Le comblement de ces états laissés vacants ne se fait qu'au rythme de *relaxation* des porteurs dans les bandes.

Le gain optique g modifié s'écrit de la façon suivante :

$$g = A \cdot (N - N_T) \cdot (1 - \varepsilon \cdot P) \quad (\text{I. 26})$$

où ε représente le facteur de compression du gain et A le gain différentiel.

La résonance f_R fondamentale et intrinsèque au laser traduit le fait que l'énergie accumulée dans la cavité fait des allers retours entre population d'électrons ayant un temps de vie de la nanoseconde et la population des photons ayant un temps de vie de la picoseconde. La valeur de cette fréquence f_R de résonance dépend essentiellement des propriétés du

matériau et des dimensions de la cavité tandis que l'amortissement γ dépend fortement du facteur ε . Les deux sont exprimés de la façon suivante :

$$f_R^2 = \frac{1}{4 \cdot \pi^2} \cdot \frac{v_g \cdot \Gamma \cdot A}{q \cdot V} \cdot (I - I_{th}) \quad (I. 27)$$

$$\gamma = \frac{\varepsilon}{2 \cdot \pi \cdot q \cdot V} \cdot (I - I_{th}) \quad (I. 28)$$

où V représente le volume actif de la cavité.

La bande de modulation, définie par la fréquence f_B pour laquelle le carré de l'amplitude de la réponse en modulation chute de 3 dB par rapport à sa valeur en basse fréquence, dépasse f_R en conditions idéales.

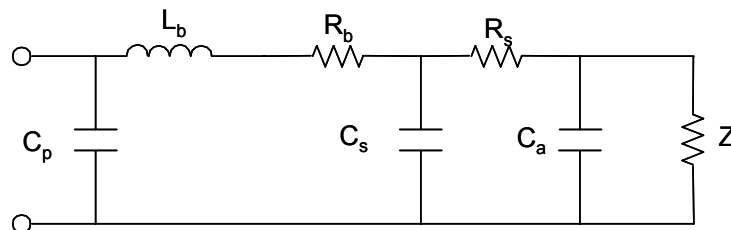
La bande théorique optimale de modulation s'exprime en fonction de f_R et γ par la relation (I. 29)

$$f_{Bmax} = \sqrt{2} \cdot \frac{f_R^2}{\gamma} \quad (I. 29)$$

La bande théorique maximale de modulation ne dépend donc que des propriétés du matériau.

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

La Figure I. 16 présente le schéma équivalent en faible signal d'un laser et de son boîtier (d'après [10]).



- C_a capacité de charge d'espace de la zone active
- R_s, C_s résistance et capacité relatives aux contacts
- R_b, C_p, L_b résistance, capacité et inductance relatives aux fils d'accès
- Z impédance intrinsèque de la diode

Figure I. 16 : Circuit des éléments parasites d'une diode laser.

La réponse totale $H_{\text{tot}}(f)$ est le produit de la réponse intrinsèque du laser $H(f)$ par la fonction de transfert électrique $H_e(f)$ qui peut souvent se simplifier sous la forme :

$$H_e(f) = \frac{1}{1 + j \cdot \left(\frac{f}{f_c}\right)} \quad (\text{I. 30})$$

qui représente la réponse d'un circuit RC parallèle ayant une fréquence de coupure f_c . Ainsi la fréquence de coupure à 3 dB de la réponse totale est réduite à une valeur inférieure à f_{Bmax} (Figure I. 15).

II.2 Le récepteur du signal optique: le photo-détecteur

II.2.1. Les concepts de base

Dans une liaison par fibre optique le photo-détecteur est le dispositif qui réalise la conversion du signal optique en signal électrique. Nous présentons dans ce paragraphe les caractéristiques de base des dispositifs photoconducteurs.

Le mécanisme fondamental qui est relié au processus de photo-détection est l'absorption optique. Considérons le cas d'un semi-conducteur soumis à la réception de photons incidents : si l'énergie $h \cdot \nu$ de chaque photon incident dépasse le niveau de la bande interdite, une paire électron-trou est générée chaque fois qu'un photon est absorbé par le semi-conducteur. Sous l'effet d'un champ électrique créé par l'application d'une différence de potentiel entre les contacts, les électrons et les trous bougent en direction opposée à travers le semi-conducteur (Figure I. 17). On a ainsi généré un flux de courant électrique. Le photocourant I_p est directement proportionnel à la puissance optique incidente P_{in} selon la relation (I. 31)

$$I_p = S \cdot P_{\text{in}} \quad (\text{I. 31})$$

où S constitue la sensibilité du photo-détecteur et qui s'exprime en ampères par watt.

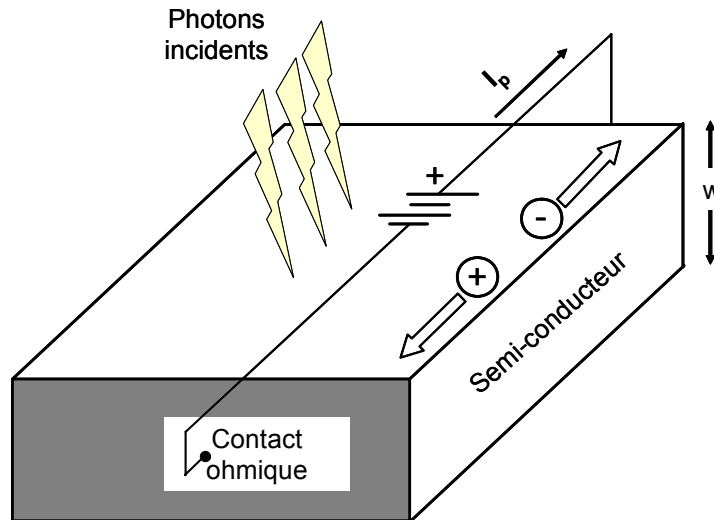


Figure I. 17 : Exemple de détecteur photoconducteur.

La sensibilité S s'exprime aussi en fonction du rendement quantique η qui représente le rapport entre les paires électrons-trous générés à l'intérieur du semi-conducteur et les photons incidents dans la même période de temps comme il est montré en (I. 32) et (I. 33):

$$\eta = \frac{I_p/q}{P_{in}/h \cdot \nu} = \frac{h \cdot \nu}{q} \cdot S \quad (I. 32)$$

$$S = \frac{\eta \cdot q}{h \cdot \nu} \approx \frac{\eta \cdot \lambda}{1.24} \quad (I. 33)$$

où la longueur d'onde λ est exprimée en μm .

La bande passante d'un photodétecteur est déterminée sur la base de la rapidité avec laquelle le dispositif répond à une variation de la puissance optique incidente. A ce propos, il est utile d'introduire le concept du temps de montée T_r , défini comme le temps nécessaire pour que le courant passe de 10% à 90% de sa valeur finale lorsque la puissance optique incidente est modifiée brusquement. On peut écrire le temps de montée T_r de la façon suivante :

$$T_r = (\ln 9) \cdot (\tau_{tr} + \tau_{RC}) \quad (I. 34)$$

où τ_{tr} est le temps de transit des porteurs et τ_{RC} est la constante de temps d'un circuit équivalent RC. Le temps τ_{RC} exprime les effets électrique parasites. Le temps maximal de collecte est égal au temps nécessaire pour qu'un électron traverse la zone d'absorption.

La largeur de la bande passante Δf est donc liée à τ_{tr} et à τ_{RC} de la façon suivante :

$$\Delta f = (\tau_{tr} + \tau_{RC})^{-1} \quad (I. 35)$$

Le troisième paramètre, après la sensibilité et la bande passante, qui caractérise un photodétecteur est le courant d'obscurité I_{obs} . I_{obs} représente le courant généré dans un photodétecteur en absence de signal optique. Son existence dérive de la génération par voie thermique de paires électrons-trous. Un bon photodétecteur doit présenter un courant d'obscurité négligeable ($I_{obs} < 10$ nA).

Nous allons maintenant présenter les structures utilisées lors de ces travaux de thèse : La jonction p-n et, plus en détail, la photodiode p-i-n. La photodiode avalanche présente une meilleure sensibilité (équivalente à celle d'une photodiode p-i-n multipliée par un facteur M) et est normalement utilisée pour de très faibles niveaux du signal optique. Toutefois, ce dispositif présente malheureusement une dégradation en bruit non négligeable qui détériore considérablement le rapport signal sur bruit. Pour cette raison nous avons préféré écarter son utilisation.

II.2.2. La jonction p-n.

Une jonction p-n polarisée en inverse présente une zone désertée de porteurs où un fort champ électrique interne (nommé « built-in » en anglais) s'oppose au flux d'électrons de la couche n à la couche p et de trous de la couche p à la couche n. Cette zone s'étend préférentiellement dans la partie résistive de plus faible dopage sur une distance d'autant plus grande que le niveau de dopage est faible. Quand la jonction est illuminée sur le côté p, des paires électrons trous se créent à travers le processus d'absorption. Sous l'action d'un champ électrique extérieur de même sens que celui de « built-in », les porteurs se précipitent en direction de l'électrode de signe opposé pour s'y recombiner. Le flux de courant ainsi généré est proportionnel à la puissance optique incidente.

Un exemple de structure de photodiode p-n est montré en Figure I. 18.

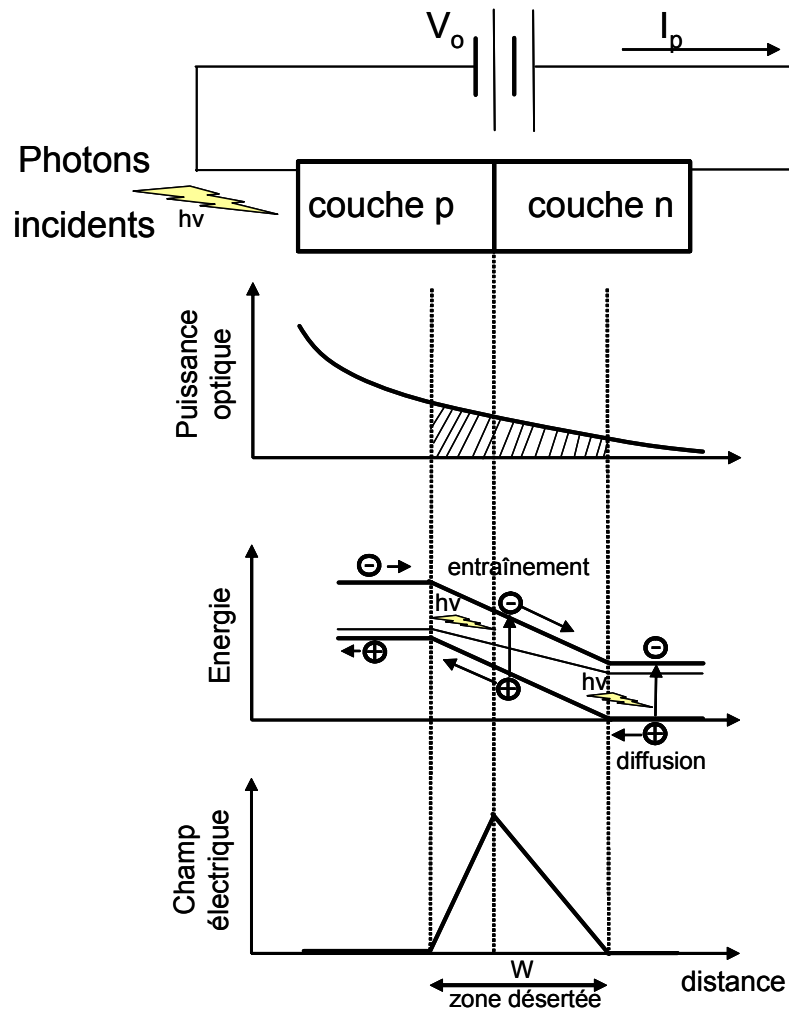


Figure I. 18 : Exemple de structure de photodiode p-n : variation de la puissance optique à l'intérieur de la jonction, diagramme des bandes d'énergie avec mouvement de porteurs (entraînement et diffusion), extension de la zone désertée.

La bande passante d'une photodiode p-n est souvent limitée par le temps de transit des porteurs à l'intérieur de la zone désertée. L'extension de la zone désertée dépend de la concentration de donneurs et d'accepteurs utilisée pour le dopage du semi-conducteur et de la polarisation.

Autres éléments qui sont susceptibles de limiter la bande passante sont la constante de temps RC liée aux effets parasites du dispositif et la présence d'une composante diffusive dans le photocourant. L'origine physique de ce mouvement de diffusion est liée à l'absorption de la lumière incidente à l'extérieur de la zone désertée.

II.2.3. La photodiode p-i-n

Une méthode pour réduire les problèmes inhérents à la diffusion consiste à augmenter l'extension de la zone désertée en introduisant une couche de semi-conducteur non dopé ou

légèrement dopé au milieu la jonction p-n. Un exemple de structure p-i-n est montré en Figure I. 19 (a).

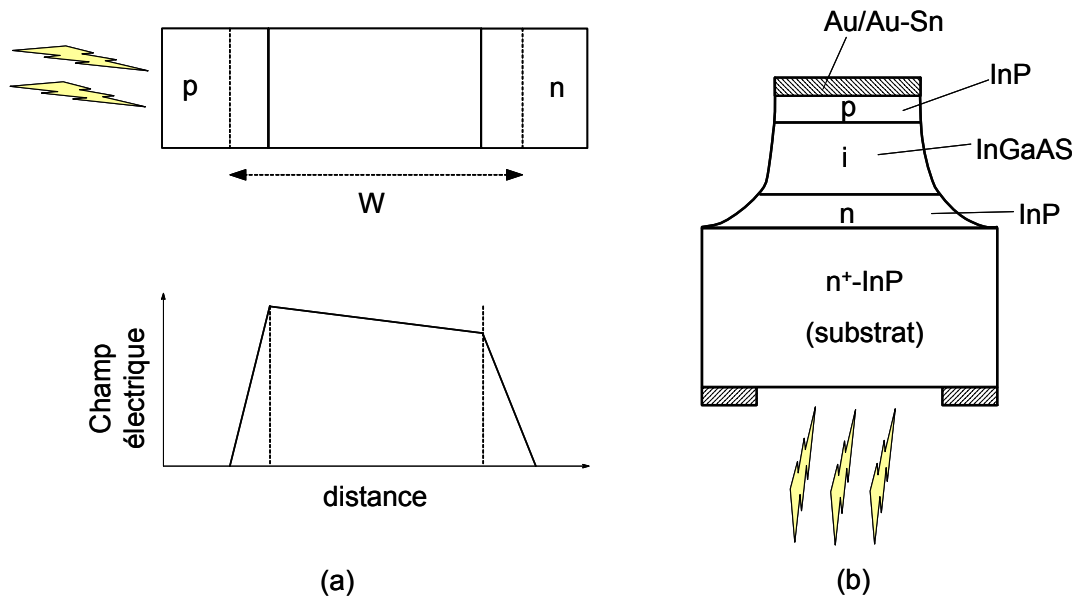


Figure I. 19 : (a) Exemple de photodiode p-i-n et distribution du champ électrique en polarisation inverse ; (b) schéma de photodiode p-i-n à base de InGaAs.

La principale qualité d'un détecteur p-i-n est que la composante d'entraînement du photocourant domine sur la composante diffusive simplement parce que la plupart de la puissance optique incidente est absorbée à l'intérieur de la région i.

Les éléments qui limitent la bande passante Δf sont dans ce dispositif le temps de transit des porteurs τ_{tr} à l'intérieur de la zone désertée et la constante de temps τ_{RC} liée au circuit RC comme il est montré en (I. 35).

Les performances d'une photodiode p-i-n peuvent être considérablement améliorés en utilisant une double hétérostructure qui permet d'éliminer complètement la composante diffusive du photocourant. La zone « i » en effet est placée entre la zone « p » et la zone « n » d'un semi-conducteur différent dont la bande interdite est choisie afin que les photons incidents soient absorbés seulement dans la zone « i » de la photodiode. Une photodiode p-i-n utilise généralement du matériau InGaAs pour la région « i » et du matériau InP pour les couches « p » et « n », comme il est montré en Figure I. 19 (b).

Le modèle petits signaux d'un détecteur p-i-n est montré en Figure I. 20.

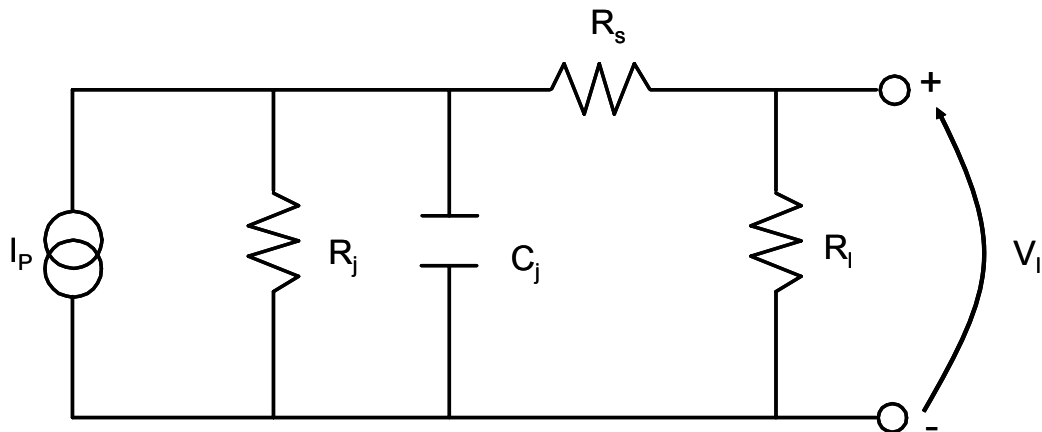


Figure I. 20 : Circuit équivalent de la photodiode p-i-n.

La génération du photocourant dans la zone désertée des porteurs est équivalente à une source de courant I_p , la résistance R_j en parallèle correspond à la résistance différentielle de la diode et est normalement de très forte valeur, la capacité de jonction C_j dérive de la séparation des charges dans la zone désertée, la résistance en série R_s est due au substrat et au contact, et est normalement de quelques ohms, la résistance R_l est la résistance de charge du dispositif.

Des efforts considérables ont été menés à partir des années 90 pour développer des photodiodes p-i-n capables d'opérer à des débits supérieurs à 10 Gbit/sec. Une première technique consiste à utiliser des régions d'absorption de faible surface pour réduire la capacité parasite de jonction liée à la séparation des charges dans la zone désertée de porteurs. A partir de 1995 les photodétecteurs réalisés avec cette méthodologie [6] ont dépassé les 110 GHz.

Pour augmenter la bande passante, sans pénaliser la sensibilité de la photodiode, on peut utiliser des structures à guidage d'onde optique [7], [8] capable de confiner la lumière par la différence d'indice des différentes couches et de la guider jusqu'à la zone active de la photodiode.

II.3 Les éléments de connexion : la fibre optique

La fibre optique représente le canal de communication dans les systèmes à guidage optique. Dans sa forme la plus simple, la fibre est constituée d'un cœur cylindrique de silice entouré par une gaine dont l'indice de réfraction est plus faible que celui du cœur. Les fibres optiques se séparent fondamentalement en deux catégories en fonction de leur géométrie interne: à *saut d'indice*, si le changement d'indice à l'interface entre cœur et gaine est brusque, ou à *indice graduel* si l'indice de réfraction décroît graduellement à l'intérieur du cœur (Figure I. 1).

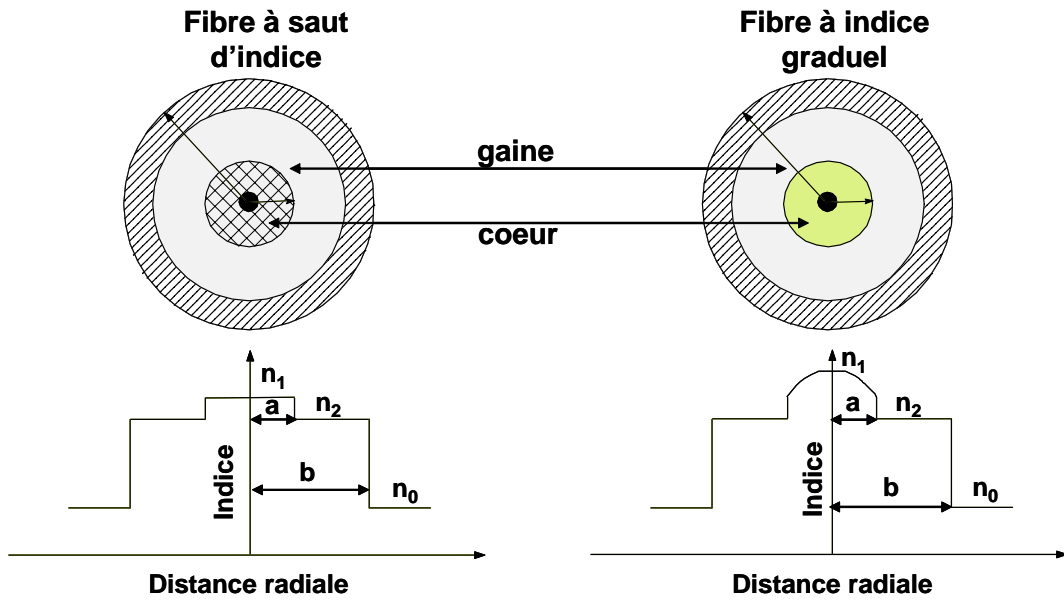


Figure I. 21 : Section transversale d'une fibre à saut d'indice et d'une fibre à indice graduel.

La fibre optique monomode présente des pertes en fonction de la longueur d'onde des photons qui se propagent à l'intérieur de sa structure. Ces pertes sont dues à des causes différentes et sont montrées en Figure I. 22.

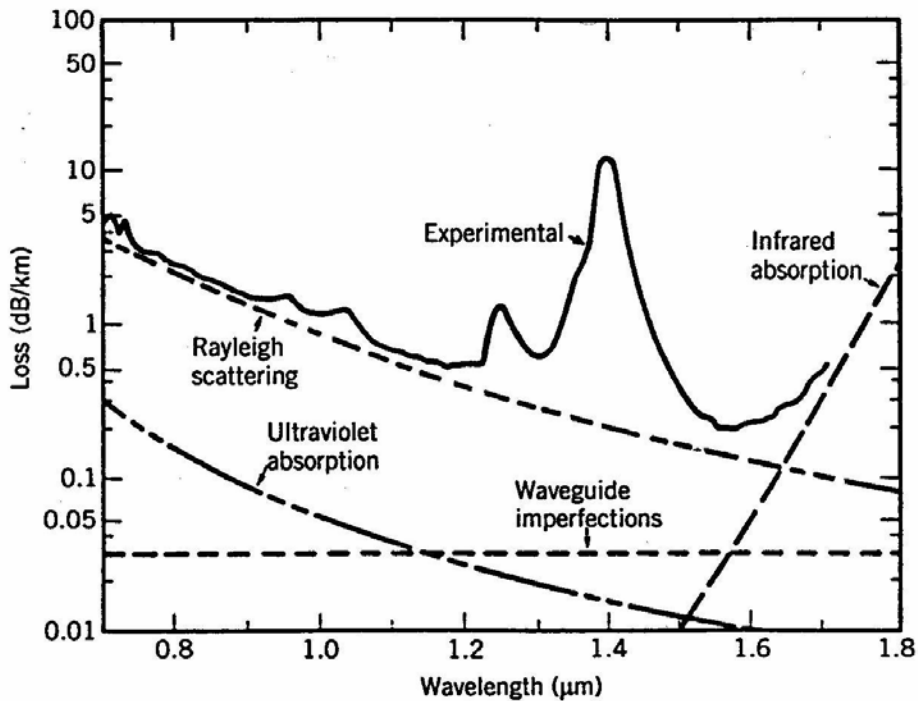


Figure I. 22 : Profil spectral des pertes d'une fibre monomode (d'après [1]).

Le minimum de pertes de la fibre se situe aux environs de $1.55 \mu\text{m}$, qui est la longueur d'onde la plus utilisée dans le domaine des télécommunications moyennes et longues distances justement grâce à cette caractéristique.

II.4 Les applications de base

L'intérêt de réaliser des systèmes de distribution de signaux RF et micro-ondes par voie optique est lié aux qualités de la fibre optique : la masse, l'encombrement réduit, l'isolation aux perturbations électromagnétiques externes, la faible atténuation constituent ses points forts. L'utilisation de la fibre devient donc très attractive afin de remplacer les câbles coaxiaux dans les satellites pour effectuer la distribution de signaux d'horloge, ou de tout autre signal. On peut envisager d'effectuer aussi la distribution et la répartition par des commutateurs optiques (MOEMS) de signaux modulés (canaux de télécommunications) : dans ce cas il est nécessaire d'assurer un faible niveau de bruit et une bonne linéarité. Dans le domaine militaire, la fibre optique assure une large bande spectrale nécessaire pour transmettre des signaux hyperfréquences captés par une antenne d'écoute ; il reste toutefois de fortes contraintes en bruit à respecter dans cette application. Dans le même temps, les systèmes de contrôle de réseaux d'antennes sol et les radars sont susceptibles d'introduire la fibre optique pour améliorer leurs performances. On peut également envisager d'alimenter les « patchs » d'une antenne active par un faisceau de fibres optiques.

Nous allons maintenant présenter en détail les paramètres distinctifs d'une liaison optique.

III. Les caractéristiques fondamentales de la liaison

III.1 Le gain de la liaison

III.1.1. Modulation directe de la porteuse optique

La modulation directe s'effectue en introduisant un courant sinusoïdal autour du courant de polarisation du laser. Ce type de modulation est très attractif pour sa simplicité, son faible coût, sa facilité de mise en œuvre et son efficacité [9], [10], [11], [12]. Elle est malheureusement limitée en bande passante et ne peut être utilisée au delà de 10 GHz environ. L'adaptation d'impédance du laser peut être réalisée par un dispositif actif (large bande) ou passif (bande étroite) [13], [14]. Dans de nombreux cas on se contente d'une simple adaptation résistive (large bande), comme dans l'exemple ci-dessous. Considérons maintenant le cas d'une liaison simple, comme celle représentée en Figure I. 23.

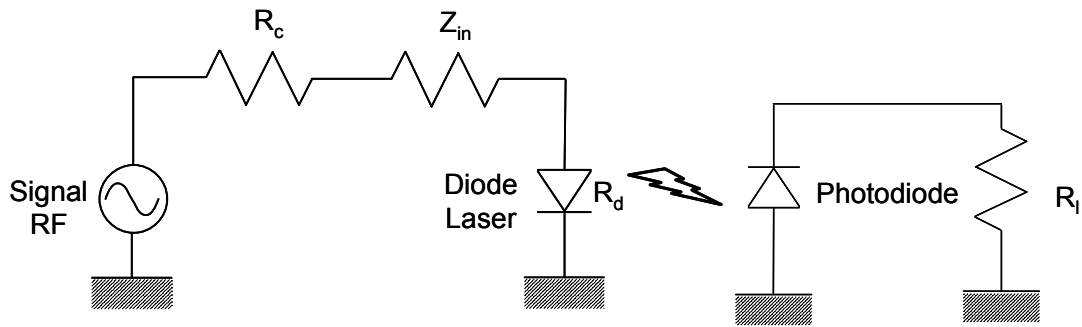


Figure I. 23 : Exemple de liaison optique simple avec modulation directe.

On peut exprimer la perte d'insertion de la liaison G , c'est à dire le rapport entre la puissance du signal RF en sortie P_{out} et la puissance du signal RF en entrée P_{in} de la liaison, de la façon suivante :

$$G = \frac{P_{out}}{P_{in}} = \frac{4 \cdot R_c \cdot R_l \cdot (R)^2 (\alpha_{opto})^2 \cdot (S)^2}{(R_c + Z_{in} + R_D)^2} \quad (I. 36)$$

où R_c est la résistance de sortie du générateur du signal RF, habituellement égale à 50 Ohm, R_l la résistance en charge du photo détecteur, Z_{in} l'impédance en entrée de la diode laser, R_D la résistance de la diode laser (environ 5 Ohm), R le rendement différentiel de la diode laser, S la sensibilité de la photodiode, α_{opto} le facteur d'atténuation optique.

L'atténuation du signal optique se traduit au niveau RF par une élévation au carré du facteur de pertes. Ce fait rend généralement nécessaire l'introduction d'un étage d'amplification en sortie de la liaison ou dans la liaison elle-même.

III.1.2. Modulation externe de la porteuse optique

La modulation d'amplitude de courant d'injection d'un laser DFB s'accompagne d'une modulation de fréquence parasite. Ce type de phénomène [15], appelée *conversion AM/FM* ou *chirp*, devient plus évident si on augmente la fréquence du signal RF de modulation. Les effets conjugués de la dispersion chromatique de la fibre et de la conversion AM/FM provoquent une dégradation du signal transmis d'autant plus importante que la longueur de la fibre est grande.

De plus, la largeur de bande d'une diode laser à modulation directe est limitée par sa fréquence de résonance.

Lors de ces travaux de thèse, la longueur des fibres utilisées ne dépassait pas les 2 mètres, ce qui correspond aux distances d'utilisation dans l'application « satellite ». Dans notre cas également, les fréquences du signal à transmettre par voie optique étaient limitées à

quelques GHz. Le phénomène du chirp et la limitation de la bande passante ne constituent donc pas un aspect particulièrement problématique pour nos applications.

Toutefois, il est quand même intéressant de présenter les techniques alternatives utilisant un élément de modulation externe au laser [16]. Ces techniques sont pratiquement les seules utilisables lorsqu'on approche ou que l'on dépasse des fréquences de modulation de l'ordre de 10 GHz [17].

On peut par exemple réaliser une modulation grâce à une propriété de certains matériaux pour lesquels l'indice de réfraction peut être modifié par l'application d'un champ électrique.

Ce sont par exemple les effets électro-optiques qui permettent d'introduire un retard variable de l'onde optique et donc une modulation de phase. Le cristal le plus utilisé pour la réalisation des modulateurs en onde guidée est le niobate de lithium (LiNbO_3) en raison de son fort effet électro-optique à 1.3 et 1.55 μm . La démodulation d'une modulation de phase se fait généralement au moyen d'un démodulateur différentiel qui est relativement complexe comparé à un simple photodétecteur.

Il est également possible d'obtenir une modulation d'amplitude avec des modulateurs externes. Une technique consiste à réaliser un interféromètre [18] dans lequel il est possible de commander la différence de phase entre les deux bras par l'application d'une tension contrôlée. Ce type de module est connu sous le nom de modulateur Mach Zender et permet de dépasser des fréquences de modulation de 40 GHz.

Une dernière catégorie de modulateurs externes est celle des modulateurs à électro-absorption [19] dont le principe de fonctionnement repose sur les modifications du spectre d'absorption d'un semi-conducteur soumis à un champ électrique. Cet effet est connu sous le nom d'effet Franz-Keldish dans un matériau massif et d'effet Stark confiné dans un matériau quantique. Une caractéristique particulièrement intéressante des modulateurs à électro-absorption est qu'ils peuvent être facilement intégrés avec les diodes lasers pour créer de sources optiques compactes et à très large bande [20] (certains systèmes de ce genre sont modulables au-delà de 40 GHz).

En général on peut exprimer la perte d'insertion d'une liaison simple avec modulation externe de la façon suivante :

$$G = \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}} = \left(1 - |\Gamma|^2 \cdot R_s \cdot R_l\right) \cdot \left(\frac{1}{2 \cdot V_\pi} \cdot P_0 \cdot \alpha_m \cdot \alpha_{\text{opto}} \cdot S\right)^2 \quad (\text{I. 37})$$

où R_s est la résistance d'entrée de la diode laser, R_l la résistance en charge de la photodiode, Γ le coefficient de réflexion dû à la différence d'impédance entre la sortie de la source RF et

l'entrée du modulateur, V_π la valeur de tension appliquée afin d'obtenir un déphasage de 180° entre les deux bras du modulateur, P_0 la puissance optique délivrée par le laser, α_{opto} l'atténuation introduite par les pertes optiques, α_m l'atténuation introduite par le modulateur et S la sensibilité de la photodiode.

III.2 La bande spectrale

La bande passante de la liaison est déterminée par les limites inférieure et supérieure de réponse en fréquence de la diode laser ou de la photodiode dans le cas de modulation directe. La limite inférieure est fixée par les temps de polarisation du laser et de la photodiode, alors que la limite supérieure est déterminée par les fréquences de coupure de la diode laser et du photodétecteur. Normalement c'est la fréquence de coupure de la diode laser qui constitue le paramètre le plus limitatif de la bande passante.

Ce type de données est habituellement fourni par les constructeurs. Toutefois, il est utile de les vérifier en utilisant un analyseur de réseau. La technique fait appel à des éléments pour lesquels la bande passante est large et a déjà été calibrée. Par exemple, nous utilisons au LAAS une photodiode Discovery DCS30S pour laquelle nous disposons d'une courbe de réponse en fréquence jusqu'à 30 GHz. Cette photodiode nous a permis de caractériser en fréquence divers modules laser, lesquels ont ensuite été utilisés pour tester autres photodiodes.

III.3 Le bruit de la chaîne optique

III.3.1. Le bruit du laser (RIN)

Le signal optique délivré par une diode laser présente des fluctuations en amplitude et en fréquence même si le laser est polarisé avec un courant constant et avec fluctuations de courant négligeables. Les deux mécanismes fondamentaux qui concourent à la génération du bruit sont l'émission spontanée et la recombinaison électron-trou.

Les équations d'évolutions sont donc modifiées par l'introduction d'un terme additif concernant le bruit appelé *force de Langevin* [21], comme il est montré en (I. 38) et (I. 39) :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{I}{q} - \frac{N}{\tau_c} - G \cdot P + F_N(t) + F_{N1/f}(t) \quad (\text{I. 38})$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} = G \cdot P + R_{sp} - \frac{P}{\tau_p} + F_P(t) \quad (\text{I. 39})$$

où $F_N(t)$, $F_P(t)$ et $F_{N1/f}(t)$ sont les forces de Langevin.

La résolution de ces équations permet de décrire les fluctuations d'amplitude optique du laser. On définit ainsi le bruit d'intensité relatif RIN (de l'anglais, « Relative Intensity Noise ») comme le rapport entre la densité spectrale des fluctuations des photons et le nombre de photons au carré, ou entre la densité spectrale de fluctuations de puissance et le carré de la puissance moyenne :

$$RIN(f) = \frac{\langle \Delta P_{\text{opto}}^2(f) \rangle}{P_{\text{opto}}^2} \quad (\text{I. 40})$$

Le RIN s'exprime en Hz^{-1} mais il est généralement présenté en décibel et donc s'exprime alors en dB/Hz puisque le bruit est intégré dans 1 Hz de bande.

Le spectre typique du RIN haute fréquence (c'est-à-dire pour des fréquences supérieures à quelques dizaines de MHz) d'un laser monomode à 1.55 μm est montré en Figure I. 24.

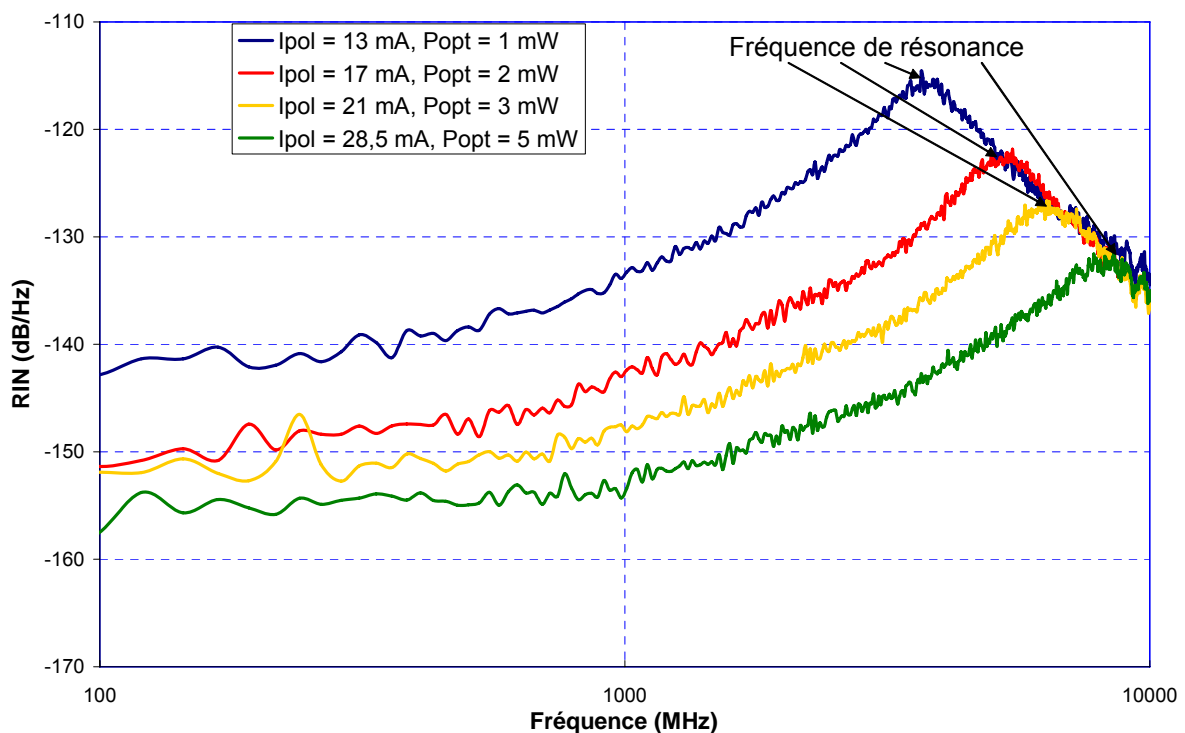


Figure I. 24 : Spectre du RIN du laser monomode Mitsubishi FU68PDF-V510M59B à 1.55 μm .

Le RIN haute fréquence augmente comme la puissance lumineuse émise au dessous du seuil à proximité de la fréquence de résonance du laser f_R exprimée en (I. 27) et décroît en dessus de cette fréquence comme le cube de la puissance émise en dessus du seuil.

Comme tout composant électronique, le laser possède aussi à des fréquences inférieures à quelques MHz une distribution spectrale du bruit qui est caractérisée par une remontée rapide

du bruit suivant une pente en $1/f$, à laquelle se superposent parfois des composantes spectrales différentes (par exemple du bruit de génération recombinaison) [22], [23], [24]. L'origine du bruit en $1/f$, en particulier dans les lasers, est malheureusement peu détaillée [25].

Dans une diode laser, les fluctuations optiques basse fréquence sont attribuées à des fluctuations électriques basse fréquence. C'est pour cette raison qu'il a été nécessaire, afin de modéliser correctement le bruit basse fréquence, d'introduire une source de bruit de Langevin $F_{N1/f}(t)$ unique sur les électrons dont la densité spectrale a une dépendance en $1/f$.

Ces deux composantes basses et hautes fréquences du RIN sont parfaitement indépendantes l'une de l'autre.

III.3.1.1. Le banc de mesure du RIN

La configuration expérimentale utilisée au LAAS [26] pour effectuer la mesure du RIN basse fréquence et du RIN haute fréquence est montrée en Figure I. 25.

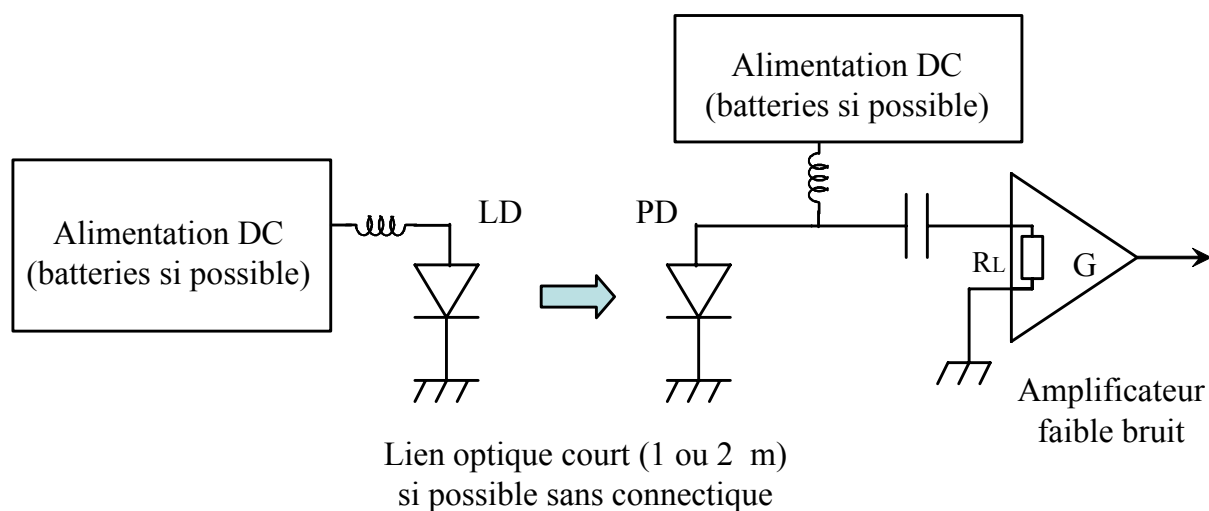


Figure I. 25 : Configuration expérimentale utilisée pour la mesure du RIN.

Pour la mesure du RIN basse fréquence nous avons utilisé un analyseur de spectre FFT basse fréquence et un amplificateur haute impédance. Des précautions supplémentaires ont été prises pour éliminer les parasites dont les effets sont particulièrement gênants: travail en cage de Faraday et alimentation de la diode laser, de la photodiode et des amplificateurs sous batteries.

Pour la mesure du RIN haute fréquence nous avons utilisé un analyseur de spectre RF et une photodiode rapide (Discovery DCS30S).

Le montage décrit précédemment comporte trois sources de bruit : le bruit propre du laser, le bruit de la photodiode qui comprend une composante bruit de grenaille (dont nous

parlerons en détail dans le paragraphe III.3.2.1) et une composante en $1/f$, le bruit du dispositif de mesure (amplificateur et analyseur de spectre) qui comprend également une composante bruit blanc et une composante en $1/f$.

Le plancher de bruit du banc de mesure est constitué du bruit généré par la photodiode et par le dispositif de mesures. Ce plancher doit être bien inférieur (en pratique au moins une décade) au bruit du dispositif sous test.

Si cette condition est respectée, la formule donnant le RIN est la suivante :

$$\text{RIN}(\text{dB/Hz}) = 10 \cdot \log \left(\frac{P_{\text{bruit}}(\text{W/Hz})}{P_{\text{DC}}(\text{W})} \right) \quad (\text{I. 41})$$

où P_{bruit} est la densité spectrale de bruit mesuré sur l'analyseur et P_{DC} est la puissance continue mesurée en sortie de l'amplificateur, dans le cas où l'amplificateur possède un couplage DC avec

$$P_{\text{DC}} = G \cdot R_L \cdot I_p^2 \quad (\text{I. 42})$$

où R_L est la résistance en charge de la photodiode, G le gain de l'amplificateur, I_p le photocourant continu détecté.

En pratique, il est généralement difficile d'utiliser un amplificateur à couplage DC (qui a tendance à saturer si le courant DC est fort) et le niveau du signal DC est mesuré avant l'amplificateur.

III.3.2. Le bruit du photodétecteur

Les principales composantes de bruit liées aux récepteurs optiques sont les suivants : le bruit de grenaille (de l'anglais, « shot noise »), le bruit thermique et le bruit de courant d'obscurité. Le photodétecteur présente aussi une composante de bruit en $1/f$ (comme tout dispositif électronique). Nous allons maintenant présenter en détail les caractéristiques de chaque composante du bruit.

III.3.2.1. Le bruit de grenaille ou « shot noise »

Le bruit associé au passage de porteurs à travers une barrière de potentiel est normalement connu comme *bruit de grenaille*.

Dans le cas d'un photodétecteur, il est impossible d'effectuer une distinction entre le bruit de grenaille quantique qui dérive des photons détectés avec la photodiode et le bruit de

grenaille électronique qui dérive du flux de photocourant dans la jonction p-n à l'intérieur de la photodiode.

La densité spectrale normalisée du bruit de grenaille en courant s'écrit de la façon suivante :

$$i_n^2(f) = 2 \cdot q \cdot I_p \left(\frac{A^2}{Hz} \right) \quad (I. 43)$$

où q est la charge électronique ($1.602 \cdot 10^{-19}$ coulombs) et I_p le photocourant moyen détecté.

III.3.2.2. Le bruit thermique

Le *bruit thermique*, ou bruit Johnson, est le résultat des fluctuations aléatoires des porteurs à l'intérieur d'une résistance par cause de l'agitation thermique et il est tout à fait comparable au mouvement brownien des particules.

La densité spectrale de courant de bruit thermique liée à la résistance de charge de la photodiode est donnée par la relation suivante :

$$i_{th}^2(f) = \frac{4 \cdot K \cdot T}{R} \left(\frac{A^2}{Hz} \right) \quad (I. 44)$$

où K est la constante de Boltzmann ($1.38 \cdot 10^{-23}$ joules/kelvin), T la température en degrés Kelvin et R est la résistance de charge (ou résistance parallèle de la photodiode).

III.3.2.3. Le bruit de courant d'obscurité

Avec ou sans illumination, le photodétecteur présente un courant de pertes qui dérive dans le cas d'une photodiode de la présence de surfaces de recombinaison et de parcours de fuite dans le matériau massif. Ce type de courant non souhaité et qui doit être de très faible valeur est appelé *courant d'obscurité*. La densité spectrale normalisée du bruit de courant d'obscurité s'écrit de la façon suivante :

$$i_{obs}^2(f) = 2 \cdot q \cdot I_{obs} \left(\frac{A^2}{Hz} \right) \quad (I. 45)$$

où I_{obs} est la valeur moyenne du courant d'obscurité.

III.3.3. Le rapport signal sur bruit

Nous disposons maintenant de presque tous les éléments nécessaires pour définir le bruit total de la chaîne optique. Il nous faut simplement ajouter les fluctuations de courant ramenées par la fluctuation des photons émis et donc par le RIN du laser. Cette densité spectrale de courant s'exprime de la façon suivante :

$$i_{\text{RIN}}^2(f) = \text{RIN}(f) \cdot I_p^2 \left(\frac{\text{A}^2}{\text{Hz}} \right) \quad (\text{I. 46})$$

Nous pouvons maintenant exprimer la densité spectrale du bruit total d'une liaison optique simple de la façon suivante :

$$P_{\text{bruit_totale}}(f) = R_L \cdot \left(S^2 \cdot P_{\text{det}}^2 \cdot \text{RIN}(f) + 2 \cdot q \cdot (I_p + I_{\text{obs}}) + \frac{4 \cdot K \cdot T}{R_L} \right) \left(\frac{\text{W}}{\text{Hz}} \right) \quad (\text{I. 47})$$

où S est la sensibilité de la photodiode, P_{det} la puissance optique moyenne sur le détecteur exprimée en Watt et R_L la résistance en charge de la photodiode.

La puissance électrique du signal sinusoïdal RF en sortie de la liaison s'exprime de son côté par :

$$P_{\text{OUT_RF}} = R_L \cdot I_{\text{eff}}^2 = R_L \cdot \frac{1}{2} \cdot m^2 \cdot I_p^2 \quad (\text{I. 48})$$

où I_{eff} est le photocourant efficace lié aux fluctuations des photons et m est l'indice de modulation du laser.

Le taux de modulation est exprimé en (I. 49):

$$m = \frac{\Delta I}{I - I_{\text{th}}} \quad (\text{I. 49})$$

où ΔI est l'excursion maximale du signal de modulation RF autour du point de polarisation du laser I .

Nous pouvons finalement donner la définition du rapport signal sur bruit d'une liaison optique simple $(\text{CNR})_{\text{opto}}$ de la façon suivante :

$$(\text{CNR})_{\text{opto}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{m^2 \cdot S^2 \cdot P_{\text{det}}^2}{\left(S^2 \cdot P_{\text{det}}^2 \cdot \text{RIN}(f) + 2 \cdot q \cdot (I_p + I_{\text{obs}}) + \frac{4 \cdot K \cdot T}{R_L} \right)} \quad (\text{I. 50})$$

IV. Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre le principe de fonctionnement des dispositifs qui font partie d'une liaison optique analogique et les caractéristiques fondamentales de la liaison. En particulier nous nous sommes occupés surtout de présenter les paramètres constitutifs d'une liaison avec modulation directe.

Nous pouvons maintenant regarder les effets introduits par la chaîne optique sur le signal RF ou micro-onde transmis.

Dans le chapitre suivant, nous nous occuperons surtout de la qualité du signal électrique transporté par voie optique et des dispositifs de réception qui, en opérant un conditionnement du signal RF véhiculé, peuvent enlever les dégradations apportées par la chaîne optique.

C'est dans ce cadre que l'approche photo-oscillateur prendra tout son intérêt, soit pour ce qui concerne l'amélioration du niveau de puissance du signal en sortie de la liaison, soit pour sa capacité à filtrer le bruit introduit par la liaison.

Chapitre II :
**Etude théorique des récepteurs optimisés en bruit de
phase : intérêt de l'approche « photo-oscillateur »**

I. Introduction

Le bruit de phase traduit la stabilité à court et à moyen terme d'une source de fréquence. Lorsqu'un tel signal sinusoïdal passe à travers un système (par exemple, une liaison optique), il est modifié de deux manières différentes : par du bruit qui s'ajoute au signal (ce qui modifie le rapport signal sur bruit) et par des bruits de nature multiplicative (générés par les non linéarités). Le bruit additif fixe généralement les performances du système loin de la porteuse, alors que le bruit multiplicatif se retrouve près de la porteuse.

L'étude de la transmission d'un tel signal permet de qualifier complètement en bruit la chaîne optique, en révélant les deux types de bruit présents dans le canal de transmission. Même si ce type d'étude est plutôt dédié à des applications du genre «transmission d'horloge», elle a une portée plus vaste et les données peuvent être utilisées dans d'autres applications.

Nous débuterons ce chapitre par quelques notions générales sur le bruit de phase.

Ensuite, nous nous occuperons d'identifier les sources de bruit présentes à l'intérieur de la chaîne optique, susceptibles de dégrader la pureté spectrale du signal de référence RF à transmettre.

Dans le même temps, notre travail concerne aussi l'étude de systèmes de réception capables de délivrer un bon niveau de puissance du signal de sortie RF et d'opérer un filtrage du bruit introduit par les dispositifs optoélectroniques présents à l'intérieur de la liaison.

L'introduction d'un photo-oscillateur en bout de chaîne optique constitue une solution très attractive à ces problèmes. En effet, la boucle d'oscillation permet de régénérer le faible signal RF détecté, tout en opérant un filtrage du bruit de phase loin de la porteuse.

Nous présenterons les topologies de base relatives aux oscillateurs, la théorie du bruit de phase de l'oscillateur libre et de l'oscillateur synchronisé.

Le fonctionnement efficace du photo-oscillateur est toutefois relié à un paramètre très critique: la bande de synchronisation. Différentes méthodologies avec des outils CAO ont été analysées afin de pouvoir simuler le comportement d'un oscillateur verrouillé par injection, mais seule une technique, la méthode de la sonde, s'est révélée réellement fiable.

La partie finale de ce chapitre est consacrée aux techniques de mesure du bruit de phase des oscillateurs. Une attention particulière sera dédiée également à la méthode de mesure en boucle ouverte, qui constitue un passage clé afin d'effectuer une sélection efficace des composants faible bruit à utiliser à l'intérieur de la boucle d'oscillation.

II. Généralités sur le bruit de phase

Dans cette partie, nous donnons la définition du *bruit de phase* et nous précisons les grandeurs utiles qui lui sont associées.

II.1 Notion de bruit de phase

Mathématiquement un signal purement sinusoïdal est décrit par l'expression suivante :

$$v(t) = V_0 \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f_0 \cdot t) \quad (\text{II. 1})$$

où V_0 est l'amplitude du signal et f_0 est la fréquence de la porteuse du signal.

En réalité un signal RF ou micro-onde généré par un oscillateur est affecté de perturbations aléatoires. Il s'exprime donc de la façon suivante :

$$v(t) = (V_0 + \varepsilon(t)) \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f_0 \cdot t + \Delta\phi(t)) \quad (\text{II. 2})$$

où $\varepsilon(t)$ et $\Delta\phi(t)$ sont des signaux dépendants du temps de façon aléatoire, ils représentent respectivement les fluctuations d'amplitude et de phase (ou bruit de phase) du signal.

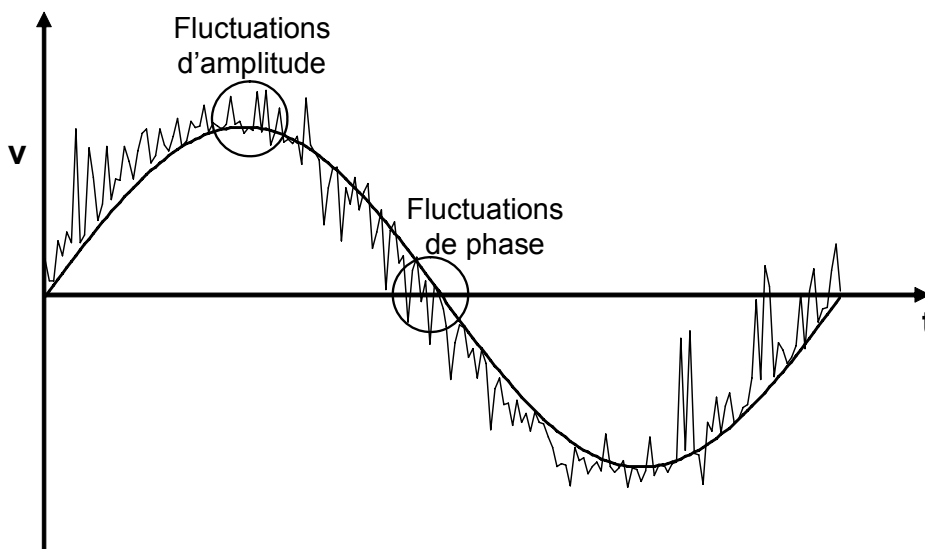


Figure II. 1 : Signal sinusoïdal affecté de perturbations aléatoires (fluctuations d'amplitude, de phase) superposé à un signal sinusoïdal pur.

La conséquence principale de ces fluctuations est que le spectre du signal RF ou micro-onde présente des bandes latérales autour de la porteuse (Figure II. 2).

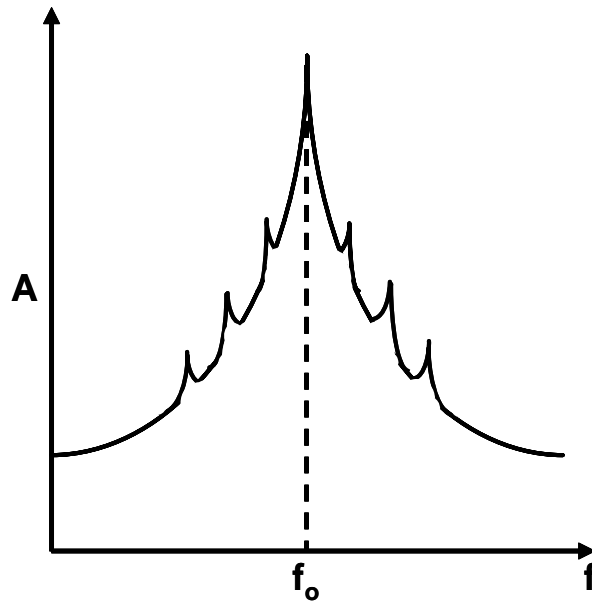


Figure II. 2 : Spectre de puissance réel d'un signal RF, présentant des bandes latérales de bruit et un mélange avec un signal sinusoïdal parasite.

La densité spectrale de fluctuations d'amplitude s'exprime en dBc/Hz. Ce type de fluctuations n'est généralement pas pris en compte dans la plupart des applications micro-ondes. Toutefois il peut s'avérer dans certains cas non négligeable et par conséquent gênant, notamment dans le domaine de la métrologie de bruit de phase en boucle ouverte, ou dans les applications utilisant la détection homodyne [27].

Nous pouvons partager les fluctuations de phase en deux catégories fondamentales.

Une première catégorie concerne les signaux discrets, de nature déterministe, représentés par des composantes bien définies sur le spectre. Ce type de signal appelé « pics parasites » est issu de phénomènes déterministes tels que le réseau électrique, les vibrations, ou encore le mélange de signaux externes aux dispositifs.

La seconde catégorie de fluctuations concerne les fluctuations aléatoires, et est présenté comme le bruit de phase en général. Les sources de ce type de bruit sont diverses, on peut en citer quelques unes : le bruit thermique, le bruit de grenaille, le bruit en $1/f$.

II.2 Comment exprimer le bruit de phase?

Il est possible de quantifier le bruit de phase avec un grand nombre de termes : la plupart d'eux sont définis en [28]. Nous nous intéressons aux principaux.

Tout d'abord, une première description du bruit de phase est fournie par le terme S_ϕ qui représente la densité spectrale de fluctuations de phase dans une bande de 1 Hz. Ce terme

décrit les fluctuations de phase en fonction de la distance à la porteuse f_m , et s'exprime de la façon suivante en rad^2/Hz :

$$S_\varphi(f_m) = \frac{\overline{\Delta\phi^2}(f_m)}{BW} \quad (\text{II. 3})$$

où BW (« bandwidth ») est la bande de résolution du système de mesure.

On peut exprimer aussi la puissance de bruit de phase en utilisant la grandeur $L(f_m)$ qui représente la densité spectrale simple bande et est reliée à $S_\varphi(f_m)$ par l'expression suivante :

$$L(f_m) = \frac{S_\varphi(f_m)}{2} \quad (\text{II. 4})$$

Ce terme correspond, pour de faibles indices de modulation, au rapport entre les bandes latérales et la porteuse (Figure II. 3). Il est généralement exprimé en décibels avec l'unité dBc/Hz (c : « carrier ») et, par conséquent, représente un paramètre directement accessible sur un analyseur de spectre. Il constitue le terme le plus utilisé dans la littérature.

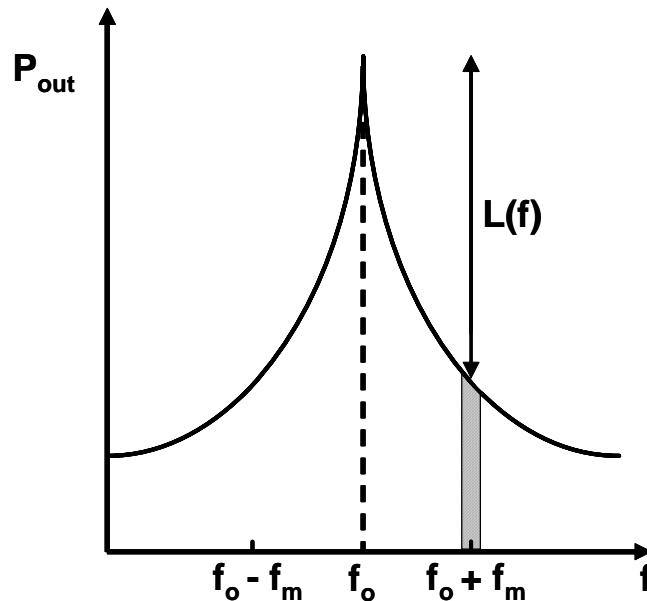


Figure II. 3 : Spectre de puissance d'un signal RF.

Il existe encore un dernier terme moins utilisé susceptible d'exprimer le bruit de phase : il s'agit de la densité spectrale de fluctuations de fréquence $S_{\Delta f}$ dont l'unité de mesure se quantifie en Hz^2/Hz . Elle est reliée à S_φ par la relation suivante :

$$S_{\varphi}(f_m) = \frac{S_{\Delta f}(f_m)}{f_m^2} \quad (\text{II. 5})$$

où f_m est la distance à la porteuse.

Finalement, ce sont $S_{\varphi}(f_m)$ et $L(f_m)$ qui sont le plus souvent utilisés pour quantifier le bruit de phase : ils sont habituellement exprimés logarithmiquement, $S_{\varphi}(f_m)$ en dBrad^2/Hz et $L(f_m)$ en dBc/Hz . Cette différence d'unité peut facilement créer une confusion au niveau des résultats de bruit de phase. En effet, un bruit de phase exprimé par $S_{\varphi}(f_m)$ et donc en dBrad^2/Hz correspond à un niveau de bruit de phase supérieur de 3 dB comparé au même résultat exprimé par $L(f_m)$ en dBc/Hz .

III. Le bruit de phase dans les liaisons optiques analogiques

Nous nous occupons maintenant, après avoir présenté brièvement les termes qui définissent la pureté spectrale d'un signal issu d'un oscillateur, de détailler les effets de dégradation du bruit de phase introduits par la liaison optique analogique.

Ces effets deviennent particulièrement importants loin de la porteuse, puisque la dégradation du plancher de bruit peut devenir prohibitive si on veut préserver la qualité du signal distribué par voie optique, en particulier lorsque les pertes optiques sont importantes.

Une action de filtrage et de régénération du signal se révèle donc nécessaire. Nous montrerons dans la suite comment un photo-oscillateur placé au bout de la chaîne peut réaliser cette fonction.

III.1 Le bruit de phase ramené par la chaîne optique

III.1.1. Transmission d'une source synthétisée par voie optique : la liaison simple

Le transfert par voie optique d'un signal issu d'une source synthétisée est affecté par une dégradation de sa pureté spectrale, due aux contributions en bruit des composants optoélectroniques présents à l'intérieur de la chaîne optique. Cette dégradation devient de plus en plus importante avec l'augmentation de pertes optiques, qui simulent dans notre application la répartition du signal sur un nombre variable de récepteurs. Un exemple de dégradation de ce type est montré en Figure II. 4.

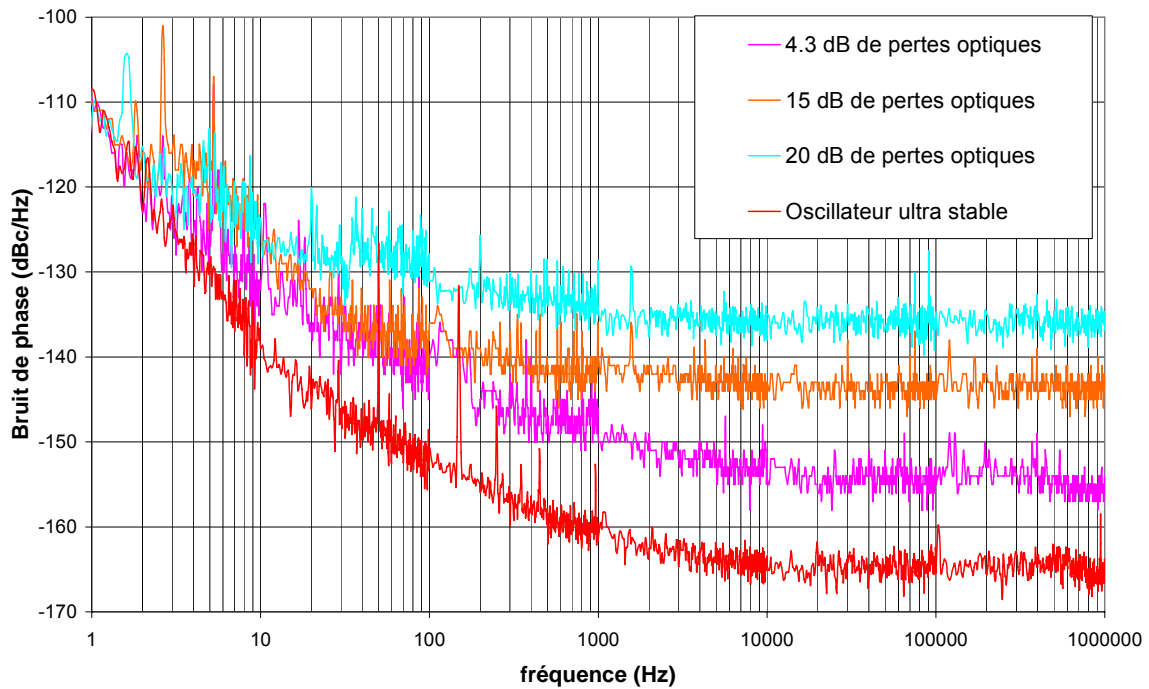


Figure II. 4 : Mesures de bruit de phase en fonction de pertes optiques dans la distribution d'un signal 10 MHz issu d'un oscillateur ultra stable par une liaison optique analogique réalisée avec le laser Alcatel 1905 LMI, la photodiode Agere 2606 B et un amplificateur faible bruit (mesures effectuées à Alcatel Space industries).

L'insertion de pertes optiques détermine une forte augmentation du plancher de bruit de phase : la dégradation de performances de la liaison est donc encore plus évidente si l'on augmente le nombre de récepteurs sur lesquels le signal est distribué.

Nous pouvons exprimer la densité spectrale de bruit de phase S_ϕ d'un signal transmis par voie optique [29], [30], [31], [32] de la façon suivante :

$$S_\phi(f_m) = S_{\phi_réf}(f_m) + \frac{1}{2} \cdot (\text{CNR})_{\text{opto}}^{-1} + |K_{\text{PM}}(\omega)|^2 \cdot \text{RIN}_{\text{BF}}(f_m) \quad (\text{II. 6})$$

où $S_{\phi_réf}$ est la densité spectrale de bruit de phase de la source synthétisée, CNR le rapport signal sur bruit défini en (I. 50), $|K_{\text{PM}}(\omega)|^2$ le facteur de conversion du bruit d'amplitude basse fréquence $\text{RIN}_{\text{BF}}(f_m)$ en bruit de phase.

Si, près de la porteuse, c'est le RIN basse fréquence converti du laser qui est susceptible de dégrader la pureté spectrale du signal RF, loin de la porteuse les effets de dégradation du plancher sont liés à l'inverse du rapport signal sur bruit : c'est pour cette raison que la plupart des utilisateurs de liaisons optiques cherchent à utiliser une valeur d'indice de modulation m du laser le plus proche possible de l'unité (l'indice maximum utilisable sans dommages pour le laser étant d'environ 0.8).

Pour des faibles niveaux de pertes optiques c'est surtout le RIN du laser qui fixe le niveau du plancher du bruit de phase. Avec l'augmentation du nombre de récepteurs, et par conséquent des pertes optiques, le bruit de grenaille de la photodiode et ensuite le bruit thermique occupent un rôle de plus en plus important dans la dégradation du plancher de bruit.

III.1.2. La conversion du bruit BF en bruit de phase

Le bruit propre de la source laser se transpose au pied de la porteuse électrique selon un processus de conversion non linéaire qui dépend de la fréquence de modulation électrique appliquée et des paramètres intrinsèques de la diode laser (Figure II. 5).

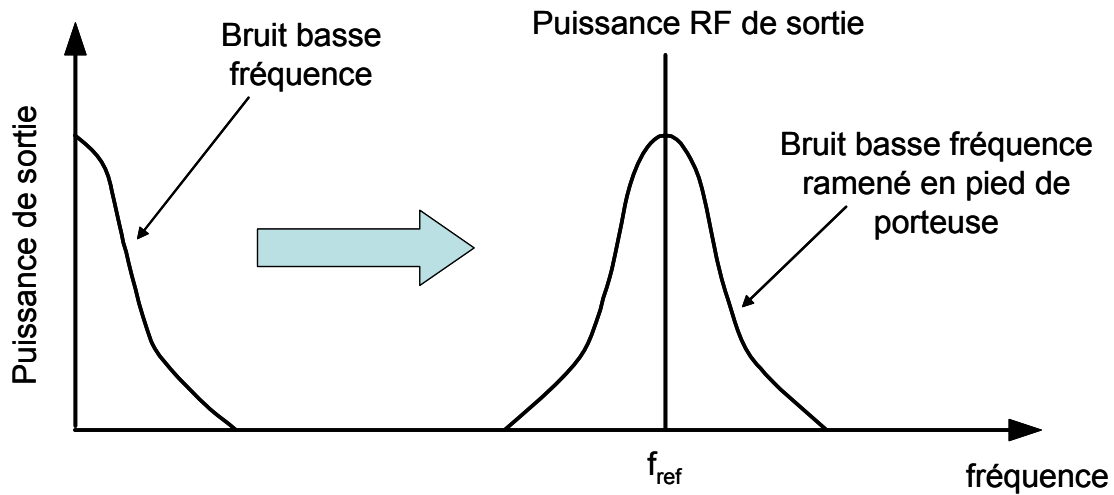


Figure II. 5 : Processus de conversion du bruit d'amplitude basse fréquence au pied de la porteuse électrique.

Le facteur de conversion $|K_{PM}(\omega)|^2$ pour un courant de polarisation fixé augmente avec la fréquence de modulation jusqu'à une valeur maximale représentée par la fréquence de relaxation du laser, puis à des fréquences supérieures à cette valeur il décroît linéairement (Figure II. 6). Les calculs de ce facteur de conversion sont liés à la résolution simultanée des équations non linéaires d'évolution des porteurs et des photons, et sont donc très complexes. Une approche de ce type est présentée dans la référence [5].

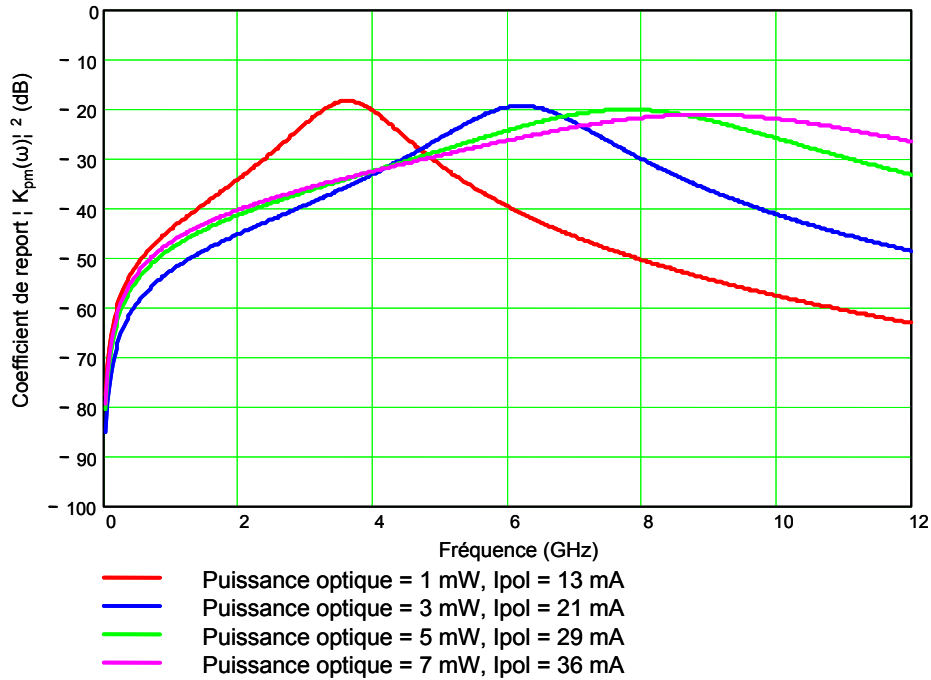


Figure II. 6 : Calcul du coefficient de conversion du bruit d’amplitude basse fréquence en bruit de phase. Ce calcul est valable pour des fréquences supérieures à 1 GHz.

III.1.3. La mesure du RIN du laser

Le bruit basse fréquence du laser constitue un élément important pour évaluer une éventuelle perturbation de la pureté spectrale du signal transmis par voie optique. Le spectre du RIN basse fréquence d’un des lasers utilisés dans notre étude est montré en Figure II. 7, pour différents niveaux de polarisation.

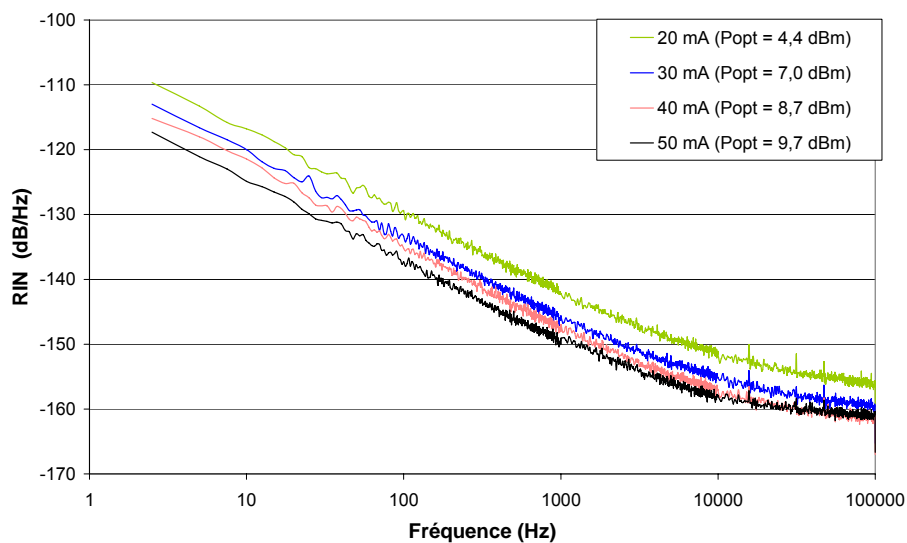


Figure II. 7 : Spectre du RIN basse fréquence du laser monomode Mitsubishi FU68PDF-V510M59B (mesure effectuée au LAAS, [26]).

Le plancher du banc de mesure, fixé par le bruit Schottky de la photodiode, correspond à un niveau de -160 dB/Hz.

IV. Analyse théorique du photo-oscillateur

Nous présentons maintenant en détail les bases théoriques qui décrivent le comportement d'un photo-oscillateur.

IV.1 Topologie des oscillateurs

IV.1.1. Définitions

Les oscillateurs se partagent principalement en deux catégories selon l'utilisation en transmission ou en réflexion de l'élément actif à l'intérieur de la boucle d'oscillation : oscillateurs à contre réaction parallèle et oscillateurs à contre-réaction série.

Un oscillateur à contre-réaction parallèle est un dispositif dans lequel un transistor fonctionnant en régime non linéaire est contre-réactionné par un élément passif (résonateur) qui permet de stabiliser la fréquence d'oscillation. Son fonctionnement se décrit de la manière suivante : une partie de la puissance de sortie est prélevée et est injectée à l'entrée. Cette puissance est alors amplifiée par le transistor et permet de satisfaire les conditions d'oscillations.

Dans le cas d'un oscillateur à contre-réaction série, les parties actives et passives se comportent comme un amplificateur en réflexion et une cavité en réaction. Ainsi toute onde incidente issue de la cavité est réfléchiée et amplifiée par le transistor, jusqu'à ce que les conditions d'oscillation soient satisfaites.

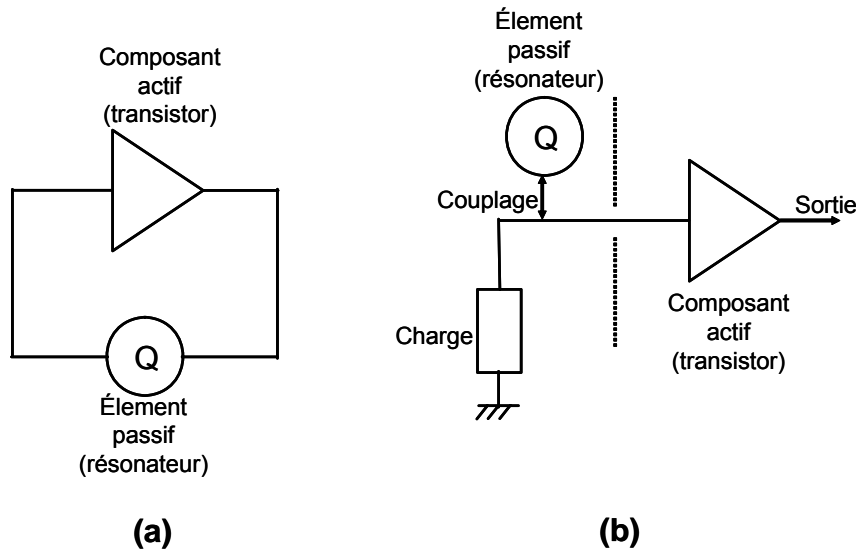


Figure II. 8 : Schéma de principe d'un oscillateur à contre réaction parallèle (a) et d'un oscillateur à contre réaction série (b).

IV.1.2. Conditions de démarrage

Il existe deux formalismes qui permettent de définir les conditions d'oscillations d'un oscillateur : le formalisme d'impédance et le formalisme des paramètres S (coefficients de transmission et de réflexion).

Si l'on considère le formalisme des paramètres S la condition de démarrage de l'oscillation pour un oscillateur en contre réaction parallèle s'exprime de la façon suivante :

$$|S_{21T}| \cdot |S_{21R}| > 1, \quad (\text{II. 7})$$

$$|\Theta_{21T}| \cdot |\Theta_{21R}| = 0[2 \cdot \pi] \quad (\text{II. 8})$$

où S_{21T} et S_{21R} sont respectivement les paramètres S (décomposés en module et phase) de transmission du transistor et du résonateur.

Pour un oscillateur en contre réaction série les conditions de démarrage restent les mêmes, à condition de remplacer les coefficients de transmission du transistor et du résonateur par ceux de réflexion :

$$|\Gamma_T| \cdot |\Gamma_R| > 1, \quad (\text{II. 9})$$

$$\Phi_{\Gamma_T} + \Phi_{\Gamma_R} = 0[2 \cdot \pi] \quad (\text{II. 10})$$

Une autre vision de l'oscillateur est celle de la résistance négative : l'oscillateur est considéré comme un circuit constitué de deux dipôles, l'un d'impédance Z_T qui se comporte

comme un amplificateur en réflexion et l'autre d'impédance Z_R qui se comporte comme un résonateur en réflexion (Figure II. 9).

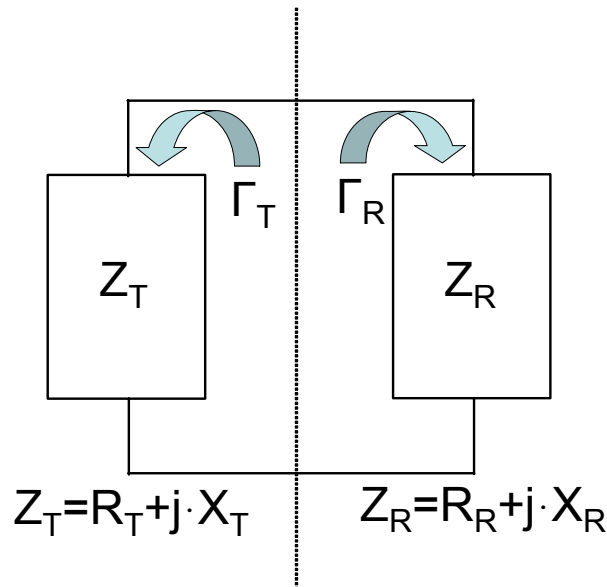


Figure II. 9 : Oscillateur à résistance négative.

Si l'on considère maintenant le formalisme d'impédance, la condition de démarrage s'écrit de la façon suivante :

$$R_T(f_0) + R_R(f_0) < 0, \quad (\text{II. 11})$$

$$X_T(f_0) + X_R(f_0) = 0 \quad (\text{II. 12})$$

où f_0 est la fréquence d'oscillation.

L'équivalence des équations (II. 11) et (II. 12) avec les expressions (II. 9) et (II. 10) est conditionnée par le choix de l'impédance caractéristique Z_0 utilisée dans le calcul des coefficients de réflexion. En fait, on peut montrer que cette équivalence existe seulement si $(Z_0)^2 > |\text{Re}(Z_T) \cdot \text{Re}(Z_R)|$.

Cependant, c'est la technique en coefficient de réflexion (avec le module OSCTEST) qui est implantée pour l'analyse petit signal des oscillateurs dans le logiciel utilisé pour notre étude (Agilent-ADS).

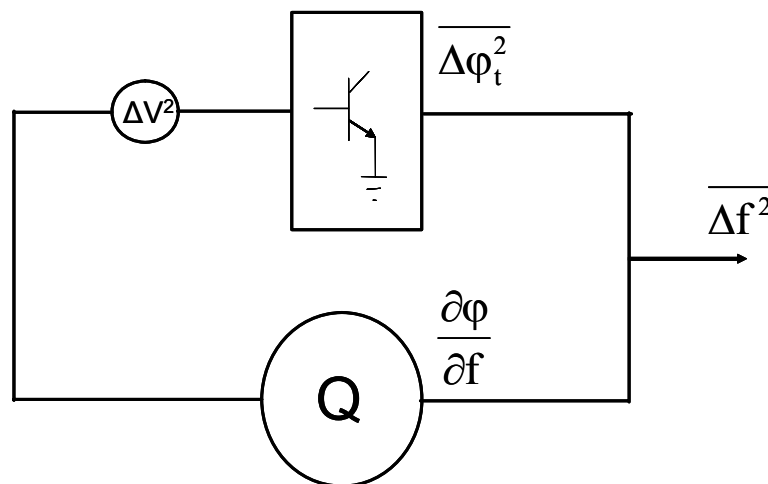
On peut parfois supposer que la fréquence pour laquelle les relations (II. 11) et (II. 12) sont vérifiées simultanément est proche de la fréquence réelle ou fort signal de l'oscillateur. Cette hypothèse est utilisée par le simulateur pour rechercher la fréquence fort signal et parfois également utilisée directement pour la conception des oscillateurs. L'erreur qui dérive

de cette approximation dépend du comportement plus ou moins non-linéaire du dispositif actif.

IV.2 Origine du bruit de phase dans les oscillateurs micro-ondes : l'approche de Leeson

Les équations simples proposées par Leeson [33] constituent une des premières tentatives de modélisation du bruit de phase des oscillateurs. Le modèle s'applique à un oscillateur à contre-réaction parallèle, mais il n'y a pas de différence fondamentale avec d'autres topologies d'oscillateurs.

Considérons donc le cas d'un oscillateur constitué d'un amplificateur en transmission contre-réactionné sur un résonateur.



$\Delta\phi_t$: fluctuation de phase au niveau du transistor en boucle ouverte

ΔV : fluctuation de tension en entrée du transistor

Δf : fluctuation de fréquence de l'oscillateur

Figure II. 10 : Description qualitative de processus de conversion de bruit dans un oscillateur : les fluctuations de phase au niveau du transistor sont converties en fluctuations de fréquence par la boucle d'oscillation.

La condition d'oscillation en régime établi impose une phase totale sur un tour de boucle de $2*\pi$. Une perturbation de la tension basse fréquence ΔV au niveau du transistor se traduit en une variation de phase qui doit être compensée (pour maintenir la phase constante et préserver l'oscillation) par une variation de la fréquence ou de l'amplitude. Si on considère les fluctuations d'amplitude comme négligeables, on aboutit alors à la relation suivante :

$$\Delta f = \frac{\Delta\phi_t}{\frac{\partial\phi}{\partial f}} = \frac{k \cdot \Delta V}{\frac{\partial\phi}{\partial f}} \quad (\text{II. 13})$$

Chapitre II : Étude théorique de récepteurs optimisés en bruit de phase : intérêt de l'approche photo-oscillateur

où k est le coefficient de conversion du bruit basse fréquence en bruit de phase.

Si on utilise maintenant la notion de densité spectrale de puissance (fluctuations moyennes au carré par unité de fréquence) on écrit la densité spectrale de fluctuations de fréquence de la façon suivante:

$$\overline{\Delta f^2} \left[\frac{\text{Hz}^2}{\text{Hz}} \right] = \left(\frac{\partial f}{\partial \phi} \right)^2 \cdot \overline{\Delta \phi_t^2} \quad (\text{II. 14})$$

Le terme $(df/d\phi)$ représente le terme de stabilité, il peut également s'écrire pour une structure simple, en fonction du coefficient de qualité en charge du résonateur Q_L :

$$\frac{\partial f}{\partial \phi} = \frac{f_0}{2 \cdot Q_L} \quad (\text{II. 15})$$

où f_0 est la fréquence d'oscillation.

On obtient alors :

$$\Delta f = \frac{f_0}{2 \cdot Q_L} \cdot k \cdot \Delta V \quad (\text{II. 16})$$

L'équation (II. 16) exprime un mécanisme de modulation ou de mélange dû au comportement non linéaire de l'oscillateur. Ce processus est illustré en Figure II. 11.

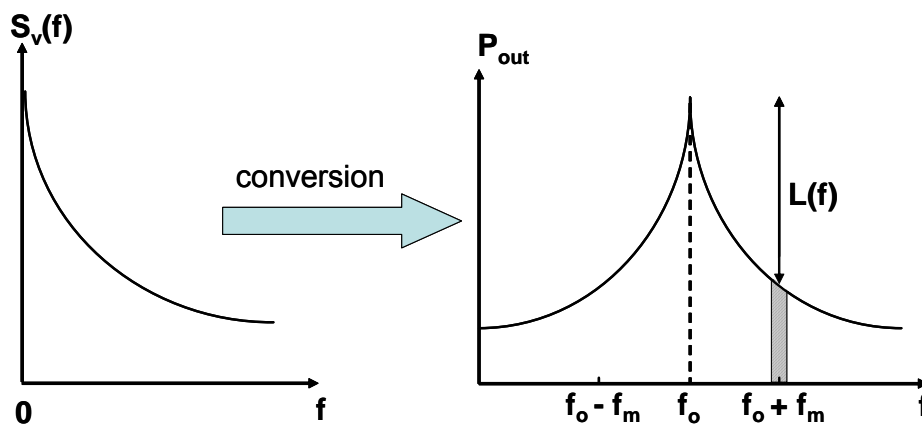


Figure II. 11 : Schéma de principe du processus de conversion du bruit basse fréquence.

Si maintenant on exprime, à partir des équations (II. 14) et (II. 15), le bruit de phase d'un oscillateur on obtient :

$$L(f_m) = 20 \cdot \log\left(\frac{f_0}{2 \cdot \sqrt{2} \cdot Q_L \cdot f_m}\right) + 10 \cdot \log(\overline{\Delta\phi_t^2}) \quad (\text{II. 17})$$

où f_m est la distance à la porteuse.

Cette équation permet, par exemple, d'expliquer la transformation d'un bruit d'amplificateur en $1/f$, soit -10 dB/décade, en un bruit d'oscillateur en -30 dB/décade. Elle n'est cependant valable que pour les fréquences f_m incluses dans la bande de la cavité (boucle fermée).

De façon plus générale, il est possible de décomposer le bruit de phase des oscillateurs en trois zones distinctes en fonction de la distance de la porteuse : une première zone près de la porteuse où le spectre est caractéristique d'une modulation de fréquence, une deuxième zone où on observe une modulation de phase (très souvent absente dans les oscillateurs micro-ondes) et enfin un plancher de bruit blanc (Figure II. 12).

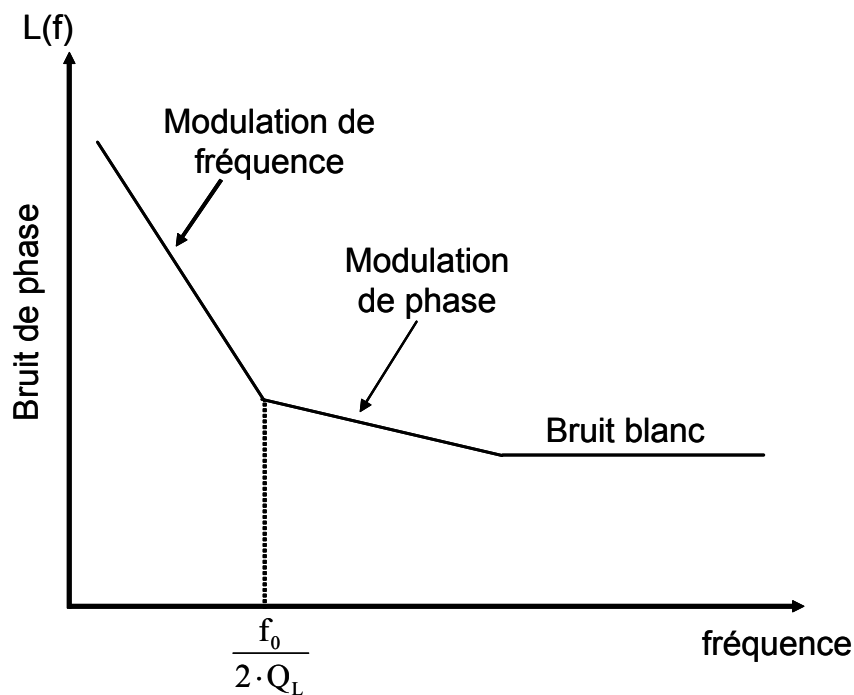


Figure II. 12 : Spectre de bruit de phase d'un oscillateur libre RF.

En réalité dans le domaine de modulation de fréquence, c'est à dire pour des fréquences f_m inférieures à $(f_0/2Q_L)$, différentes sources de bruit conduisent également à des contributions spectrales différentes.

La Figure II. 13 représente l'évolution typique du bruit de phase d'un oscillateur micro-ondes, avec un facteur de surtension faible.

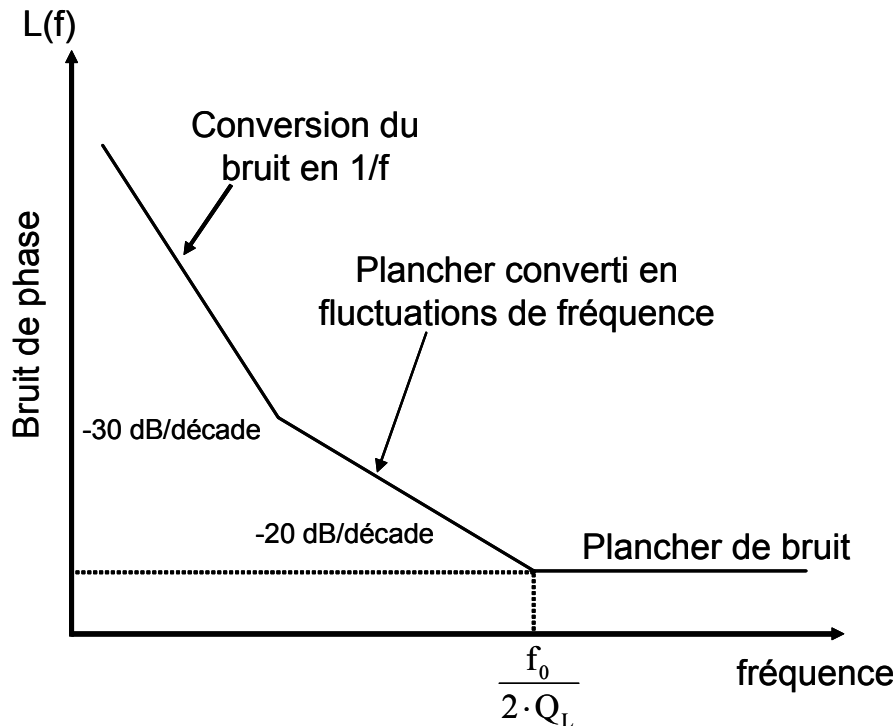


Figure II. 13 : Spectre de bruit de phase typique d'un oscillateur libre micro-ondes.

La théorie de Leeson présente des limites dans son application directe pour le calcul du bruit de phase d'un oscillateur [34], toutefois elle reste une approche simple qui permet de représenter qualitativement les différentes contributions de bruit de phase d'un dispositif non linéaire. De plus elle offre la possibilité de substituer à l'étude des fluctuations de phase d'un oscillateur celles d'un amplificateur, ce qui nous a amené à nous diriger vers une approche en boucle ouverte pour effectuer la sélection des composants aptes à intégrer le photo-oscillateur (voir paragraphe IV.7).

IV.3 Le bruit de phase de l'oscillateur synchronisé: le modèle de Kurokawa

Les oscillateurs synchronisés sont des dispositifs dont le bruit a déjà été largement étudié, et ce depuis des nombreuses années.

Une des publications les plus marquantes sur ce sujet est celle de Kurokawa [35]. Celui-ci a posé les bases du calcul du spectre de l'oscillateur synchronisé, en fonction de la source synchronisante et du bruit de phase de l'oscillateur libre.

Son étude théorique a permis de définir la densité spectrale de fluctuations de phase d'un oscillateur verrouillé par injection de la façon suivante :

$$S_{\varphi_osc_sync}(f_m) = \frac{1}{1 + \left(\frac{f_m}{f_{lock}}\right)^2} \cdot S_{\varphi_source}(f_m) + \frac{\left(\frac{f_m}{f_{lock}}\right)^2}{1 + \left(\frac{f_m}{f_{lock}}\right)^2} \cdot S_{\varphi_free_osc}(f_m) \quad (II. 18)$$

où $S_{\varphi_osc_sync}$ est la densité spectrale des fluctuations de phase de l'oscillateur synchronisé, S_{φ_source} la densité spectrale des fluctuations de phase de la source de synchronisation, $S_{\varphi_free_osc}$ est la densité spectrale de fluctuations de phase de l'oscillateur en libre et f_{lock} est la demi bande de synchronisation.

L'équation (II. 18) permet de bien comprendre le comportement en bruit de phase d'un oscillateur synchronisé, que nous avons représenté en Figure II. 14. Ce spectre n'est valable que dans l'hypothèse où la source de synchronisation a une pureté spectrale largement supérieure à celle de l'oscillateur libre. Cette condition est tout à fait logique et correspond aux configurations pratiques.

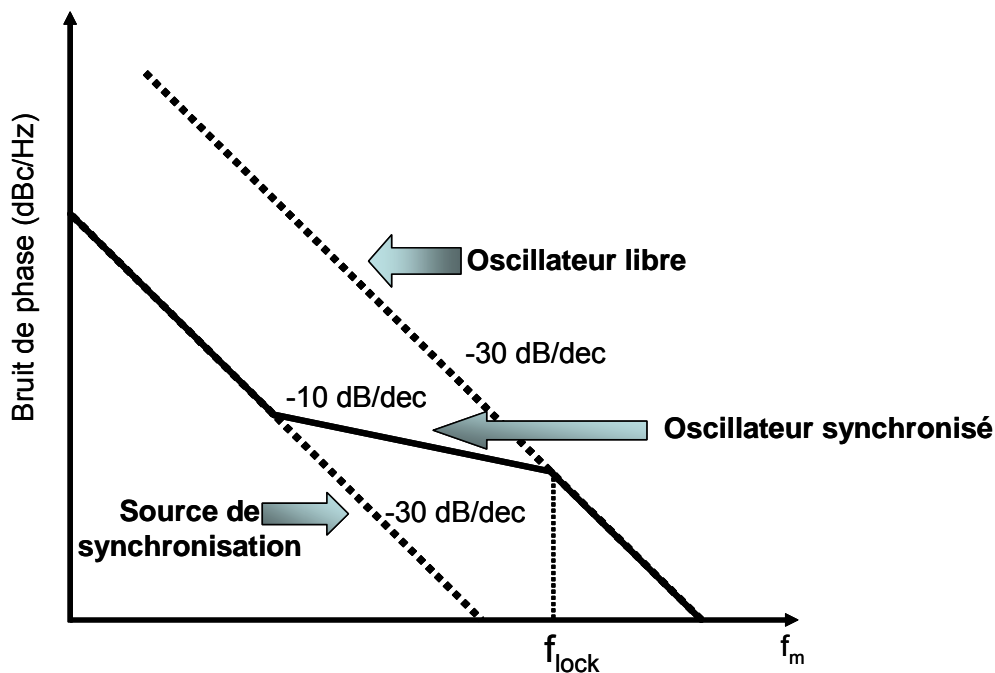


Figure II. 14 : Courbe typique du bruit de phase d'un oscillateur synchronisé.

Nous avons considéré pour ce tracé que les deux oscillateurs présentaient un bruit de fréquence en $1/f$ soit une pente de -30 dB/décade, mais le raisonnement peut être mené pour des spectres quelconques.

Nous allons maintenant décrire en détail les trois zones que l'on observe sur le tracé de bruit de phase.

Pour des fréquences f_m très inférieures à la demi bande de synchronisation f_{lock} , c'est à dire près de la porteuse, le bruit de phase de l'oscillateur synchronisé copie le bruit de phase de la source de synchronisation. Une observation essentielle à remarquer pour la suite est que cette plage de fréquence est d'autant plus large que la demi bande de synchronisation est large.

Pour des fréquences f_m de valeur fortement supérieure à celle de la demi bande de synchronisation f_{lock} , c'est le bruit de phase de l'oscillateur libre que l'on observe. Ce fait est tout à fait logique dans la mesure où, pour de telles distances à la porteuse, il n'y a plus de synchronisation.

Il nous reste finalement à décrire la zone comprise entre les deux domaines définis auparavant, c'est à dire telle que $f_m < f_{lock}$ mais où le bruit de l'oscillateur libre prédomine. Les fluctuations de phase de l'oscillateur libre y sont multipliées par un terme en $(f_m/f_{lock})^2$. La pente du spectre est donc modifiée et passe de -30 dB/décade à -10 dB/décade.

IV.4 Le bruit de phase de liaisons optiques avec photo-oscillateur comme dispositif de réception

La pureté du signal RF véhiculé par voie optique est donc affectée par des perturbations additives en bruit de phase, dont la plus importante est certainement la dégradation du plancher de bruit: cette dégradation devient de plus en plus marquée avec l'augmentation des pertes optiques.

A ce niveau, l'approche « photo-oscillateur », c'est à dire un oscillateur synchronisé par l'onde optique modulée [36], [37], [38], [39] peut être d'une aide précieuse. En effet, un photo-oscillateur de réception assure un filtrage naturel du bruit de phase loin de la porteuse tout en imposant une puissance de sortie constante.

Plusieurs solutions peuvent être envisagées pour la réalisation de ces dispositifs. La plus simple consiste à détecter le signal optique modulé à l'aide d'une photodiode rapide, puis à utiliser ce signal électrique pour le verrouillage par injection d'un oscillateur (photo-oscillateur à réception indirecte). Une autre solution consiste à réaliser l'oscillateur lui même à l'aide d'un transistor sensible à l'onde optique (photo-transistor), et donc à contrôler optiquement l'élément actif de l'oscillateur (photo-oscillateur à réception directe).

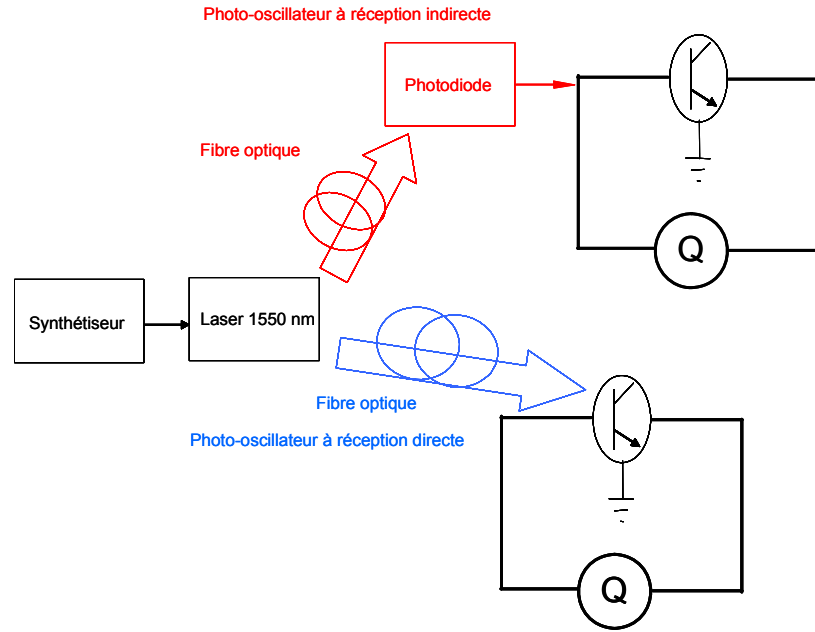


Figure II. 15 : Photo-oscillateurs à réception directe et indirecte.

Le bruit de phase de la liaison optique avec photo-oscillateur peut être décrit par l'équation (II. 18), en prenant en compte au niveau du bruit de la source synchronisante, le bruit de la chaîne optique (voir équation (II. 6))

Un exemple de spectre de bruit de phase de la liaison optique avec photo-oscillateur dans le cas de la transmission d'un signal de référence 10 MHz est montré en Figure II. 16.

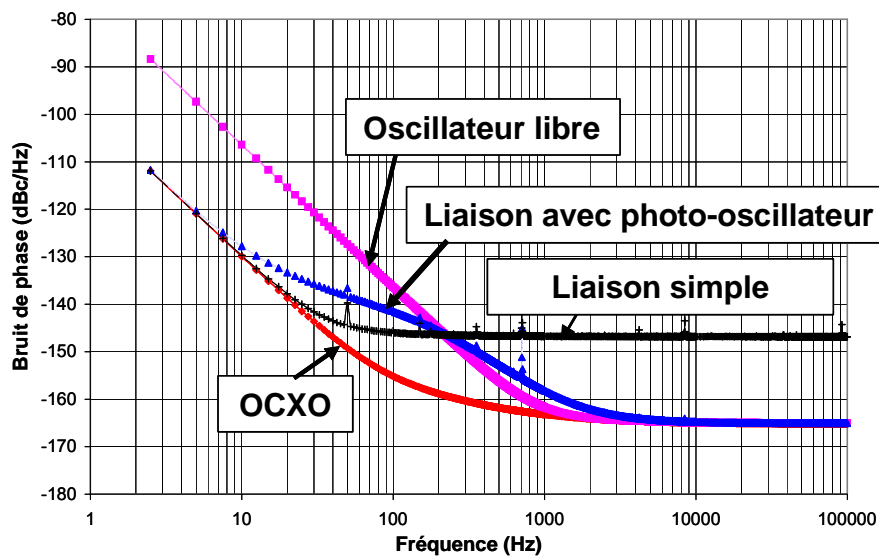


Figure II. 16 : Simulation du spectre de bruit de phase d'un signal de référence à 10 MHz transmis par voie optique dans les cas d'une liaison simple et d'une liaison avec photo-oscillateur. Cette simulation a été réalisée avec 10 dB de pertes optiques.

L'introduction d'un photo-oscillateur au bout de la chaîne optique permet d'améliorer les performances en bruit de phase de la liaison.

Nous pouvons distinguer trois zones fondamentales dans la Figure II. 16

Le plancher de bruit de phase de la liaison est imposé par le bruit de phase de l'oscillateur en libre et reste constant même en augmentant le nombre de distributions et donc les pertes optiques. Près de la porteuse, on retrouve le bruit de la source de référence. Il reste une zone intermédiaire où le bruit dépend de deux contributions différentes : le bruit propre de la chaîne optique dégradé par les pertes optiques et le bruit de l'oscillateur en libre.

Le photo-oscillateur permet finalement de filtrer loin de la porteuse le bruit de phase introduit par la chaîne optique et présente dans le même temps un autre effet bénéfique: il délivre une puissance de sortie du signal RF constante, indépendante des pertes optiques présentes dans la liaison.

IV.5 Un paramètre critique : la bande de synchronisation

Il ne reste qu'un terme pour définir de manière exhaustive le bruit de phase d'une liaison optique avec photo-oscillateur : il s'agit de la bande de synchronisation.

Ce paramètre peut être calculé de façon empirique à partir d'une équation simplifiée [40] :

$$f_{\text{lock_tot}} = \frac{1}{2 \cdot Q_L} \sqrt{\frac{P_{\text{in}}}{P_{\text{out}}}} \quad (\text{II. 19})$$

où $f_{\text{lock_tot}}$ est la bande de synchronisation totale du photo-oscillateur, Q_L est le coefficient de qualité en charge du résonateur, P_{in} la puissance du signal RF en entrée de l'oscillateur, P_{out} la puissance du signal RF à la sortie du photo-oscillateur.

Toutefois cette équation n'est pas toujours valable et ne permet pas de décrire de façon précise le comportement du photo-oscillateur verrouillé par injection par signal RF.

Il est alors intéressant d'être à même de simuler, à l'aide d'un simulateur non-linéaire, la plage de synchronisation d'un oscillateur verrouillé par injection. Ceci pose toutefois quelques problèmes dans la mesure où le comportement non linéaire de ces systèmes est relativement complexe, et où les simulateurs de circuits commerciaux ne sont pas prévus pour affronter cette complexité (dès que le point d'équilibre du système n'est plus unique, ou qu'il ne peut s'obtenir par des techniques de convergence simples, le simulateur est pris en défaut).

Trois méthodologies différentes ont été évaluées pour estimer la bande de synchronisation par la simulation: une analyse directe sur le logiciel Agilent-ADS par équilibrage harmonique et des techniques plus sophistiquées développées par des équipes universitaires, la méthode de la boucle ouverte [41], [42] et la méthode de la sonde [43], [44].

IV.5.1. Analyse directe par équilibrage harmonique

L'analyse directe par équilibrage harmonique représente la méthode plus simple pour simuler le comportement d'un oscillateur synchronisé mais est malheureusement la moins efficace. En fait, il est pratiquement impossible d'observer la bande de synchronisation à faible niveau de puissance du signal d'injection. L'algorithme est incapable de calculer la solution double caractéristique des oscillateurs synchronisés et traite le système comme un amplificateur. Ceci porte le simulateur à converger vers une solution non physique, avec une puissance de sortie beaucoup plus faible que la puissance de sortie de l'oscillateur libre.

IV.5.2. La méthode de la boucle ouverte

Cette méthode est basée sur le fait qu'un circuit bouclé peut être représenté par une chaîne infinie d'éléments en boucle ouverte mis en cascade. Cette approche permet d'analyser un oscillateur synchronisé sous la forme d'un amplificateur comportant une succession de N étages.

Un problème important posé par cette technique est lié à l'impédance de fermeture à mettre en fin de chaîne, puisque dans la pratique la cascade d'éléments est nécessairement limitée (à cinq ou six cellules). Il se révèle donc nécessaire d'unilatéraliser le circuit ou plus précisément le transistor : il est essentiel pour cela de séparer dans le modèle du transistor les éléments de contre-réaction (série ou parallèle) du transistor intrinsèque unilatéral.

Lors de l'ouverture de la boucle, les éléments intrinsèques du transistor sont séparés des autres afin d'obtenir deux quadripôles distincts qui pourront être mis en cascade, grâce à une notion de masse fictive.

Il est finalement possible de représenter la cascade d'éléments de l'oscillateur verrouillé par injection comme la cascade de deux blocs élémentaires : un bloc unilatéral d'amplification et un bloc de contre réaction comprenant à la fois les éléments parasites et intentionnels de contre réaction. Il ne reste maintenant qu'à introduire un bloc d'injection du signal de synchronisation. Un exemple de ce type de modélisation est montré en Figure II. 17.

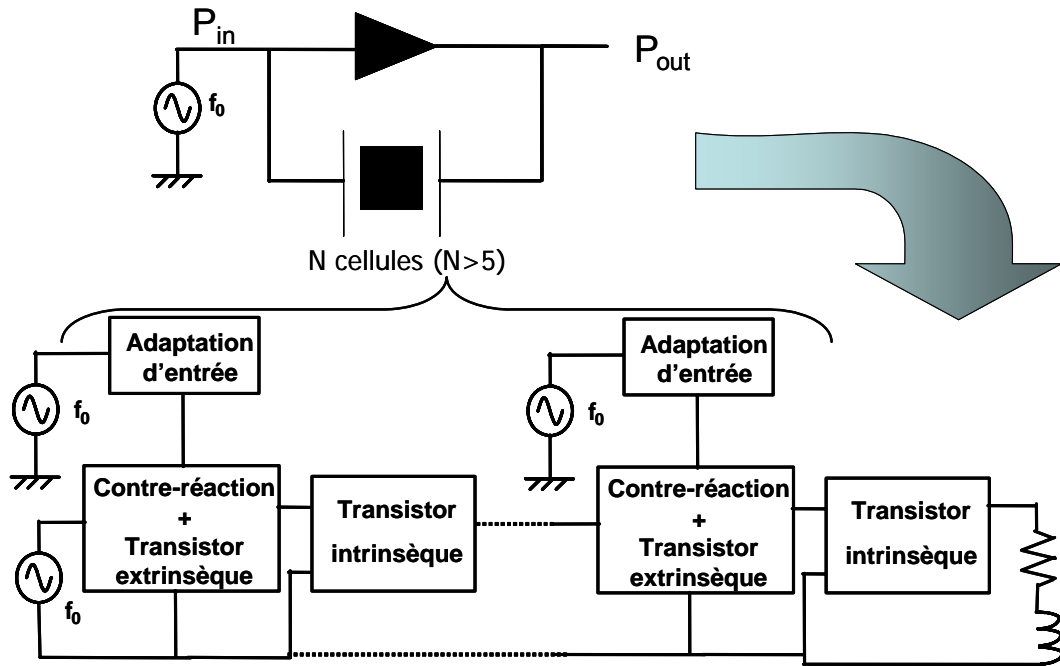


Figure II. 17 : Schéma synoptique de la modélisation en boucle ouverte d'un oscillateur synchronisé.

L'approche en boucle ouverte, applicable aussi pour la simulation des diviseurs analogiques, se révèle relativement complexe et demande une modélisation particulière du transistor (excluant par exemple une approche boîte noire de type « SPICE »). De plus les résultats obtenus avec cette méthode ne sont pas toujours satisfaisants à cause du mécanisme de convergence qui dépend largement du type de non linéarité et qui peut diverger alors que le système physique est lui, parfaitement stable.

IV.5.3. La méthode de la sonde

L'intérêt de l'utilisation du module « Harmonic Balance » dans le logiciel Agilent-ADS vient du fait qu'il permet une recherche plus facile du régime établi. Cependant, la simulation du comportement d'un oscillateur synchronisé ne peut pas se faire simplement en utilisant cet outil.

En effet la génération du signal d'oscillation ne se fait pas spontanément, il faut donc l'imposer en ajoutant un deuxième générateur. Toutefois ce générateur n'existe pas dans le circuit réel (le démarrage se réalise grâce au bruit de fond ou à des phénomènes transitoires dans la boucle de contre réaction) et il est nécessaire de l'insérer sans perturber le circuit. Pour cela on place une sonde de courant (ou une sonde de tension) dans une branche en imposant que l'admittance (ou l'impédance) entre le générateur auxiliaire de tension (ou de courant) et le circuit soit nulle. Le régime établi de l'oscillateur synchronisé sera obtenu lorsque cette

condition sera satisfaite. La recherche de cet état se fera par l'ajustement de l'amplitude et de la fréquence de cette source auxiliaire, pour des valeurs de la phase comprises entre 0 et 2π .

Un exemple de ce type de modélisation est montré en Figure II. 18.

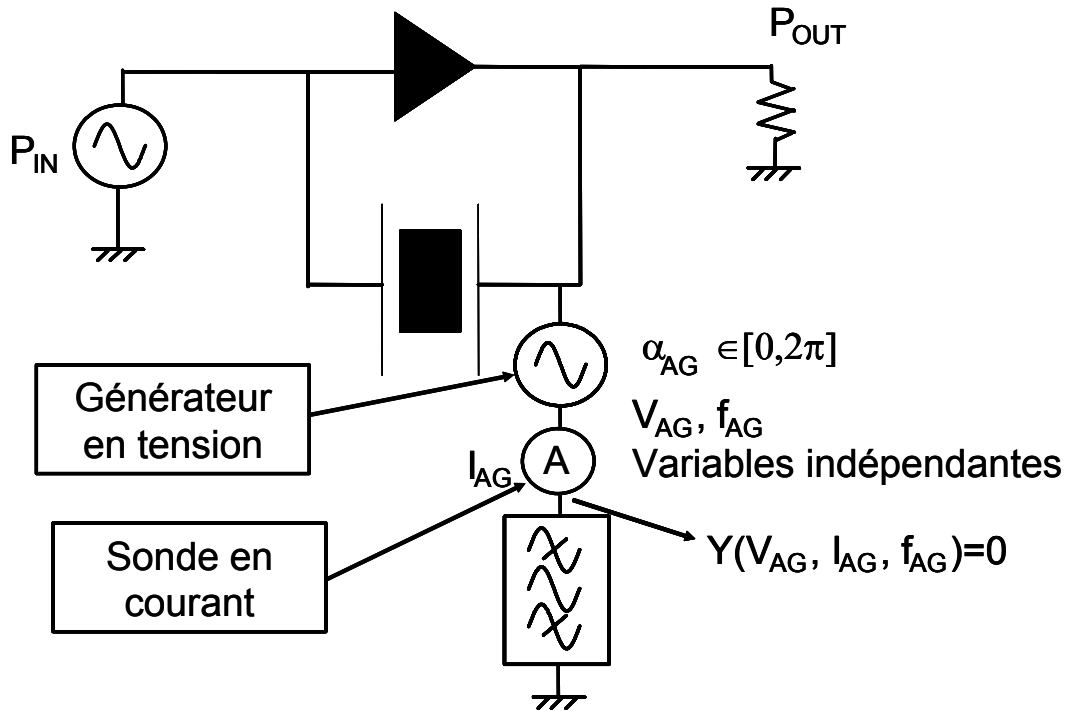


Figure II. 18 : Méthode de la sonde appliquée à la simulation d'un oscillateur synchronisé.

La technique de la sonde permet de visualiser les courbes de synchronisation sous forme d'ellipses dont les extrêmes gauche et droite délimitent l'extension de la bande de verrouillage d'un oscillateur verrouillé par injection (Figure II. 19). On observe donc deux solutions mathématiques possibles pour chaque valeur de fréquence, dont une seulement correspond à une solution physique du système.

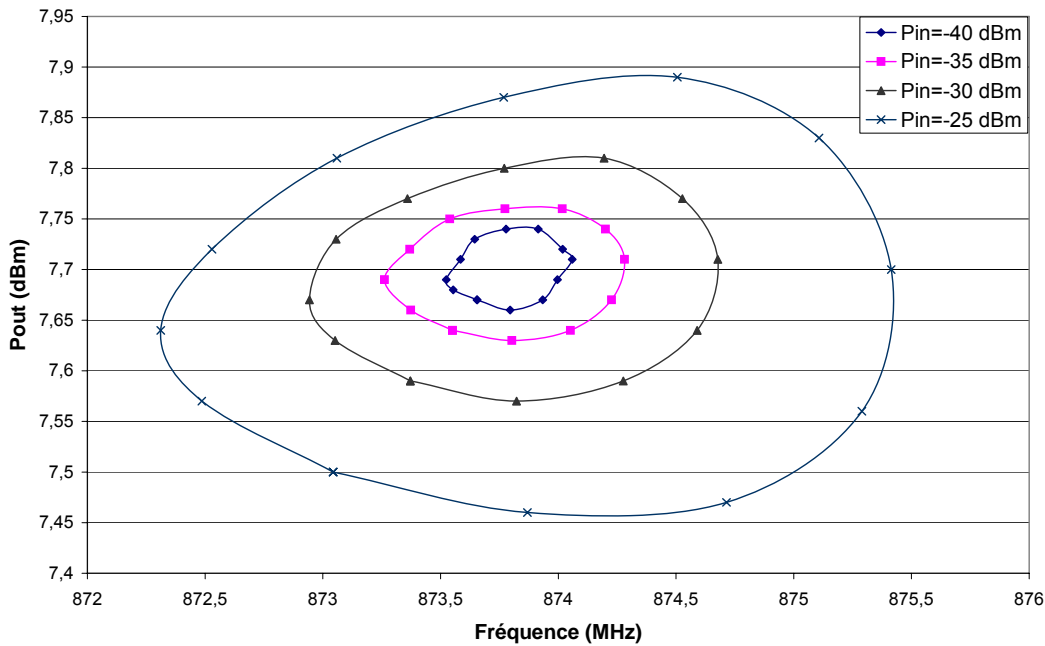


Figure II. 19 : Exemple de courbes de synchronisation utilisées lors de la conception d'un oscillateur à 874.2 MHz.

La méthode de la sonde se révèle être l'approche la plus efficace et la plus exhaustive pour la simulation du comportement d'un oscillateur verrouillé par injection. Cette technique sera retenue pour la simulation de la bande de synchronisation des photo-oscillateurs utilisés comme dispositifs de réception de liaisons optiques analogiques.

IV.6 La mesure du bruit de phase des oscillateurs

Il existe différentes méthodes pour effectuer la mesure du bruit de phase des oscillateurs [45]. En particulier nous focaliserons notre attention sur trois techniques différentes utilisées lors de ces travaux de thèse : la mesure directe à l'analyseur de spectre, la technique passive à ligne de retard et la technique active à boucle à verrouillage de phase.

IV.6.1. La mesure directe à l'analyseur de spectre

L'équipement de base pour la caractérisation d'une source de fréquence est l'analyseur de spectre. Son avantage principal réside dans sa facilité d'utilisation. Pourtant cette facilité apparente cache différents inconvénients liés au fait que la mesure avec ce type d'appareil est limitée par la pureté spectrale de son oscillateur local près de la porteuse et par la dynamique de l'analyseur loin de la porteuse. Il se révèle donc nécessaire d'arriver à un compromis : mesurer près de la porteuse avec un plancher de bruit assez bon mais des problèmes de dérive

de la source à mesurer, ou mesurer loin de la porteuse mais avec un rapport signal sur bruit plutôt médiocre.

De plus, le bruit de phase et le bruit d'amplitude sont traités rigoureusement de la même manière par un analyseur de spectre. Toutefois ceci ne représente pas un vrai problème car les bandes latérales de bruit AM sont généralement faibles sur les oscillateurs pour lesquels les bandes latérales de bruit sont visibles à l'analyseur de spectre. En résumé la mesure du bruit de phase à l'analyseur de spectre donne une évaluation sommaire de la qualité spectrale d'une source RF ou micro-ondes, mais reste très limitée vis à vis de ses performances.

IV.6.2. Technique à référence passive : la ligne à retard

Cette technique est basée sur l'utilisation d'un discriminateur de fréquence dans lequel l'élément de référence est un dispositif passif à fort coefficient de surtension. Il s'agit le plus souvent d'une ligne à retard qui présente l'avantage d'être à très large bande. Le schéma type de cette technique est montré en Figure II. 20.

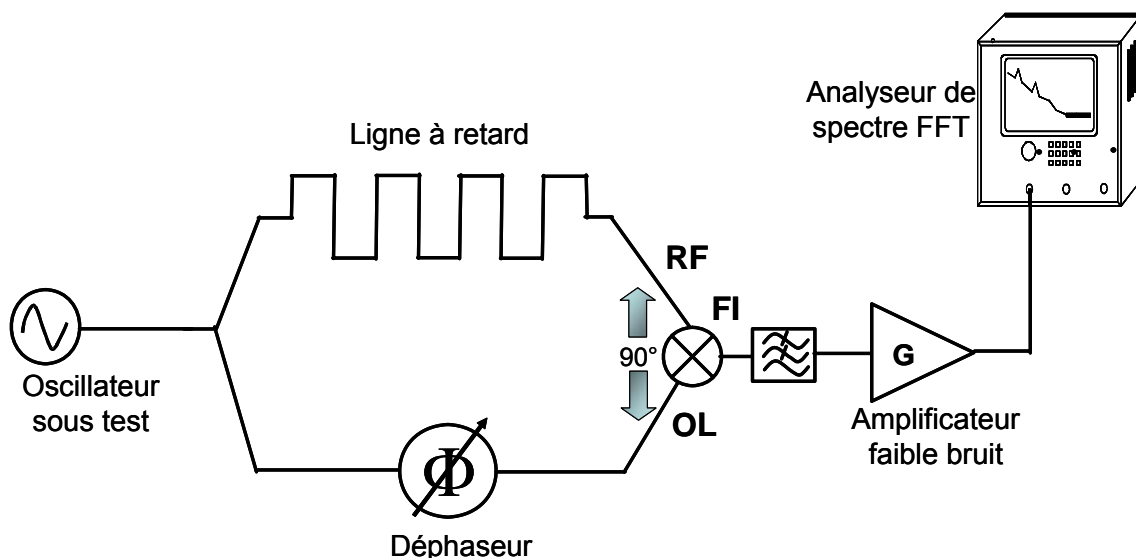


Figure II. 20 : Discriminateur à ligne à retard.

Le détail des équations qui règlent le fonctionnement du discriminateur à ligne à retard est décrit amplement en [45], par conséquent nous ne rappellerons ici que les principaux résultats qui permettent une compréhension simple de ce système de mesure.

L'oscillateur sous test est injecté sur les deux voies de mesure. La voie où se trouve l'élément de référence passif transforme les fluctuations de fréquence en fluctuations de phase. Le signal est alors mélangé au signal de l'oscillateur avec une différence de phase de

90° et le mélangeur fonctionne en détecteur de phase. Les fluctuations de fréquence Δf de la source sont transformées en fluctuations de tension selon un processus linéaire :

$$\Delta V(f_m) = K_m \cdot \Delta f(f_m) \quad (\text{II. 20})$$

avec

$$K_m = 2 \cdot \pi \cdot \tau \cdot K_\phi \quad (\text{II. 21})$$

K_m est proportionnel au retard τ apporté par l'élément de référence et au coefficient de détectivité en phase K_ϕ du mélangeur. La calibration consiste à évaluer K_m . Pour cela on utilise un signal RF de même fréquence et de même amplitude que l'oscillateur à caractériser, modulé en fréquence avec un indice de modulation connu. On mesure ensuite les fluctuations de tension induites par le bruit de fréquence de l'oscillateur sous test et on en déduit la densité spectrale simple bande en dBc/Hz définie par l'équation :

$$L(f_m) = 20 \cdot \log \left(\frac{\Delta V(f_m)}{\sqrt{2} \cdot K_m \cdot f_m} \right) \quad (\text{II. 22})$$

IV.6.3. Technique à référence active : la boucle à verrouillage de phase ou PLL

Le principe de fonctionnement de la mesure active consiste à comparer la source à mesurer avec une référence. Cette référence est habituellement une source à haute pureté spectrale qui présente au minimum un bruit de phase identique à celui de l'oscillateur sous test. De plus cette référence doit être contrôlable jusqu'au continu (option DC-FM) sans dégradation trop importante de ses performances en bruit.

L'avantage principal de la technique active, par rapport à la technique passive, réside dans sa très grande sensibilité. Cette sensibilité permet un très grand confort de mesure et les précautions d'usage en technique passive, qui sont celles de toute mesure de dispositif faible bruit (blindage pour éviter les champs rayonnés, amplificateurs très faible bruit, etc...), ne sont pas ici rigoureusement nécessaires. Seul le dispositif sous test doit être correctement isolé et protégé des perturbations extérieures.

Le principe de mesure est illustré en Figure II. 21.

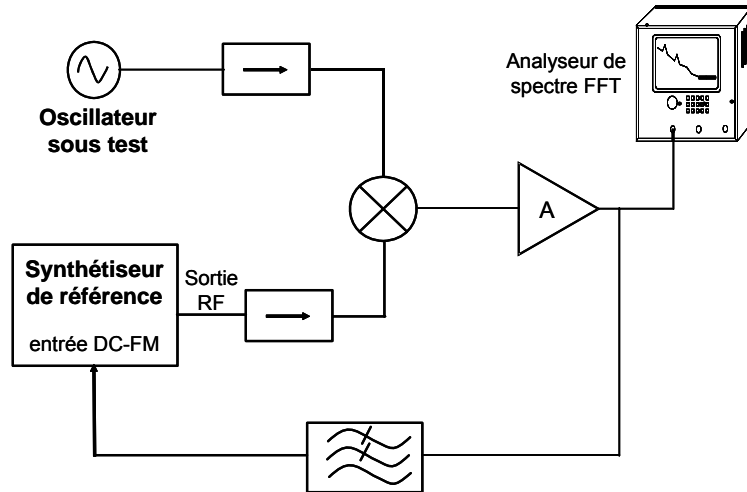


Figure II. 21 : Mesure de bruit de phase en technique active (méthode de la boucle à verrouillage de phase)

Les deux sources, l'oscillateur sous test et la source de référence, sont maintenues à la même fréquence par un mécanisme de boucle à verrouillage de phase. Habituellement c'est la source de référence qui fait partie de la boucle à verrouillage de phase et la source à mesurer qui est laissée libre.

Le mécanisme de base de la mesure consiste à verrouiller les deux sources sur une plage étroite de fréquence, et à étudier les battements de phase entre les deux sources au delà de la plage de verrouillage. La bande de verrouillage correspond alors à la bande de la PLL (de l'anglais « Phase Locked Loop ») qui est ajustée par un filtre de boucle. L'idéal est de rendre cette bande la plus faible possible, sans pour autant risquer le décrochage des deux sources pendant la mesure.

Le mélangeur fonctionne comme détecteur de phase et on retrouve à sa sortie la différence instantanée de phase entre les deux signaux.

L'expression de la tension en sortie du mélangeur s'écrit de la façon suivante :

$$\Delta V(f_m) = K_\varphi \cdot \Delta\varphi(f_m) \quad (\text{II. 23})$$

où K_φ est la constante du détecteur de phase et $\Delta\varphi$ représente les fluctuations de phase de l'oscillateur sous test par rapport à la référence.

Le calibrage de la technique de la PLL est assez simple, dans la mesure où l'on s'intéresse au bruit de phase à l'extérieur de la source de la plage de verrouillage de la PLL. Dans ce cas il suffit de relever le coefficient de détection de phase K_φ du mélangeur en ouvrant la boucle de la PLL et en analysant le signal de battement entre les deux sources.

Un calibrage plus complet peut inclure la réponse de la boucle de phase à l'intérieur de la bande de synchronisation afin de corriger les données près de la porteuse. Une technique apte à réaliser ce type de calibrage consiste à injecter un signal à l'intérieur de la boucle de phase en fonctionnement. On peut par exemple injecter un bruit blanc au travers d'une forte résistance au niveau de la commande en fréquence de la source de référence. Le spectre ainsi mesuré révèle l'effet de la boucle et permet de mesurer la fréquence de coupure de la PLL.

IV.7 La mesure du bruit de phase résiduel ou en boucle ouverte

Le bruit de phase n'est pas une grandeur strictement spécifique aux oscillateurs ou aux sources de fréquence. Un quadripôle actif, par exemple un amplificateur, ajoute une composante en bruit de phase au signal qui le traverse.

L'étude du bruit de phase des quadripôles constitue un problème important [34], [45],[46], [47], [48].

L'application qui nous intéresse plus directement concerne la caractérisation des éléments destinés à être utilisés dans un oscillateur : transistor (ou amplificateur) et résonateur. C'est en effet le bruit de phase de ces éléments qui va être converti par le phénomène d'oscillation en bruit de fréquence dans les oscillateurs. On parle ici de *bruit de phase en boucle ouverte*, par opposition au bruit de l'oscillateur qui est un système autonome fonctionnant en boucle fermée.

Une autre application vise à spécifier des composants que l'on souhaite utiliser avec des sources de fréquence. Dans ce cas on parle plutôt de *bruit de phase résiduel ou additif*. La caractérisation en bruit de phase d'une liaison optique rentre dans cette catégorie de mesures.

Ces divers bruits des quadripôles sont strictement équivalents.

Le banc de caractérisation le plus simple pour la mesure de bruit de phase résiduel est représenté en Figure II. 22.

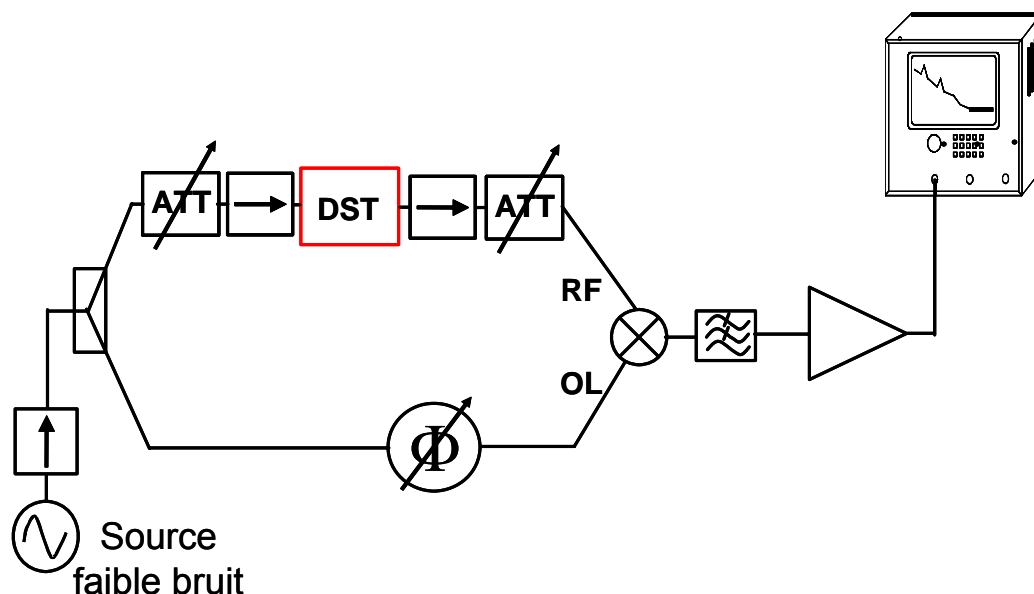


Figure II. 22 : Configuration expérimentale pour la mesure du bruit de phase résiduel d'un quadripôle (le quadripôle sous test est représenté par « DST »).

Le banc est principalement constitué d'un mélangeur faible bruit fonctionnant en quadrature, c'est à dire en détecteur de phase. Grâce à ce mélangeur, le signal traversant le quadripôle (voie RF) est comparé en phase à un signal de référence (voie OL). Le rôle des voies OL et RF peut être inversé. Toutefois, dans la pratique, il est souvent utile d'explorer pour le quadripôle sous test des niveaux de puissance différents tout en maintenant un signal polarisant constant sur la voie OL du mélangeur.

Le calibrage du banc consiste à déterminer le coefficient de détectivité en phase du mélangeur K_{ϕ} . Il correspond au coefficient de conversion phase-tension du mélangeur (V/rad) et il dépend du déphasage existant entre les deux signaux comparés, mais aussi de leur puissance. Les méthodes qui permettent d'effectuer ce type de calibration sont présentées en détail dans les références [45], [48], [49].

Le plancher de bruit de ce banc dépend des performances du mélangeur qui devra être soigneusement sélectionné parmi des composants à diode silicium à faible bruit en $1/f$, de l'amplificateur qui le succède, mais aussi de la source de référence.

La détection parasite du bruit AM de la source peut constituer un sérieux problème lors de la mesure du bruit de phase résiduel d'un quadripôle. Une solution possible consiste avant tout à réduire le bruit AM de la source utilisée et, dans le même temps, à affiner la condition de quadrature de façon à détecter le minimum de fluctuations d'amplitude [27].

Toutefois, les performances d'un tel banc peuvent se révéler insuffisantes pour tester des composants à très faible bruit, pour lesquels le niveau de bruit de phase en boucle ouverte est

proche de celui du mélangeur. Une première méthode consiste à utiliser la technique de la corrélation croisée avec deux détecteurs afin de diminuer le plancher du bruit du banc [50]. Une autre idée, proposée dès le début de la métrologie du bruit de phase [51], consiste à vouloir analyser le bruit près de la porteuse en supprimant la porteuse elle-même : dans ce cas on parle de techniques interférométriques ou à annulation de la porteuse [52], [53].

V. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mis en évidence les avantages en termes de qualité du signal transmis que l'introduction du photo-oscillateur, comme dispositif de réception, peut apporter à une liaison optique analogique.

Nous avons présenté aussi les éléments théoriques qui constituent la base du fonctionnement de ce dispositif.

Dans les chapitres suivants nous appliquerons directement cette approche, pour la réalisation de liaisons optiques RF (chapitre III) et micro-ondes (chapitre IV) à faible bruit de phase.

Chapitre III :
Les liaisons optiques analogiques pour la
distribution de signaux de référence RF

I. Introduction

L'objet de l'étude présentée dans ce chapitre concerne la conception et la réalisation de modules optoélectroniques de réception optimisés, pour la distribution de signaux de référence RF par voie optique, dans les différents sous systèmes d'un satellite de télécommunications. En effet, dans les charges utiles des satellites il est nécessaire de distribuer en de nombreux points des signaux issus des oscillateurs de référence. Actuellement, ce sous ensemble de distribution est réalisé sous la forme d'un équipement contenant deux oscillateurs redondants et un harnais de câbles coaxiaux. Le remplacement de ce harnais par son équivalent optique [54], [55], [56] pourrait représenter un sérieux avantage, à condition que celui-ci n'introduise pas une dégradation prohibitive de la qualité du signal de référence.

Un oscillateur centralisé produit pour l'ensemble des équipements de la charge utile une fréquence de référence commune de grande qualité, chaque équipement génère à partir de celle-ci sa fréquence utile. On distingue deux catégories majeures de références de fréquence centralisées : les références de fréquences très stables, issues d'Oscillateurs Ultra Stables (OUS) et les références moins précises produites par des oscillateurs locaux centralisées (MLO : Master Local Oscillator).

Pour les OUS les fréquences générées vont de 5 MHz à 100 MHz, la valeur typique étant voisine de 10 MHz. Nous avons utilisé lors de notre étude un OUS à 10 MHz.

Les oscillateurs locaux centralisés génèrent des fréquences qui peuvent aller de 100 MHz à 7 GHz. L'application typique concerne la conversion du signal d'une fréquence intermédiaire en bande de base et fait appel à une fréquence de l'ordre de 1 GHz. La fréquence utilisée lors de cette étude est celle générée par un MLO à 874.2 MHz.

Ce chapitre est donc de ce fait partagé en deux parties, qui correspondent aux deux fréquences de référence (10 MHz et 874.2 MHz) sélectionnées pour cette étude et utilisées par notre partenaire industriel Alcatel Space dans ses applications.

II. Architecture de distribution

La distribution optique de signaux de référence peut comporter 3 parties : un diviseur avec n entrées RF (avec n égal à 2 ou 3) et N sorties optiques (avec N variant de 10 à 100), N fibres optiques assurant la distribution du signal et N convertisseurs optiques / RF intégrés

aux équipements destinataires. Une architecture générale d'un système de distribution optique arborescent avec redondance et sans point unique de panne est montrée en Figure III. 1.

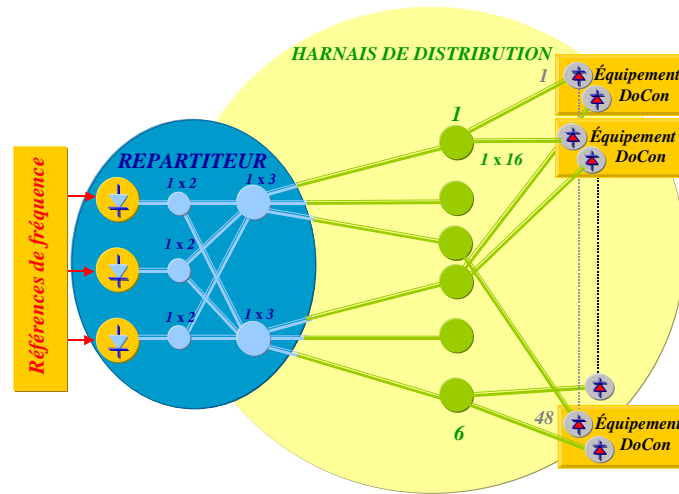


Figure III. 1 : Architecture générale de réseau optique de distribution de références de fréquence (d'après Alcatel Space)

Toutefois différentes options sont possibles; elles sont actives ou passives selon qu'elles incorporent ou non des amplificateurs optiques (Figure III. 2). Elles sont construites à partir d'émetteurs laser équipés ou non d'élément Peltier, qui délivrent une puissance forte ou moyenne.

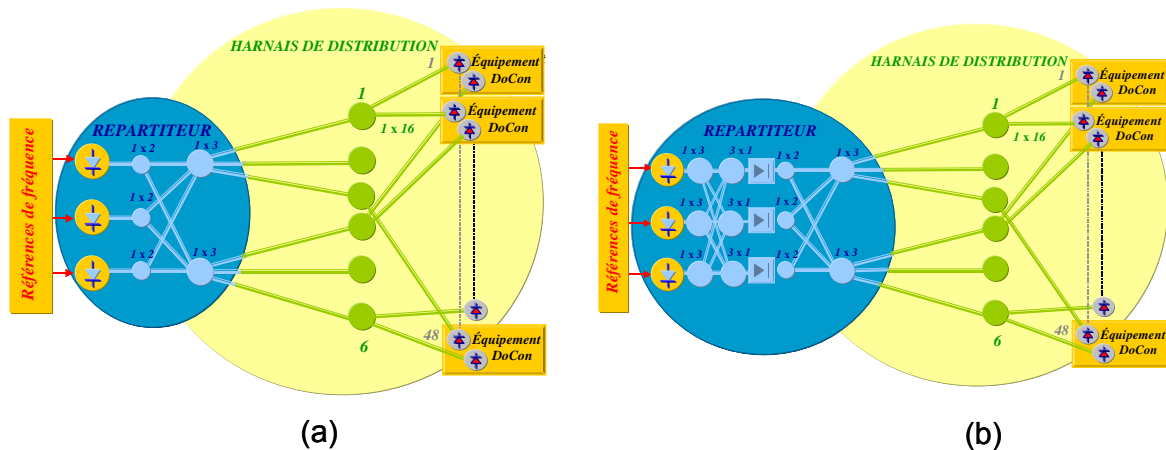


Figure III. 2 : Architecture de type passif (a) et actif (b) envisagée pour la distribution de références de fréquence (d'après Alcatel Space)

L'utilisation d'un amplificateur optique signifie néanmoins ajouter un autre dispositif actif potentiellement bruyant à l'intérieur de la chaîne optique. De plus le coût de ce dispositif n'est pas négligeable.

Une possibilité différente pourrait consister à utiliser N émetteurs optiques de faible puissance, comme les lasers à cavité verticale (VCSEL), en abandonnant une structure de type arborescent pour les connexions optiques (Figure III. 3). L'avantage de cette solution consisterait à éviter la répartition du signal dans le domaine optique. En effet une division de puissance par deux en optique se traduit par 3 dB de pertes optiques et donc au final par 6 dB de pertes RF à cause de la détection quadratique du signal optique. Au contraire, une division de puissance par 2 en RF se traduit par seulement 3 dB de pertes.

Cependant, un tel système serait complexe et probablement pour l'instant plus coûteux que la solution utilisant un laser de puissance (malgré le fait que le coût des VCSEL soit en baisse constante).

Enfin, les performances encore médiocres en RIN des VCSEL (le plancher mesuré pour un VCSEL monomode est de l'ordre-130 dB/Hz environ) laissent supposer quelques difficultés au niveau du rapport signal sur bruit. Mais là encore, la situation pourrait changer rapidement, et il sera nécessaire de surveiller les performances en RIN des futures générations de VCSEL monomodes.

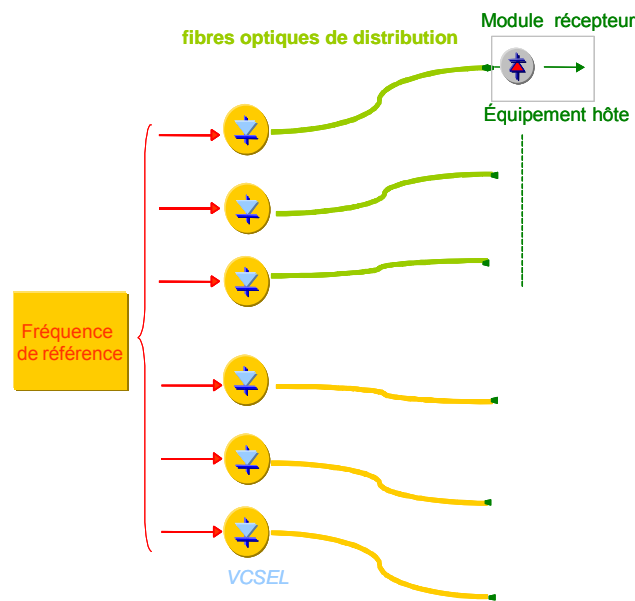
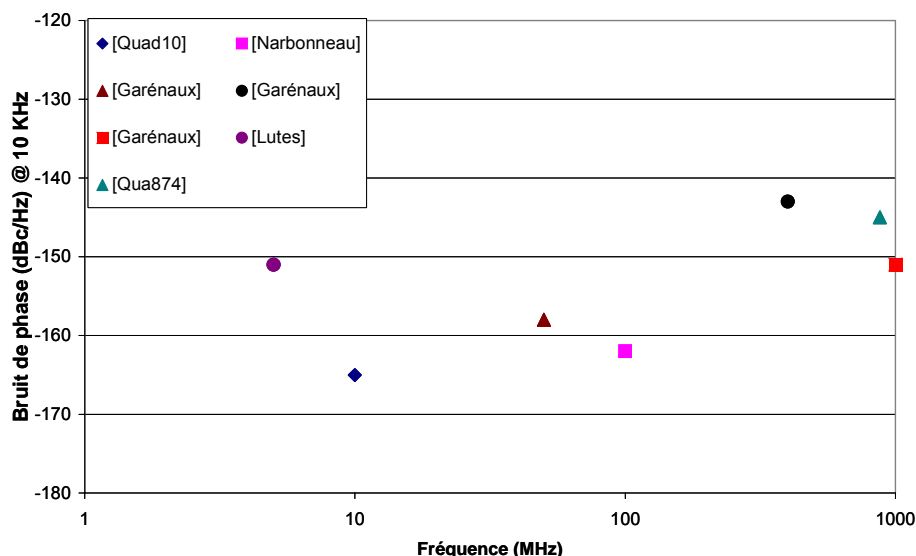


Figure III. 3 : Architecture de distribution avec lasers VCSELs

Sur la base de ces considérations nous avons préféré adopter une liaison passive de type arborescent avec laser DFB.

III. Etat de l'art

Les meilleures performances en bruit de phase à 10 kHz de la porteuse d'une liaison optique analogique, en fonction de la fréquence de distribution d'une source de référence RF à très haute pureté spectrale, sont illustrées dans la figure suivante.



- [Lutes]** G.F. Lutes, R. T. Logan "Status of frequency and timing reference signal transmission by fiber optics", Proceedings of the forty-fifth annual symposium on Frequency Control, 1991
- [Narbo]** F. Narbonneau, M. Lours, O. Lopez, C. Daussay, D. Chambon, S. Bize, A. Klein, C. Chardonnet, A. Clairon, G. Santarelli, "Ultra-stable ground frequency dissemination via optical fibres", European Frequency and Time Forum, 2004
- [Garén]** K. Garénaux, V. Quet, T. Merlet, O. Maas, "Demonstration of 0 dB gain reactively matched optical links for very high purity signal distribution in S-band ground based radar system", Proceedings of the Internation Microwave Photonics Symposium, Budapest, 2003
- [Quad10]** G. Quadri, H. Martinez-Reyes, B. Bénazet, O. Llopis, "A low phase noise optical link for reference oscillator signal distribution", 2003 IEEE International Frequency Control Symposium and 17th European Frequency and Time Forum, Tampa (USA), 5-8 mai 2003, pp. 336-340
- [Qua874]** G. Quadri, B. Onillon, H. Martinez Reyes, B. Bénazet, O. Llopis, "Low phase noise optical links for microwave and RF frequency distribution", Photonics Europe, Strasbourg, 26-30 avril 2004 (à paraître)

Figure III. 4 : Etat de l'art du bruit de phase de liaisons optiques analogiques à 10 kHz de la porteuse.

Il est intéressant de remarquer que les applications concernées par les références [Lutes] et [Narbon] visent la distribution d'OUS sur un réseau terrestre de plusieurs dizaines de kilomètres. Dans la référence [Garén] il s'agit d'effectuer la distribution de signaux issus d'oscillateurs locaux sur un réseau terrestre pour un système radar. Les références [Quad10] et [Qua874] concernent la distribution optique d'OUS à l'intérieur d'un satellite de télécommunications (la longueur du réseau optique est de quelques mètres) sur un nombre élevé de récepteurs (les pertes optiques jouent un rôle important pour la dégradation de la qualité spectrale du signal transmis).

IV. Transmission d'un signal de référence à 10 MHz

IV.1 Les spécifications du projet

Les contraintes en bruit de phase fixées par notre partenaire industriel (voir Tableau III. 1) pour la distribution d'un signal issu d'un OUS à 10 MHz sont particulièrement sévères. De plus, la dégradation introduite par les composants optoélectroniques présents à l'intérieur de la chaîne optique ne permet pas d'atteindre les niveaux fixés par les spécifications visées, surtout en ce qui concerne le plancher de bruit de phase. Cette dégradation devient de plus en plus sensible avec l'augmentation des pertes optiques qui simulent un nombre variable de récepteurs.

Fréquence (Hz)	Bruit de phase (dBc/Hz)
à 1 Hz	-110 dBc/Hz
à 10 Hz	-135 dBc/Hz
à 100 Hz	-145 dBc/Hz
à 1 kHz	-155 dBc/Hz
à 10 kHz	-160 dBc/Hz
à 100 kHz	-160 dBc/Hz
à 1 MHz	-160 dBc/Hz
à 10 MHz	-160 dBc/Hz
> 10 MHz	-160 dBc/Hz

Tableau III. 1 : Spécifications en bruit de phase pour la distribution optique d'un OUS à 10 MHz.

L'utilisation de dispositifs de réception optimisés, afin de conditionner le signal à la réception pour améliorer ses caractéristiques spectrales, apparaît donc indispensable. Ce conditionnement peut être effectué soit directement par filtrage à l'aide d'un résonateur à fort coefficient de surtension, soit de façon plus complexe par re-synchronisation d'oscillateur. Cette dernière solution permet de filtrer le bruit de phase loin de la porteuse tout en imposant un niveau constant de puissance du signal RF en sortie.

Toutefois, avant de réaliser et tester de tels dispositifs, il est nécessaire de disposer de moyens de mesure de bruit de phase susceptibles :

- 1) de caractériser la liaison optique elle-même avec la précision extrême requise par l'application

- 2) de sélectionner les composants optimaux pour la réalisation d'une telle liaison, et en particulier les composants constituant le photo-oscillateur (dans le cas où ce dispositif est effectivement choisi par la réception)

Le LAAS disposait d'un savoir faire important, au niveau de mesures en bruit de phase, mais cependant toutes les études de bruit de phase en boucle ouverte (ou résiduel) avaient été menées jusqu'ici au delà de 1 GHz (gamme micro-onde). Nous avons donc dû développer nos propres outils pour la mesure du bruit de phase résiduel à 10 MHz.

IV.2 Développement d'un banc de mesure du bruit de phase résiduel à 10 MHz

Le bruit de phase résiduel, ou bruit de phase d'un quadripôle, constitue une donnée essentielle pour la conception de systèmes optimisés en bruit de phase. Il s'agit en effet d'un outil puissant pour la sélection des différents éléments qui composent ces systèmes.

Pour les oscillateurs par exemple, selon l'approche de Leeson [33], le bruit de phase de l'oscillateur libre peut être obtenu en fonction du bruit de phase résiduel des différents éléments de la boucle et du coefficient de qualité du résonateur par :

$$S_{\phi_free_osc}(f_m) = \left(1 + \frac{1}{f_m^2} \cdot \left(\frac{f_0}{2 \cdot Q_L} \right)^2 \right) \cdot [S_{\phi_1}(f_m) + S_{\phi_2}(f_m) + \dots] \quad (\text{III. 1})$$

où $S_{\phi_1}(f_m) \dots S_{\phi_n}(f_m)$ correspondent à la densité spectrale de fluctuations de phase en boucle ouverte de chaque élément de la boucle d'oscillation, Q_L le coefficient en qualité en charge de l'oscillateur et f_m la distance de la porteuse.

La mesure de $S_{\phi_1}(f_m) \dots S_{\phi_n}(f_m)$ permet donc d'estimer le bruit total de l'oscillateur et surtout la contribution de chacun des éléments de la boucle d'oscillation à ce bruit. En micro-ondes la seule contribution au bruit est celle de l'amplificateur (ou du transistor). En gamme RF, le résonateur à quartz peut présenter un bruit de phase supérieur et déterminer ainsi à lui seul la qualité de l'oscillateur.

Pour analyser un quadripôle en bruit de phase, nous avons utilisé une technique qui consiste à comparer les fluctuations de phase apportées par le système sous test à une voie de référence, ce qui permet de s'affranchir, dans une certaine mesure, des fluctuations de phase (ou de fréquence) de la source. Ceci a été réalisé à l'aide d'un détecteur de phase et d'un montage semblable à celui représenté par la Figure III. 5.

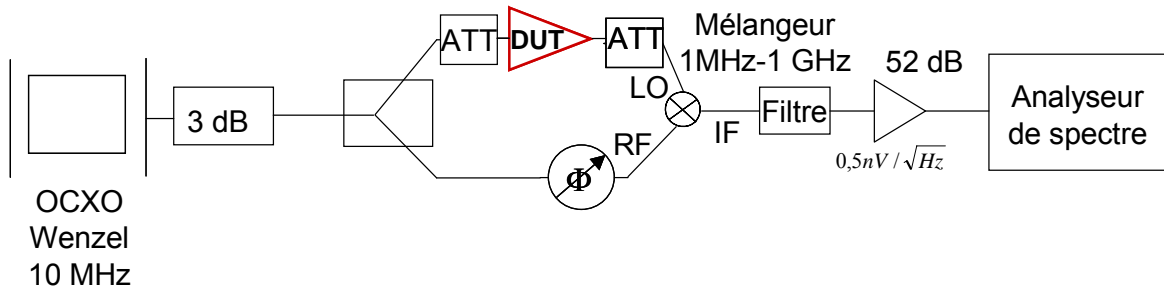


Figure III. 5 : Banc de mesure du bruit de phase en boucle ouverte (ou "résiduel") à 10 MHz.

En ce qui concerne le détecteur de phase, nous avons testé plusieurs composants disponibles sur le marché, à base de diodes non polarisées. Ce type de circuit est souvent peu bruyant mais peut présenter des problèmes d'équilibrage et donc une mauvaise réjection du bruit d'amplitude. Ce problème peut néanmoins être résolu par une recherche des conditions optimales vis à vis du bruit AM en fonction de la condition de quadrature des signaux attaquant les mélangeurs [27].

Nous avons testé principalement des mélangeurs « Minicircuits » : c'est avec le modèle ZLW-2 que le meilleur bruit a pu être obtenu, avec un niveau de -170 dBrad/Hz à 1 kHz de la porteuse à 10 MHz et un plancher de l'ordre de -173 dBrad/Hz (ou -176 dBc/Hz). Le bruit de phase résiduel du système de mesure à 10 MHz est montré en Figure III. 6 .

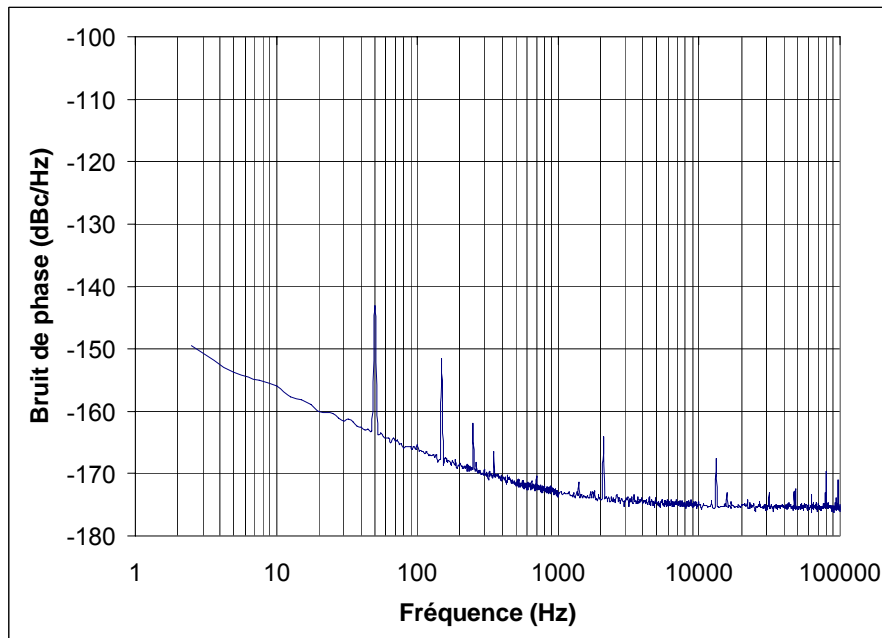


Figure III. 6 : Bruit de phase résiduel du système de mesure à 10 MHz.

Un tel plancher de bruit n'aurait cependant pu être obtenu sans un choix approprié de la source de référence. Si le choix du mélangeur est critique dans ce type de mesure, celui de la source l'est également.

Comme nous l'avons expliqué, la contribution du bruit de phase de la source doit s'annuler naturellement, mais ce n'est pas le cas en ce qui concerne la détection parasite du bruit d'amplitude [27].

Nous avons évoqué précédemment une technique pour limiter l'effet de ce bruit. Mais celle-ci est peu efficace si aucun effort n'a été effectué auparavant pour sélectionner la source vis à vis de ce paramètre.

Le bruit de phase de la source peut également être détecté si un effet ligne à retard existe entre les deux bras du détecteur de phase. Or, pour qu'un mélangeur fonctionne en détecteur de phase, il est nécessaire que les signaux arrivent en quadrature sur les voies LO et RF de celui-ci. Ceci est réalisé généralement par un élément de ligne de longueur variable, qui crée donc un retard entre les deux voies (et cet élément de ligne est non négligeable vis-à-vis de la longueur d'onde correspondante à la fréquence de 10 MHz). Les fluctuations de fréquence de la source sont alors transformées en fluctuations de phase par cette ligne à retard parasite et peuvent finalement être détectées.

Une source de grande qualité, aussi bien vis à vis de ses performances AM que FM, a donc été sélectionnée : il s'agit de l'Ocxo Wenzel Premium SC-50104609, dont les caractéristiques en bruit de phase sont présentées dans le Tableau III. 2.

Fréquence f_m	Bruit de phase $L(f_m)$
10 Hz	-130 dBc/Hz
100 Hz	-155 dBc/Hz
1 kHz	-165 dBc/Hz
10 kHz	-165 dBc/Hz

Tableau III. 2 : Performances en bruit de phase de l'Ocxo Wenzel Premium SC 501-04609.

C'est avec cette source (polarisée par batterie) qu'a été obtenu le plancher de bruit de phase de la Figure III. 6.

Ce banc de mesure a ensuite été utilisé pour tester les composants utilisés pour la réalisation de nos dispositifs.

IV.3 Sélection des transistors pour l'application à 10 MHz

Le transistor présentant le niveau de bruit en $1/f$ le plus faible, et donc le composant le plus approprié pour notre étude, est sans aucun doute le transistor bipolaire silicium. Le transistor bipolaire silicium-germanium peut également être utilisé, mais à de telles fréquences cela n'est certainement pas nécessaire (l'intérêt du germanium étant surtout de repousser les limites en fréquence du silicium). Les transistors bipolaires silicium que nous avons choisi pour cette étude sont le BFR92P de Infineon et le BFR93 de Philips.

La Figure III. 7 représente les meilleurs résultats en bruit de phase obtenus avec ces deux transistors. Lors de ces tests, la base et le collecteur ont été chargés sur 50 Ohm, la configuration de fonctionnement était celle en émetteur commun et la puissance RF en entrée du transistor était de -3 dBm. Le plancher de bruit observé est lié à un bruit de phase additif du probablement à la conversion du bruit haute fréquence du transistor [34]. Il peut être amélioré, par exemple en utilisant le transistor dans des conditions plus proches de son facteur de bruit optimum et en réduisant son gain [34].

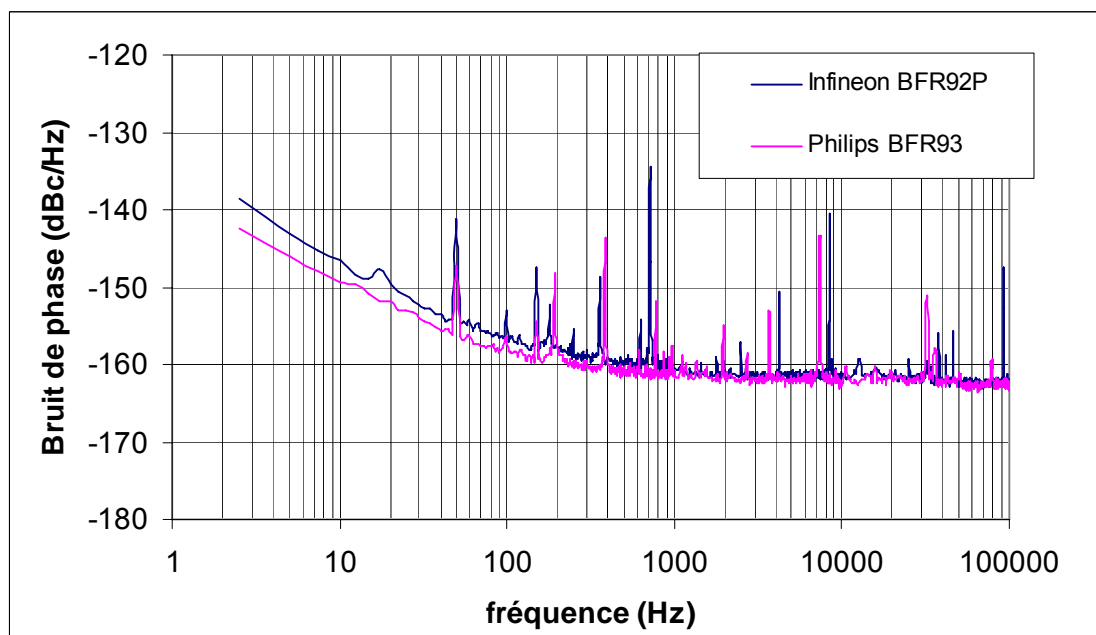


Figure III. 7 : Mesures de bruit de phase des transistors Infineon BFR92P et Philips BFR93. La base et le collecteur de chaque transistor ont été chargés sur 50 Ohm, la configuration de fonctionnement a été celle en émetteur commun, la puissance RF en entrée de chaque transistor était de -3 dBm.

IV.4 Sélection des résonateurs

Dans le cas des résonateurs à quartz, nous avons opté pour des modèles standard des fabricants. Nous avons approvisionné des résonateurs à 10 MHz de chez CMAC et MEIDEN. Il s'agit de modèles en coupe AT, donc de qualité moyenne mais également de volume et coût faible (fonctionnement sans thermalisation). Nous nous sommes également adressés à PTI pour des échantillons de résonateurs de meilleure qualité (coupe SC), mais ces composants qui présentent un coefficient de qualité en charge de 300000, demandent à être thermalisés vers 70° pour fonctionner à la fréquence d'intérêt et sont d'un coût bien plus élevé. Il n'était pas ici question de reproduire, à l'arrivée de la liaison optique, un oscillateur de même qualité que la source de référence et nous nous sommes donc concentrés sur les résonateurs en coupe AT.

Le coefficient de qualité à vide des résonateurs à quartz en coupe AT est de l'ordre de 100000. Le montage effectué pour le test du bruit de phase de ces résonateurs a conduit à un coefficient de qualité en charge de 14000 pour seulement 1.5 dB de pertes en transmission (demi-bande à 3 dB de 350 Hz à 10 MHz). Les quartz CMAC et MEIDEN se sont révélés par ailleurs assez semblables.

La Figure III. 9 représente le bruit de phase résiduel du quartz CMAC A143A, utilisé en transmission. Un ajustage de fréquence a dû être effectué sur cet élément à l'aide d'une capacité série pour obtenir une résonance centrée précisément sur 10 MHz. La procédure de mesure du bruit de phase de cet élément utilise deux résonateurs identiques [57](voir Figure III. 8), afin d'équilibrer les retards dans chaque voie.

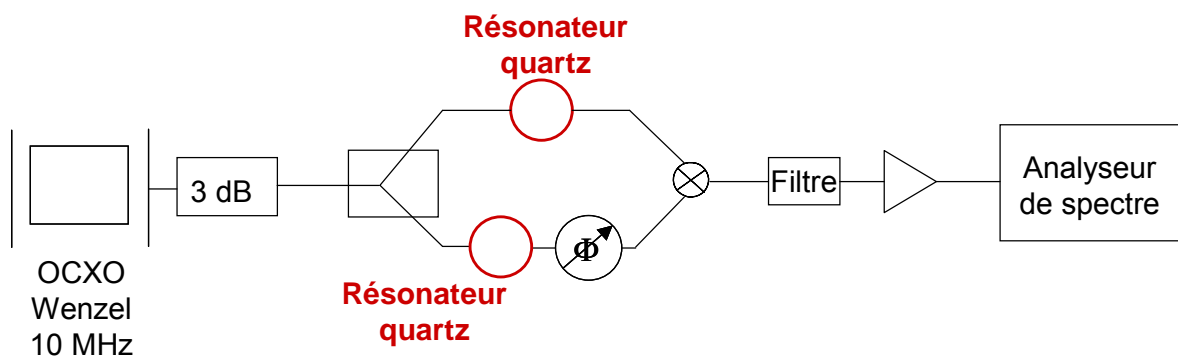


Figure III. 8 : Principe de mesure du bruit de phase résiduel du quartz CMAC A143A. La puissance RF en entrée de chaque résonateur était de 7 dBm.

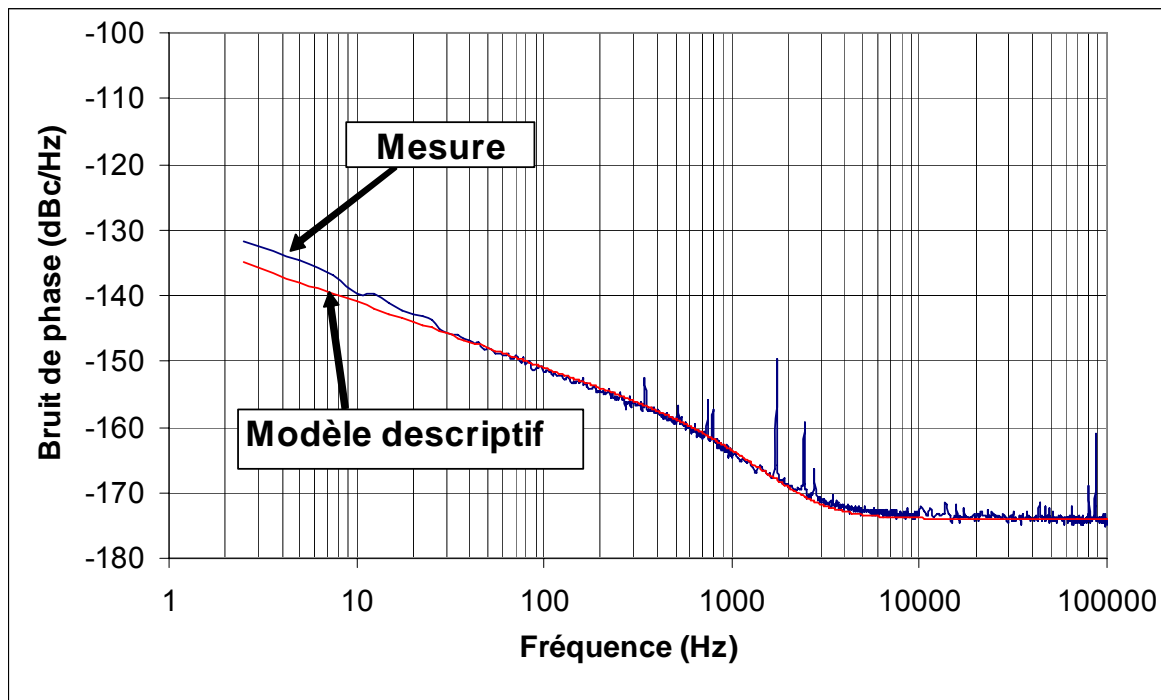


Figure III. 9 : Bruit de phase résiduel à 10 MHz du résonateur à quartz CMAC A143A.

On constate deux points importants à l'examen de ce spectre de bruit de phase :

- 1 Un niveau de bruit un peu plus important que celui du transistor dans la bande passante du résonateur.
- 2 Un bruit très faible correspondant certainement au plancher thermique en dehors de cette bande. On peut penser en particulier que, loin de la porteuse (pour des fréquences supérieures à 1 kHz), il est possible de filtrer largement le bruit de phase par simple utilisation de ce résonateur en transmission. Par contre, dans la bande passante du résonateur, le bruit du résonateur et celui du transistor sont proches et il faut optimiser l'ensemble du système en tenant compte de ces deux composants.

Nous avons examiné également le comportement en fonction de la température des filtres à quartz en coupe AT et SC, car ces composants devront être placés dans un environnement spatial (Figure III. 10).

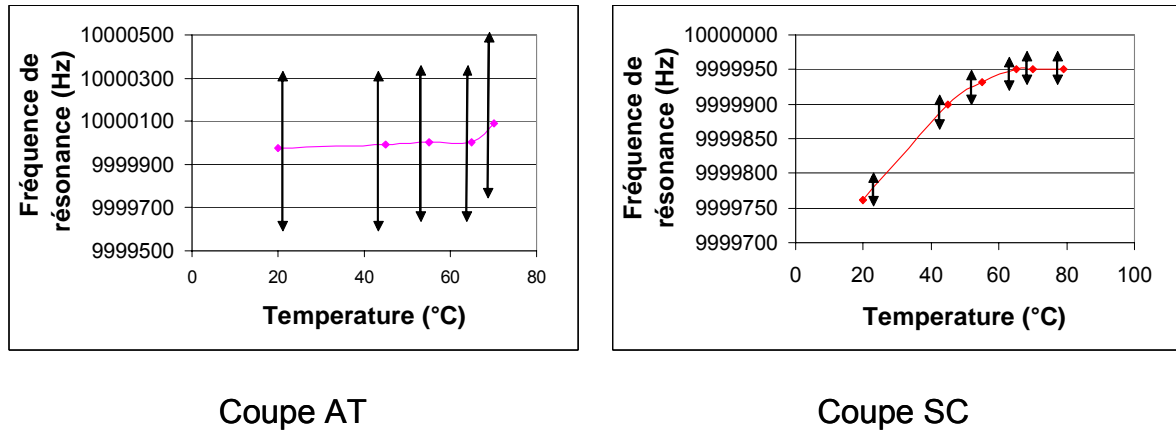


Figure III. 10 : Variation de la fréquence de résonance en fonction de la température des filtres à quartz en coupe AT et SC et comparaison à la bande passante à 3 dB de ces filtres (flèches)

La fréquence de résonance du résonateur en coupe AT reste bien dans la bande à 3 dB (700 Hz environ) du filtre pour toute la gamme de valeurs de température utilisés, alors que le résonateur en coupe SC, qui présente une bande à 3 dB bien plus étroite (30 Hz environ), doit être soumis à une thermalisation pour fonctionner correctement.

IV.5 Modélisation préliminaire de la liaison optique à 10 MHz pour différentes configurations de réception

L'observation de la Figure III. 9 nous a donné l'idée d'utiliser directement le quartz comme élément de filtrage, sans nécessairement réaliser un oscillateur. Dans ce cas, le bruit devrait être filtré en dehors de la bande passante du quartz, ceci se faisant au prix de l'addition du bruit de phase résiduel du résonateur qui reste malgré tout relativement faible.

Le coefficient de qualité élevé des résonateurs à quartz autorise un filtrage direct du signal pour des fréquences de décalage à la porteuse supérieures à quelques centaines d'hertz pour les oscillateurs courants (AT cut) et quelques dizaines d'Hertz pour les résonateurs à très fort coefficient de qualité (SC cut). Bien sûr, ces résonateurs devront être de dimensions faibles et d'un coût raisonnable (ce qui est le cas des "AT cut").

En ce qui concerne l'approche photo-oscillateur, le bruit de phase ajouté par un étage de détection de ce type est calculable en utilisant trois théories simplifiées (voir chapitre II) sur les oscillateurs synchronisés: celle de Leeson pour l'oscillateur libre, celle de Adler pour la synchronisation de cet oscillateur (bande de verrouillage) et celle de Kurokawa pour traduire l'effet de la synchronisation sur le bruit de phase.

Pour une première approximation, nous avons supposé que le bruit de la liaison optique était essentiellement dû au RIN du laser (-155 dBc/Hz (données constructeur) dans le cas du laser Mitsubishi FU68PDF-V510M59B que nous avons utilisé).

On peut y ajouter le bruit Schottky du photo-détecteur, qui devient prépondérant pour les faibles niveaux de puissance optique (c'est à dire pour forts budgets de pertes optiques).

Les résultats des simulations en bruit de phase de la liaison effectuées avec un simple étage amplificateur, avec un étage amplificateur suivi par un filtre à quartz et un étage d'amplification suivi par l'oscillateur à 10 MHz sont montrées en Figure III. 11, Figure III. 12, Figure III. 13, respectivement pour 5 dB, 10 dB, 15 dB de pertes optiques.

L'effet du filtrage introduit par le résonateur à quartz est visible à partir de 350 Hz de décalage de la porteuse : cette fréquence correspond à la demi bande passante du filtre. Avec l'augmentation des pertes optiques le bruit loin de la porteuse se dégrade rapidement même avec l'utilisation de ce filtre.

Le photo-oscillateur permet d'obtenir, pour des fréquences supérieures à quelques kHz, un plancher constant de l'ordre de -165 dBc/Hz. Ce niveau demeure inchangé même avec l'augmentation des pertes optiques. Près de la porteuse la dégradation en bruit dépend de l'extension de la bande de synchronisation.

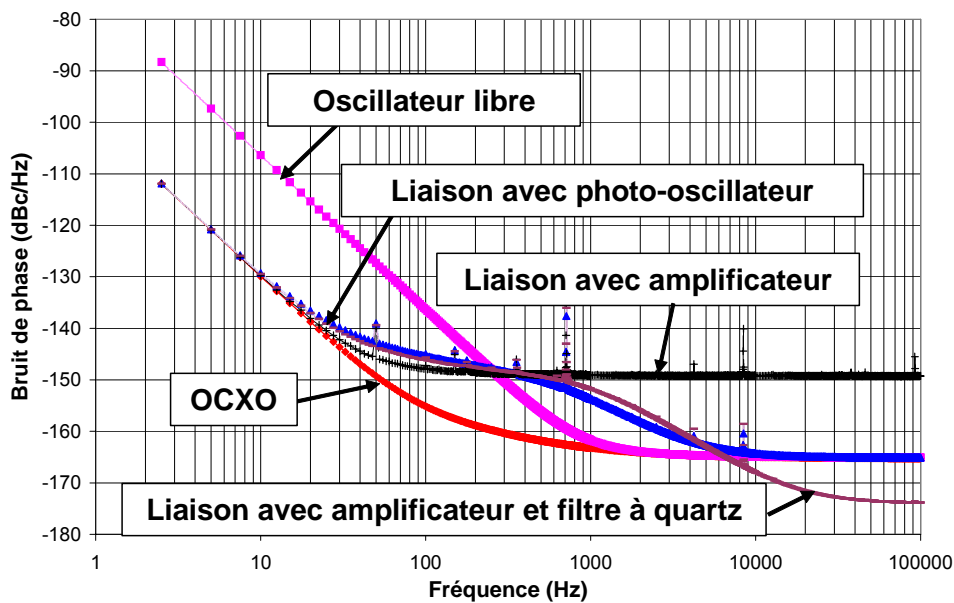


Figure III. 11 : Simulations en bruit de phase à 10 MHz de la liaison optique pour différentes configurations de réception. Les pertes optiques introduites dans la liaison sont équivalentes à 5 dB.

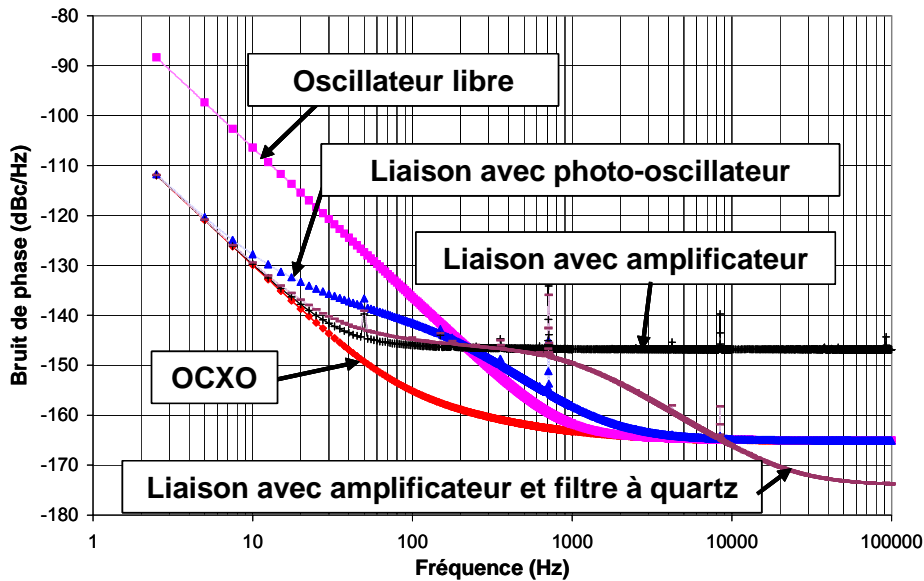


Figure III. 12 : Simulations en bruit de phase à 10 MHz de la liaison optique pour différentes configurations de réception. Les pertes optiques introduites dans la liaison sont équivalentes à 10 dB.

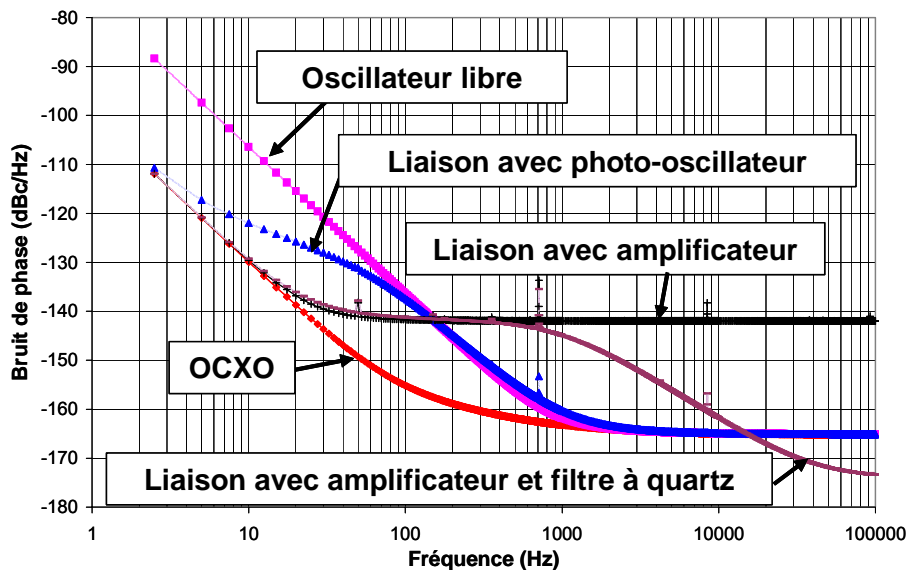


Figure III. 13 : Simulations en bruit de phase à 10 MHz de la liaison optique pour différentes configurations de réception. Les pertes optiques introduites dans la liaison sont équivalentes à 15 dB.

IV.6 Conception et réalisation d'un oscillateur à 10 MHz

Un oscillateur à 10 MHz selon la topologie à contre-réaction parallèle a été réalisé (Figure III. 14): nous avons utilisé comme élément actif le transistor Infineon BFR92P et comme résonateur le filtre à quartz en coupe AT CMAC A143A. Le réseau de polarisation du transistor bipolaire est identique à celui ayant été utilisé pour la réalisation d'oscillateurs à résonateurs diélectriques présentant des performances à l'état de l'art en gamme centimétrique

[60], [61]. Cet oscillateur inclut un accès pour l'injection du signal synchronisant à 10 MHz, sur la base du transistor. La puissance de sortie, environ 9 dBm, est constante sur toute la plage de synchronisation.

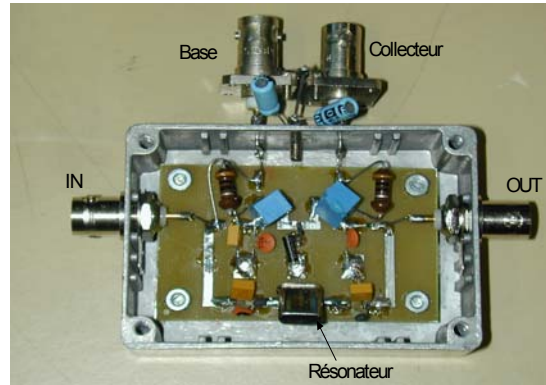


Figure III. 14 : Premier prototype expérimental de l'oscillateur à 10 MHz.

Nous avons tout d'abord effectué des mesures de bruit de phase sur ce circuit en oscillation libre en le comparant à une source de référence de bonne qualité selon la technique active de la boucle à verrouillage de phase. Les résultats obtenus nous ont montré que l'oscillateur réalisé était moins bruyant que la source de référence utilisée dans la mesure (Figure III. 15). En effet cette source de référence (un signal à 100 MHz issu d'un synthétiseur Marconi 2042, divisé en fréquence par 10) a ensuite été comparée à une source ultra stable (OCXO Wenzel 10 MHz) et un spectre identique a été relevé (la mesure directe de oscillateur à 10 MHz sur le Wenzel était impossible pour des raisons de largeur de bande d'accrochage). Néanmoins, cette mesure prouve que, malgré l'utilisation d'un résonateur à quartz de faible coût, notre oscillateur potentiellement verrouillable présente en oscillation libre d'excellentes caractéristiques en bruit de phase.

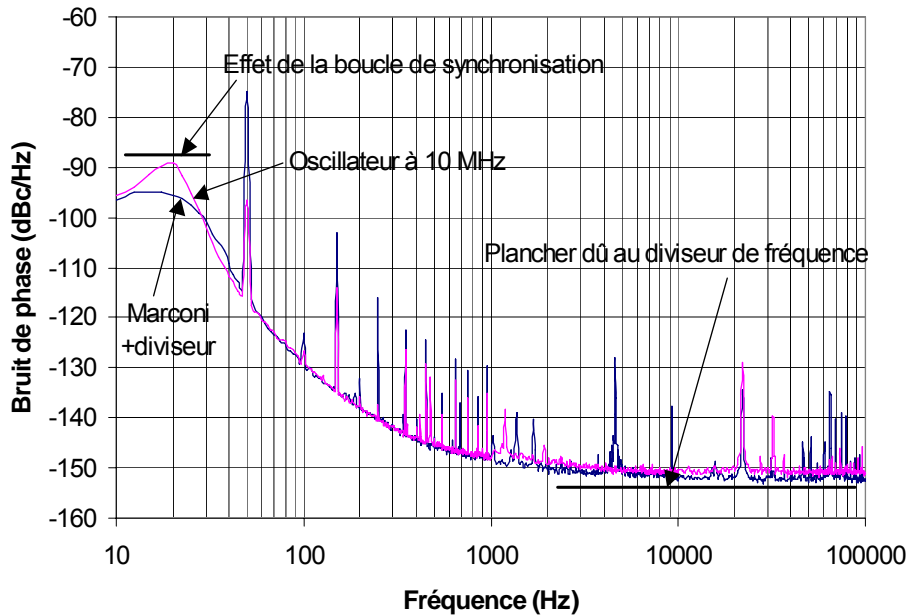


Figure III. 15 : Mesure de l'oscillateur libre à 10 MHz avec la technique à boucle de verrouillage de phase. La référence est constituée par un synthétiseur Marconi 2042 plus un diviseur de fréquence par 10.

Le second paramètre important pour l'utilisation de ce circuit est sa capacité à s'accrocher sur un signal incident en fonction de la puissance de ce même signal. Cette caractéristique est la courbe donnant la bande de synchronisation en fonction de la puissance d'entrée. Cette mesure a été effectuée sur l'oscillateur réalisé, et le résultat est représenté en Figure III. 16.

A l'examen de cette courbe, on peut penser qu'une bande de verrouillage de l'ordre de 100 Hz est souhaitable, et donc qu'il faudra attaquer notre circuit avec une puissance de -5 dBm au moins. Compte tenu de la puissance de sortie constante de 9 dBm pour l'oscillateur, cela correspond à un gain en puissance intéressant, sans dégradation de bruit de phase.

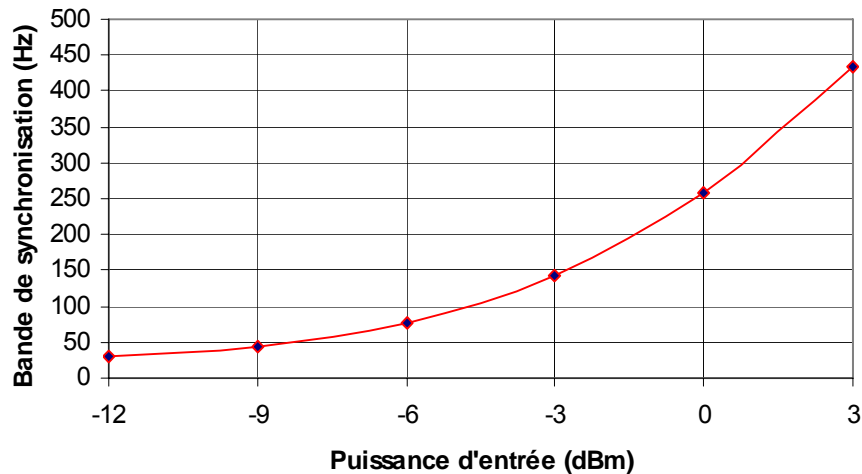


Figure III. 16 : Bande de synchronisation de l'oscillateur à 10 MHz en fonction de la puissance d'entrée

IV.7 Caractérisation de la liaison pour différentes configurations de réception et tests en bruit de phase

IV.7.1. Caractérisation préliminaires effectuées au LAAS

Pour les mesures effectuées au LAAS, nous avons utilisé un module laser MITSUBISHI à 1,549 μm , de référence FU68PDF-V510M59B: ses caractéristiques sont une puissance optique moyenne de 10 dBm, une bande de modulation prévue de 2 GHz (2,5 Gbit/s) et un RIN de -155 dB/Hz dans la bande 0,5-3 GHz.

Un montage spécifique (Figure III. 17) a été réalisé pour la polarisation et la modulation du module laser: le circuit a été gravé sur un substrat Teflon hyperfréquence et une ligne 50 Ohm reliée à un connecteur SMA permet d'acheminer le signal de modulation RF.

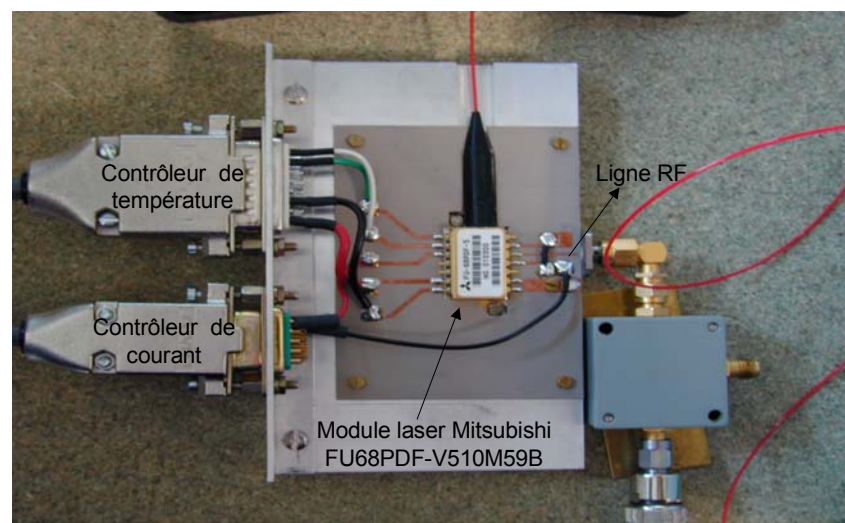


Figure III. 17 : Circuit de polarisation utilisé pour le module laser.

Pour la partie photodétecteur, nous avons opté pour un module polarisé THORLABS qui présente une bande passante légèrement supérieure à 1 GHz (donc compatible avec les deux fréquences envisagées pour cette étude), un coût relativement raisonnable et une disponibilité en deux types de montages fibrés : l'un connecté SMA pour la sortie RF (THORLABS D400FC) et l'autre destiné à être reporté sur un circuit (THORLABS FGA04).

Les premières caractérisations de la liaison optique, utilisant le module photodétecteur polarisé THORLABS D400FC, ont démontré une réponse en fréquence constante de quelques MHz à 1,2 GHz, ce qui correspond à la bande passante du photodétecteur.

Le gain petit signal sur 50 Ohm de la liaison opto-RF sans pertes est de l'ordre de -16 dB (le calcul avec l'équation (I. 36) correspond aux résultats mesurés) et diminue rapidement pour une liaison à pertes.

Les tests en bruit de phase de la liaison optique avec oscillateur à 10 MHz nécessitent donc, en raison du faible niveau de puissance du signal RF en sortie du photodétecteur, d'ajouter un amplificateur à faible bruit de phase (réalisé avec un transistor en silicium Infineon BFR92P) afin de garantir le verrouillage de l'oscillateur sur le signal issu du photodétecteur, avec un niveau de puissance compris entre -2 dBm et -5 dBm.

Pour certaines configurations de mesures, un résonateur supplémentaire a été ajouté entre cet amplificateur et l'oscillateur. La Figure III. 18 représente la configuration de test pour la caractérisation du bruit de phase en boucle ouverte d'une liaison optique utilisant ce type de récepteur.

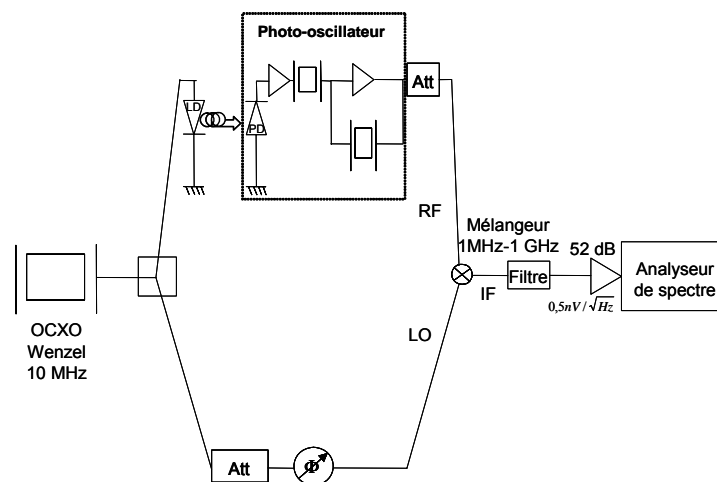


Figure III. 18 : Banc de mesure du bruit de phase en boucle ouverte (ou résiduel) de la liaison optique avec amplificateur, filtre à quartz et oscillateur à 10 MHz.

Nous avons évalué les différentes solutions pour la réception du signal à 10 MHz avec 3 dB de pertes optiques (Figure III. 19): liaison optique avec amplificateur, liaison optique avec amplificateur et filtre à quartz, liaison optique avec photo-oscillateur précédé par un amplificateur et un filtre à quartz.

La chaîne optique terminée par le photo-oscillateur présente les meilleures performances et atteint le niveau du plancher de bruit de l'OCXO utilisé à environ 10 kHz de la porteuse.

Loin de la porteuse, le cahier des charges semble bien respecté avec ce dispositif.

Au contraire, un bruit prohibitif était observé près de la porteuse, à des fréquences de décalage de l'ordre de 10 Hz ou 100 Hz. Plusieurs hypothèses ont été menées pour expliquer l'origine de ce bruit : bruit électrique en excès provenant du modèle d'alimentation du laser, mauvaise thermalisation du laser ou sensibilité des connecteurs optiques aux vibrations. Des caractérisations ultérieures [26] ont montré que la contribution de la source de courant (laser « driver » Newport 505) était non négligeable et qu'il était nécessaire, pour nos applications, de remplacer cette source par une source plus performante. Nous travaillons aujourd'hui à partir d'une alimentation sur batteries, associée à un montage potentiométrique et à différents éléments passifs de protection du laser. Le contrôleur de température s'est, quant à lui, révélé de qualité suffisante mais nécessite quelques réglages qui n'avaient peut être pas été effectués correctement lors des premières expériences.

De nouvelles caractérisations dans des conditions expérimentales différentes ont donc été menées, par la suite, à Alcatel Space. Tout d'abord, un laser présentant de meilleures performances en puissance de sortie et en RIN a été utilisé comme émetteur, avec un système de polarisation approprié. Ensuite une technique de mesure de bruit de phase totalement différente a été mise en oeuvre.

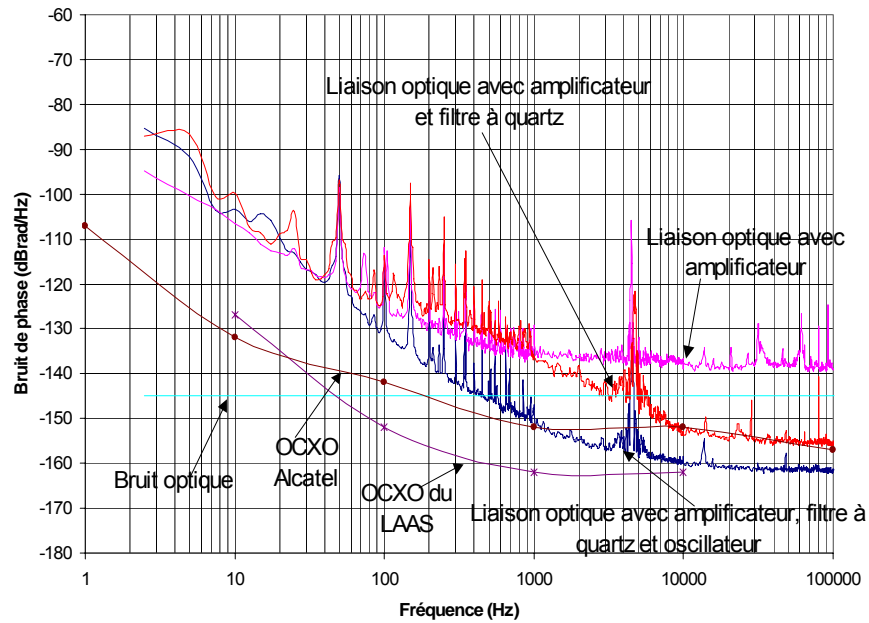


Figure III. 19 : Mesures du bruit de phase de la liaison optique à 10 MHz avec 3 dB de pertes optiques et dans les trois configurations étudiées pour le circuit de réception.

IV.7.2. Intégration dans le banc expérimental d'ALCATEL SPACE

IV.7.2.1. La configuration expérimentale

Les diverses liaisons optiques testées à Alcatel Space, et la configuration de mesure utilisée, sont représentées respectivement sur les figures suivantes (Figure III. 20, Figure III. 21).

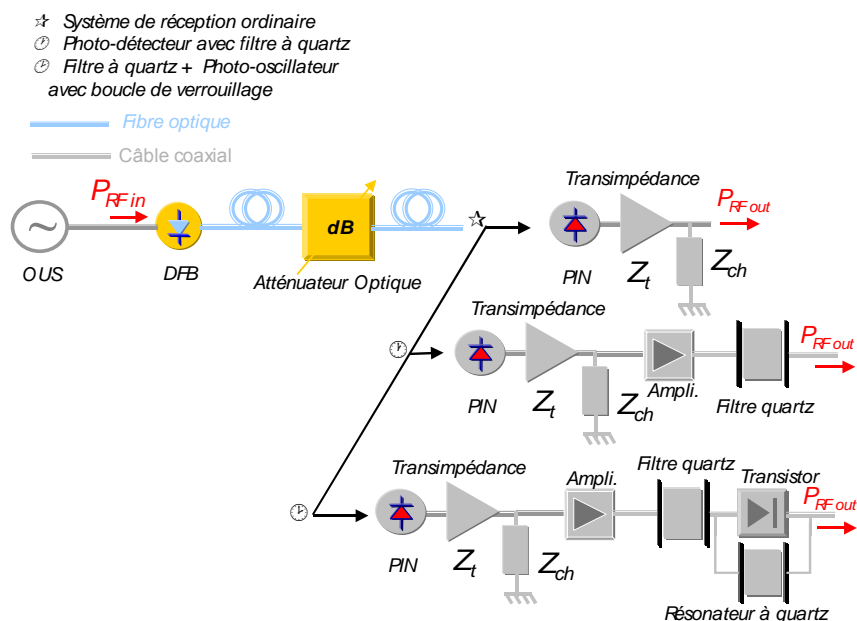


Figure III. 20 : Banc de test expérimental pour la caractérisation de composants de réception optimisés à 10 MHz.

L'étage amplificateur est précédé cette fois par une photodiode amplifiée (Agere 2606 B). La diode laser (Alcatel 1905 LMI) utilisée pour ces tests présente un RIN de l'ordre de -165 dB/Hz à 10 MHz et une puissance maximale d'émission optique de 15 dBm. Le RIN à basse fréquence est de -110 dB/Hz à 1 Hz de la porteuse optique et le coefficient de report de bruit d'amplitude basse fréquence en bruit de phase est de l'ordre de -40 dB (donnée constructeur).

Les caractéristiques des composants d'extrémité utilisés (spécifications constructeur) dans le démonstrateur sont répertoriées dans le tableau ci-dessous.

Composants	Paramètres du modèle
Laser ALCATEL 1905 LMI	$I_{seuil} = 35,3 \text{ mA}$ $I_{pol} = 72,7 \text{ mA}$ $R_{laser} = 0,145 \text{ W/A}$ $P_{opt} = 5,43 \text{ mW}$ $m = 80 \%$ $RIN_{HF} = -165 \text{ dB/Hz}$ $RIN_{BF} (f=1 \text{ kHz}) = -110 \text{ dB/Hz}$ $K_{PM} = -40 \text{ dB}$
Photodiode AGERE 2606 B	$S = 0,95 \text{ A/W}$ $I_{th} = 5 \text{ pA/Hz}^{1/2}$ $I_{obs} = 5 \text{ nA}$ $Z_1 = 315 \Omega$

Tableau III. 3 : Caractéristiques des composants d'extrémité du démonstrateur.

Dans les conditions de l'expérience, le laser délivre une puissance optique de 5.43 mW et le taux de modulation est égal à 80 %. La puissance RF sur la puce laser est égale dans ce cas à 10.5 dBm.

La technique utilisée pour mesurer le bruit de phase de la liaison optique à 10 MHz dans les différentes configurations de réception est celle de la boucle à verrouillage de phase. Il s'agit en effet d'une technique plus sensible (c'est à dire qu'elle assure une meilleure détectivité) que la technique du bruit de phase résiduel. Les niveaux de tension détectés en sortie du mélangeur sont plus élevés, et donc plus facilement mesurables.

Contrepartie, cette technique nécessite de disposer d'une source de référence accordable, de pureté spectrale au moins égale (et de préférence meilleure) à la source à transmettre.

Compte tenu de l'application envisagée, la transmission d'une source ultra stable, ce dernier point n'était pas évident.

Nous avons pu néanmoins utiliser deux OUS de conception très proche, dont l'un était (faiblement) accordable par un varactor. La très grande stabilité de ces sources permet un

verrouillage sur des plages très étroites, ce qui assure une analyse de bruit de phase de très bonne qualité en dehors de la plage de synchronisation.

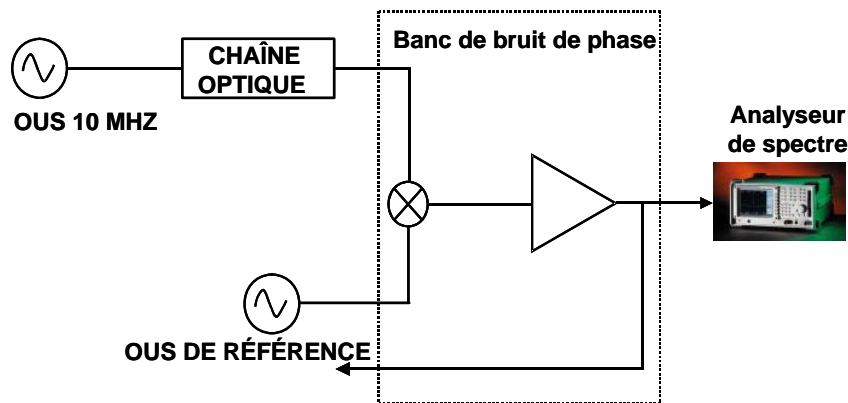


Figure III. 21 : Banc de mesure du bruit de phase de la liaison optique à 10 MHz pour les tests de la liaison avec différentes configurations de réception. La technique est celle de la boucle à verrouillage de phase.

IV.7.2.2. Mesure du bruit de phase de la liaison générique avec filtre à quartz

Nous utilisons la liaison générique à laquelle nous rajoutons en sortie un amplificateur à faible bruit de phase, suivi du résonateur à quartz CMAC A143A utilisé en série.

Nous avons mesuré le bruit de phase en sortie de la liaison optique pour des pertes optiques variant de 4,3 à 20 dB, par pas de 5 dB. Cependant, afin de bien observer l'effet du filtrage par un résonateur à quartz par rapport à la réception directe, une seule courbe expérimentale, obtenue pour un budget de pertes de 10 dB, est montrée ci dessous.

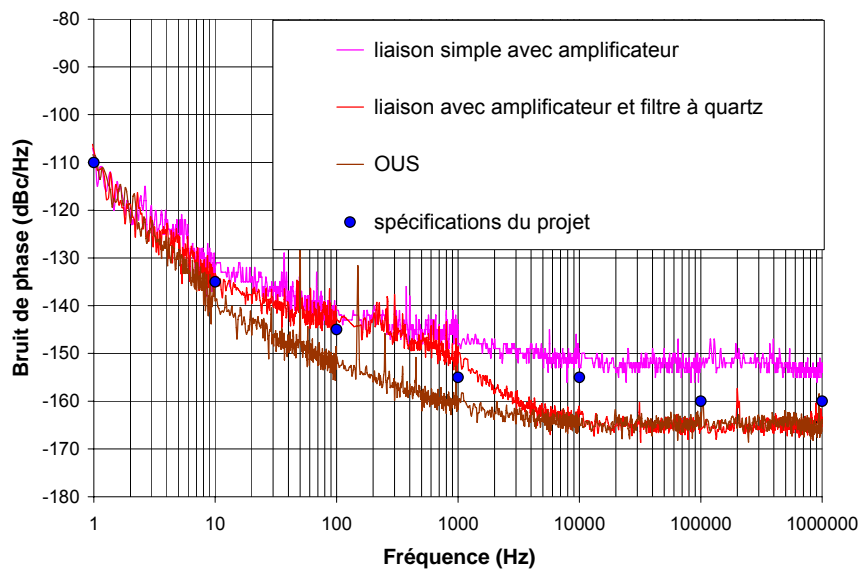


Figure III. 22 : Mesure du bruit de phase de la liaison générique avec filtre à quartz pour un budget de pertes de 10 dB.

Nous constatons que le résonateur joue bien son rôle de filtre et améliore largement le bruit de phase pour des fréquences de décalage comprises entre 5 kHz et 1 MHz. En effet, le plancher de bruit de phase varie de -150 dBc/Hz pour une réception directe à -165 dBc/Hz pour un récepteur suivi d'un filtre à quartz, à budget de pertes constant.

Au contraire, pour des fréquences inférieures à 1 kHz (bande passante du quartz), on observe un bruit de phase supérieur à celui de l'OUS, non conforme aux spécifications et lié au bruit du photorécepteur et du laser.

Une réduction de ce bruit implique une augmentation du coefficient de qualité du résonateur, ce qui est possible en utilisant des résonateurs « SC cut » mais augmente beaucoup trop le coût et la complexité du circuit (nécessite d'un thermostat à 70°)

Lorsque les pertes optiques augmentent encore, le bruit en dehors de 5 kHz de fréquence d'offset s'accroît proportionnellement à l'augmentation des pertes. Bien que séduisante pour sa simplicité, cette solution n'est donc pas satisfaisante pour résoudre notre problème.

IV.7.2.3. Mesure du bruit de phase de la liaison générique avec photo-oscillateur

Nous ajoutons maintenant, en sortie du filtre à quartz, l'oscillateur synchronisé. Ce circuit est composé d'un transistor fonctionnant en régime saturé contre-réactionné par un second résonateur à quartz identique au précédent. L'injection du signal est effectué sur la base du transistor.

L'utilisation de l'étage de filtrage entre l'amplificateur et l'oscillateur n'est pas indispensable mais a l'avantage de réaliser un conditionnement encore plus efficace du signal.

La mesure du bruit phase a été effectuée pour des pertes optiques variant de 4,3 dB à 15 dB par pas de 5 dB. Les résultats expérimentaux comparés aux spécifications du projet sont donnés par la Figure III. 23.

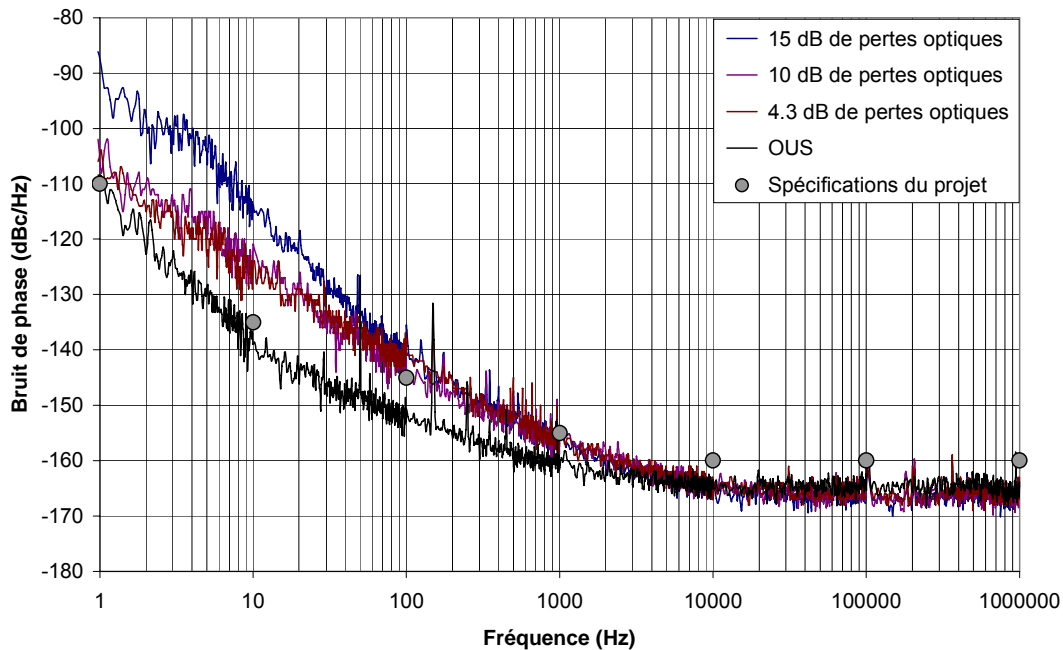


Figure III. 23 : Mesure du bruit de phase de la liaison générique avec photo-oscillateur pour différents budgets de pertes optiques variant de 4,3 à 15 dB.

Hormis pour un budget de pertes de 15 dB, le bruit de phase de la liaison générique avec photo-oscillateur est conforme aux spécifications, à l'exception du voisinage de la fréquence de décalage de 10 Hz.

Pour des pertes optiques de 4,3 et 10 dB, la puissance RF de synchronisation de l'oscillateur est de l'ordre de -3 dBm ce qui correspond à une bande de synchronisation de 260 Hz.

Au delà de 100 Hz, la courbe mesurée correspond au bruit de phase de l'oscillateur libre (dans les 3 cas).

En dessous de 100 Hz, on observe une pente de 20 dB/dec jusqu'à 1 Hz de la porteuse (pour les courbes qui concernent les cas de 4.3 et 10 dB de pertes optiques).

Tous les éléments du circuit (résonateur, transistor, laser...) contribuent dans cette gamme de fréquence au bruit globale avec une composante en $1/f$, donc de 10 dB/dec.

Pour la courbe correspondant à un budget de pertes optiques de 15 dB, le niveau de puissance RF en entrée de l'oscillateur est bien plus faible que pour les budgets de pertes précédents puisque égal à -9 dBm. Ceci correspond à une bande de synchronisation de 39 Hz. La bande de synchronisation étant plus étroite, l'oscillateur synchronisé suit le comportement de l'oscillateur libre avec une bande de 30 dB/dec à partir de 360 Hz ($= f_0/2Q_L$) jusqu'aux

fréquences proches de la porteuse. Nous constatons alors que le bruit de phase du photo-oscillateur est hors spécifications pour des fréquences de décalage inférieures à 100 Hz.

D'une manière plus générale, en cas de répartition du signal RF sur un grand nombre de voies ou pour des forts budgets de pertes optiques, il faudra corriger le niveau de puissance RF en entrée du photo-oscillateur par une préamplification du signal, afin de permettre une synchronisation correcte de l'oscillateur sur toute la bande étudiée.

Le niveau de puissance du signal à la sortie du photo-oscillateur est constant et équivalent à 9 dBm.

IV.7.2.4. Validation des résultats obtenus pour la liaison avec photo-oscillateur

Un modèle de calcul réalisé avec le logiciel Mathcad a été élaboré afin de comparer les résultats expérimentaux des mesures de bruit de phase de la liaison optique avec la théorie du bruit de phase des oscillateurs synchronisés (Kurokawa, Leeson, Adler).

Les simulations effectuées présentent des résultats tout à fait conformes aux mesures réalisées quel que soit le budget de pertes optiques (Figure III. 24, Figure III. 25 et Figure III. 26).

Plusieurs sources de fluctuations de phase sont présentes dans la liaison (OUS de référence, laser, photodétecteur, amplificateur, résonateur à quartz) et ont été prises en compte dans le calcul afin de déterminer le comportement exact en bruit de phase de la liaison optique près de la porteuse.

Loin de la porteuse, le modèle indique que l'on doit retrouver le bruit de l'oscillateur libre, et c'est effectivement ce que nous observons sur les différentes courbes.

Le bruit de l'oscillateur libre est la composition du bruit donné par l'élément actif (le transistor silicium Infineon BFR92P) et le résonateur à quartz. Le calcul complet conduit à un bruit de phase inversement proportionnel au coefficient de qualité de ce résonateur et proportionnel à la somme des bruits de phase résiduels de ces deux éléments.

Une correction de +4 dB a cependant dû être apportée au bruit de phase résiduel du transistor, afin de retrouver le plancher de -165 dBc/ Hz mesuré sur l'oscillateur libre, et qui correspond en outre au plancher de bruit de phase de la liaison. Cet ajout de +4 dB a été effectué sur tout le spectre simulé.

Pour expliquer cette différence minimale entre le modèle et la mesure, on peut supposer que la boucle de verrouillage de l'oscillateur change quelque peu le comportement en bruit du composant actif ou que les mesures en boucle ouverte ont été effectuées à un niveau de

compression non-linéaire différent de celui dans lequel se trouve le composant dans l'oscillateur.

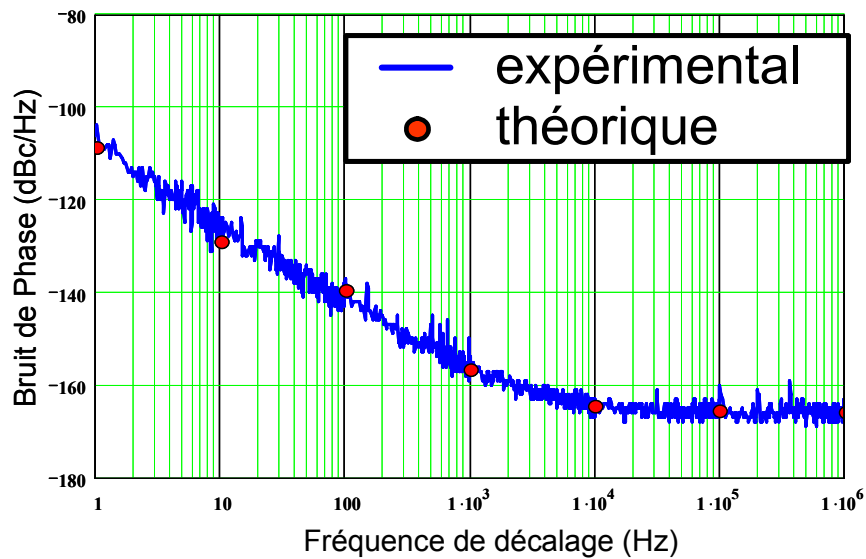


Figure III. 24 : Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux pour une liaison optique avec photo-oscillateur avec 4,3 dB de pertes optiques.

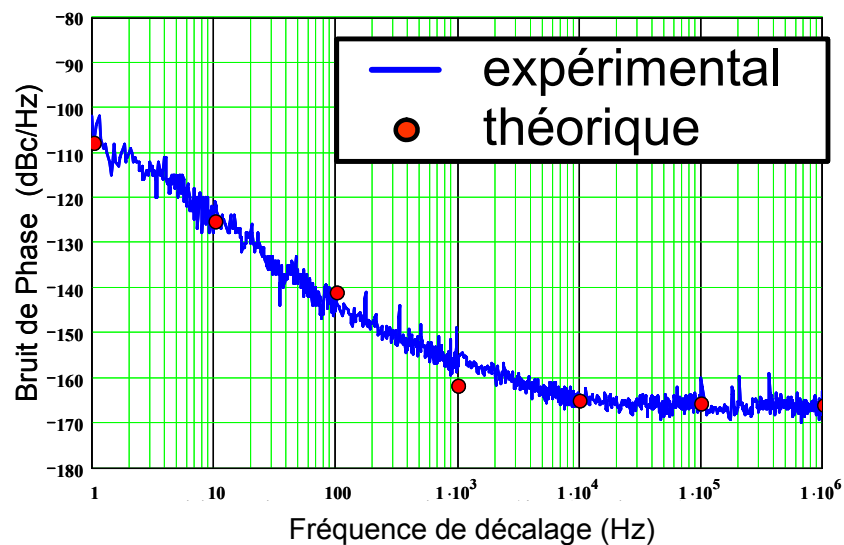


Figure III. 25 : Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux pour une liaison optique avec photo-oscillateur avec 10 dB de pertes optiques.

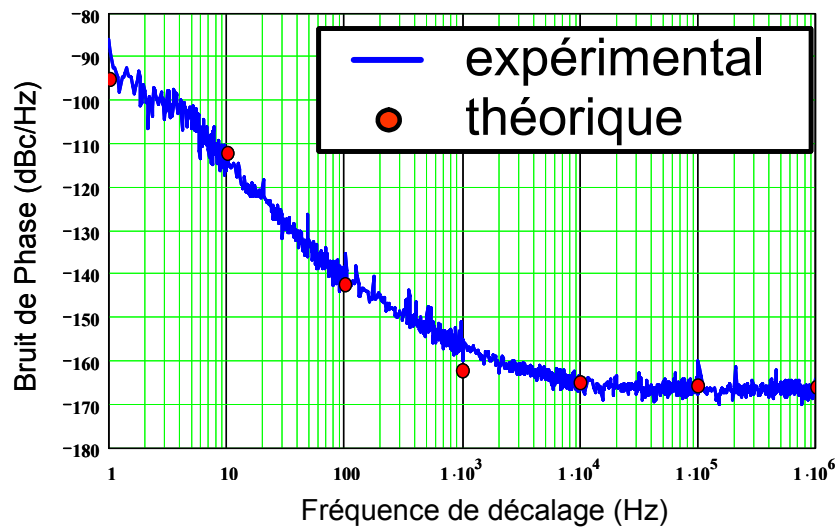


Figure III. 26 : Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux pour une liaison optique avec photo-oscillateur avec 15 dB de pertes optiques.

IV.8 Optimisation et réalisation d'un photo-oscillateur intégré (entrée optique/sortie RF)

IV.8.1. Les modifications apportées

La structure utilisée pour le prototype de l'oscillateur à 10 MHz a été retenue. Il s'agit cette fois d'intégrer dans un seul circuit la photodiode, l'amplificateur et l'oscillateur en minimisant le plus possible les dimensions du dispositif final. Pour cette raison, nous avons utilisé des éléments passifs CMS à la place des composants discrets.

Toutefois, notre travail a concerné surtout l'amélioration des performances de l'amplificateur placé avant l'oscillateur, car la puissance délivrée par ce dispositif est décisive pour fixer l'extension de la bande de synchronisation. A ce propos, nous avons conduit plusieurs simulations en régime linéaire pour déterminer la meilleure configuration possible en gain de l'amplificateur. En particulier, nous avons choisi de placer sur l'émetteur de l'amplificateur, une résistance de 2 Ohm. Cette résistance permet d'adapter l'impédance d'entrée du transistor à la photodiode (qui possède à cette fréquence une impédance de sortie élevée). D'autre part l'ajout d'une résistance d'émetteur diminue le bruit de phase du transistor bipolaire [58], [59]. Le couplage entre la photodiode et l'amplificateur est de type AC.

Nous avons aussi réalisé un oscillateur à 10 MHz avec entrée RF et sortie RF qui pourra être éventuellement modifié par l'introduction d'une photodiode amplifiée.

Le réseau de polarisation utilisé reste encore celui de la basse impédance, pour ses effets bénéfiques sur le bruit de phase du système de réception.

IV.8.2. Optimisation des performances de l'oscillateur

La bande de synchronisation constitue le paramètre fondamental à contrôler pour assurer que les performances en bruit de phase de la liaison avec photo-oscillateur respectent les contraintes fixées dans le projet. La méthode de la sonde constitue donc un outil important pour simuler ce paramètre.

Le résonateur présente un coefficient de qualité en charge de l'ordre de 14000. Nos premières simulations sur le logiciel ADS avec un tel coefficient de qualité ont conduit à de nombreux problèmes de convergence. Nous avons alors émis l'hypothèse que la bande de synchronisation était toujours proportionnelle au coefficient de qualité en charge du résonateur, du moins tant que celui ci restait très grand devant les constantes fréquentielles des autres éléments du circuit. Le coefficient de qualité du résonateur a donc été abaissé à une valeur plus raisonnable pour la simulation (220 en charge).

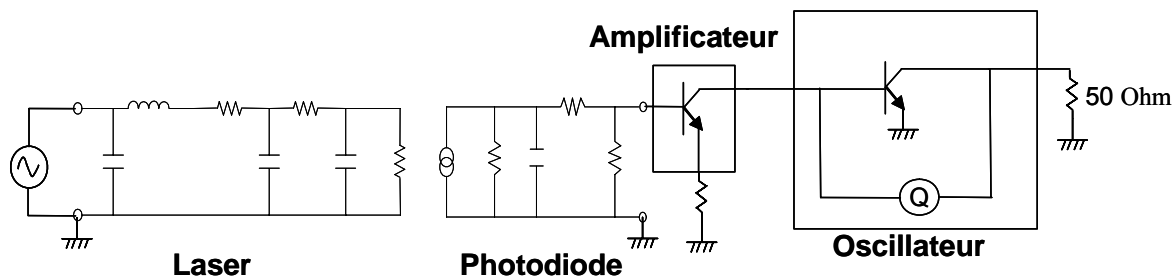


Figure III. 27 : Schématique de la liaison avec photo-oscillateur à 10 MHz, utilisé lors de simulation effectuée avec Agilent ADS.

D'autre part, un modèle équivalent électronique (Figure III. 27) de la partie optique du système a été implanté sur le simulateur, afin d'être à même de simuler dans les conditions plus réalistes possibles, l'effet direct des pertes optiques (ou de la distribution) sur la bande de synchronisation du photo-oscillateur. Dans les simulations effectuées, le laser délivre une puissance de 7 dBm avec un indice de modulation de l'ordre de 80 %. Les pertes optiques introduites dans la liaison vont de 10 dB à 20 dB. Les résultats des courbes de synchronisation du photo-oscillateur à 10 MHz sont montrés en Figure III. 28.

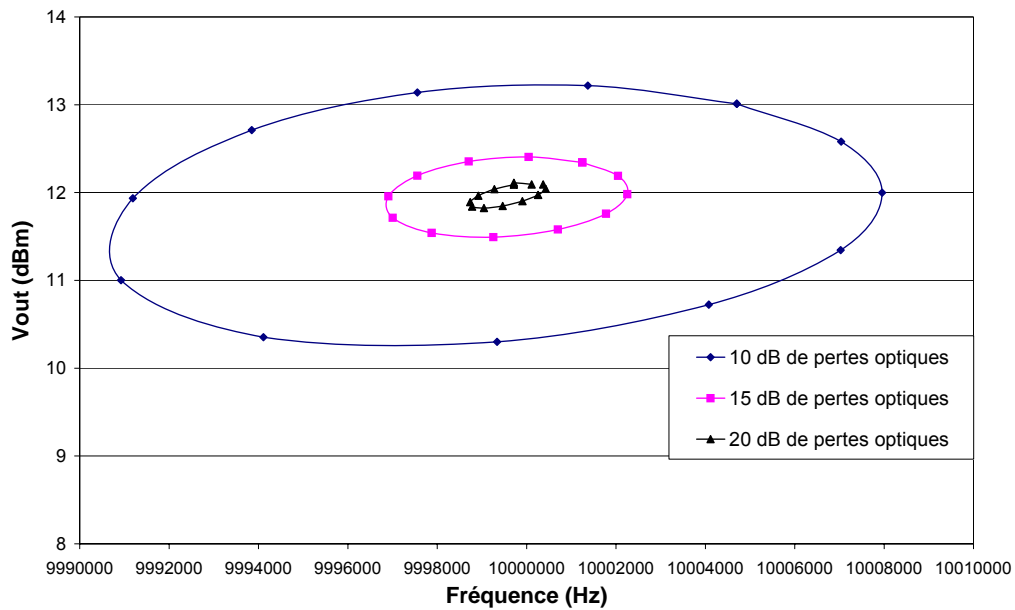


Figure III. 28 : Courbes de synchronisation du photo-oscillateur à 10 MHz en fonction des pertes optiques. Le coefficient de qualité en charge du résonateur est de 220.

Nous obtenons à partir de ces courbes le comportement simulé de la bande de synchronisation dans le cas de $Q_L=14000$ (Figure III. 29).

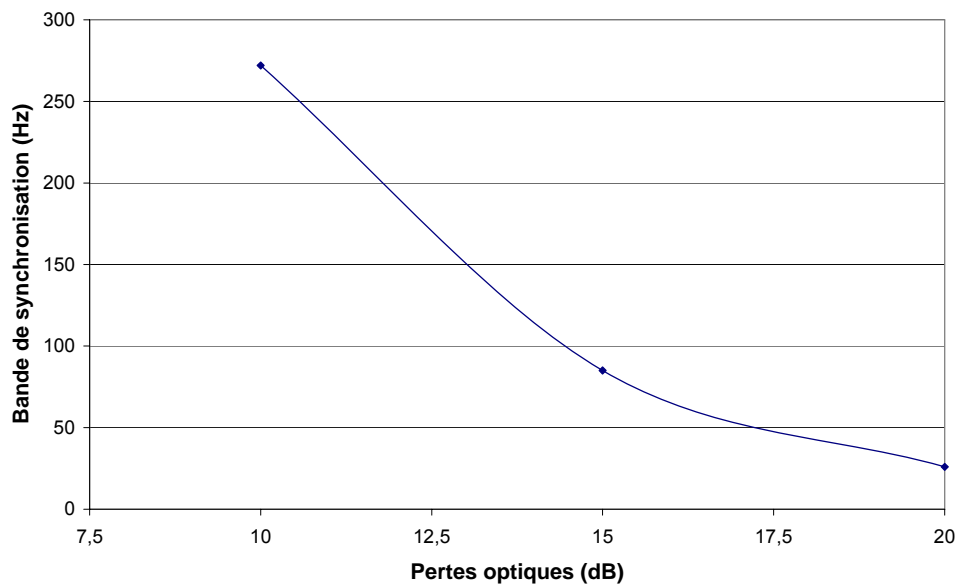


Figure III. 29 : Bande de synchronisation en fonction des pertes optiques. Le cas traité concerne une valeur de Q_L de l'ordre de 14000.

Les résultats obtenus indiquent que, jusqu'à un niveau de 12 dB de pertes optiques, la demi bande de synchronisation ne descend pas en dessous de 100 Hz. Cette valeur représente la limite inférieure fixée pour préserver les contraintes en bruit de phase imposées par le

projet. Au delà il est nécessaire d'utiliser un préamplificateur en amont de l'oscillateur synchronisé, cet amplificateur pouvant être intégré à la photodiode ou réalisé séparément .

IV.8.3. Tests en bruit de phase de la liaison avec photo-oscillateur intégré

Deux circuits intégrés ont été réalisés : un oscillateur à 10 MHz avec entrée RF et sortie RF et un photo-oscillateur à 10 MHz avec entrée optique et sortie RF. Le photo-oscillateur à 10 MHz est montré en Figure III. 30. Les deux circuits délivrent une puissance RF du signal de sortie de 8 dBm environ.

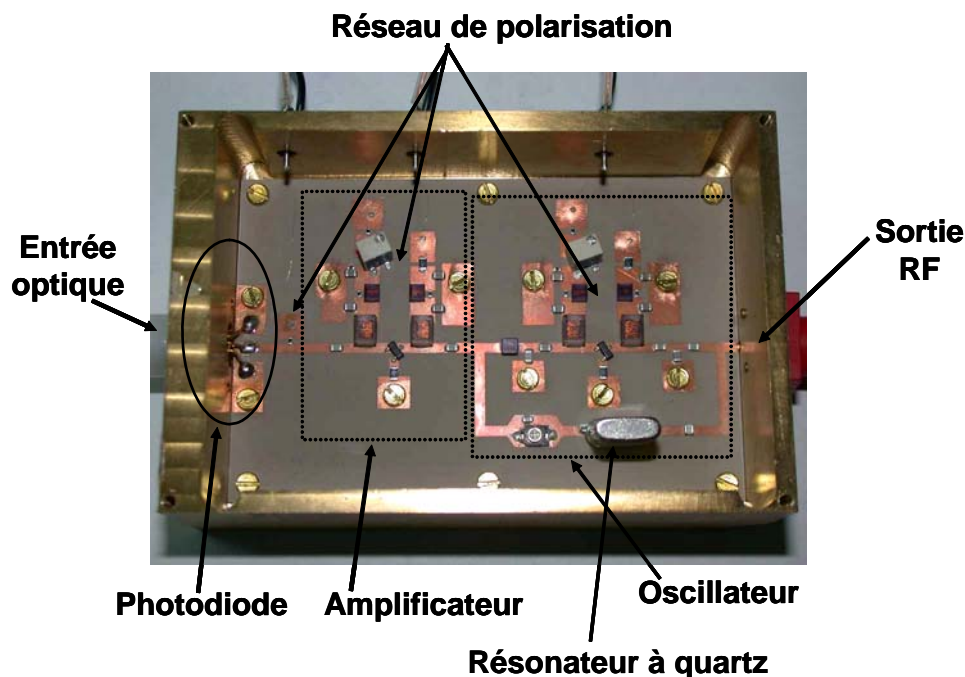


Figure III. 30 : Photo-oscillateur intégré à 10 MHz.

Des caractérisations en bruit de phase de la liaison optique à 10 MHz ont été menées à Alcatel Space avec deux configurations possibles de l'étage de réception : une photodiode amplifiée Agilent 11982A suivie d'un oscillateur à 10 MHz avec entrée RF et sortie RF et le photo-oscillateur intégré à 10 MHz avec entrée optique et sortie RF. Pour ce qui concerne l'émetteur, nous avons utilisé lors de ces tests le module Alcatel 1905 LMI. La puissance optique délivrée par le laser est de 13 dBm avec un indice de modulation RF de l'ordre de 0.8.

Les résultats obtenus pour différents niveaux de pertes optiques avec le récepteur constitué par la photodiode amplifiée suivie de l'oscillateur avec entrée RF et sortie RF sont montrés en Figure III. 31 : les courbes ci-dessous montrent un plancher important de l'ordre de -145 dBc/Hz et une dégradation du bruit de phase près de la porteuse qui augmente avec l'introduction de pertes optiques de plus en plus considérables.

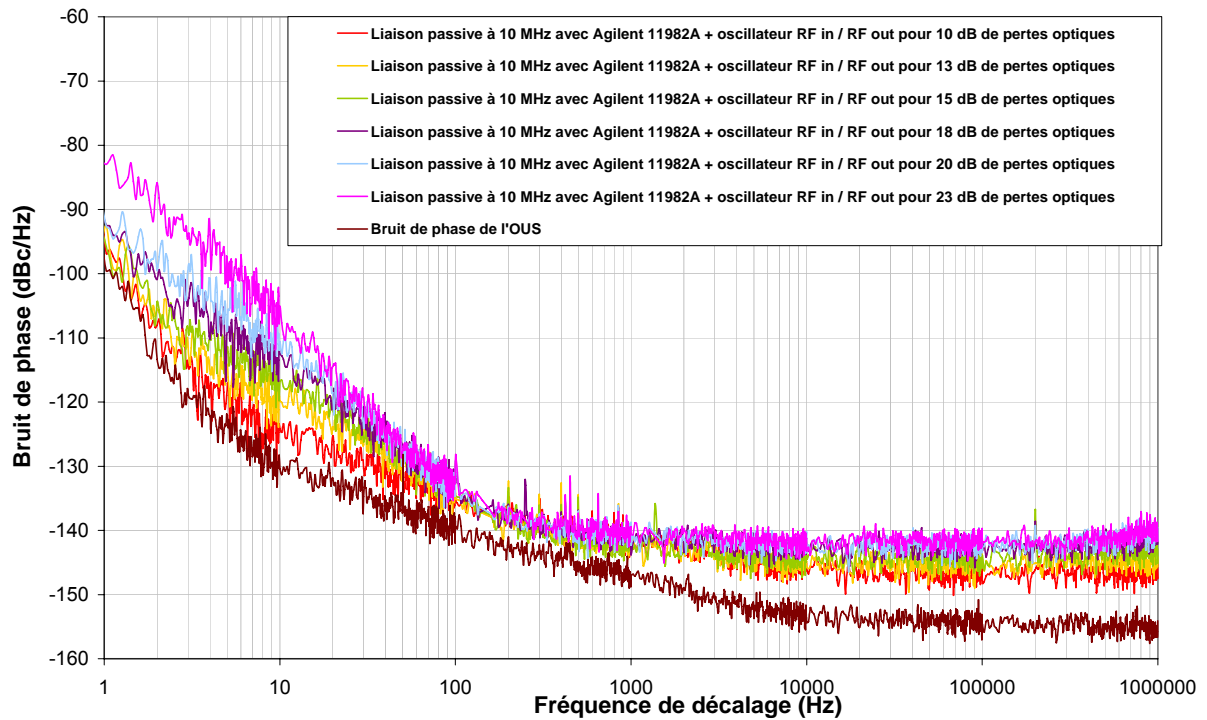


Figure III. 31 : Performances en bruit de phase de la liaison à 10 MHz avec photodiode amplifiée Agilent 11982A suivie de l'oscillateur avec entrée RF et sortie RF. Le niveau de pertes optiques introduites dans la liaison varie de 10 dB jusqu'à 23 dB. Lors de ces tests le laser (Alcatel 1905LMI) délivrait une puissance optique de 13 dBm et l'indice de modulation RF était 0.8 environ.

Les résultats obtenus pour différents niveaux de pertes optiques avec le récepteur constitué par le photo-oscillateur avec entrée optique et sortie RF sont montrés en Figure III. 32.

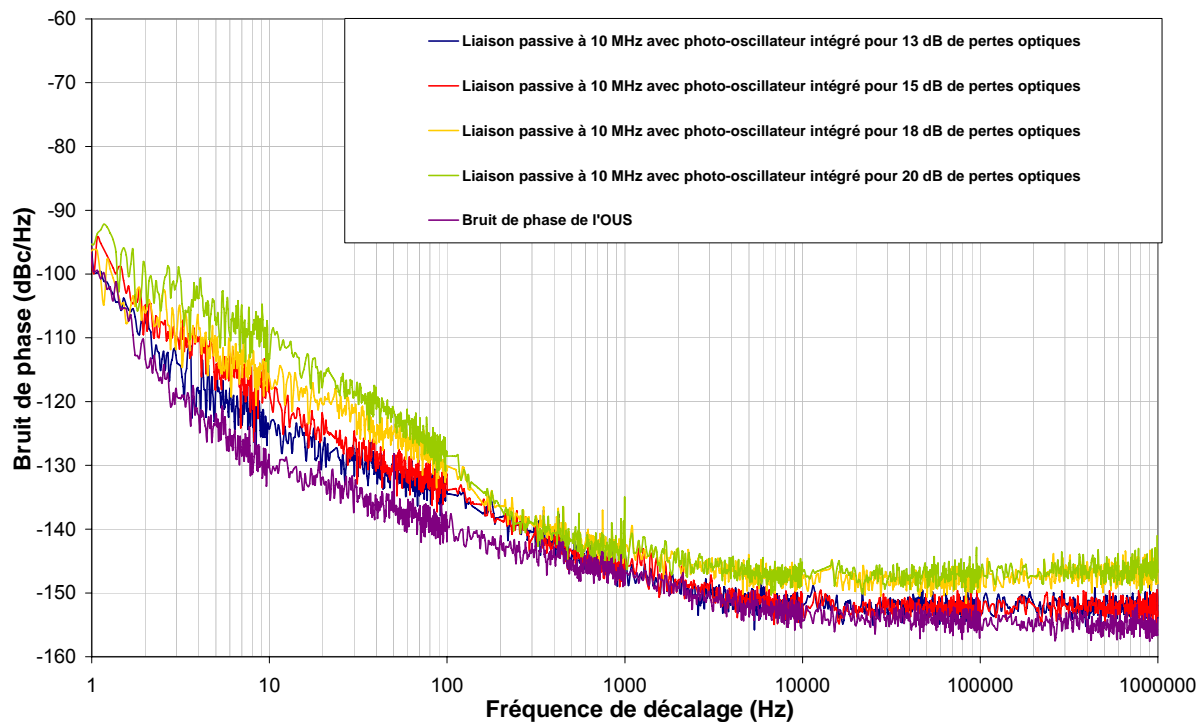


Figure III. 32 : Performances en bruit de phase de la liaison à 10 MHz avec photo-oscillateur intégré avec entrée optique et sortie RF. Le niveau de pertes optiques introduites dans la liaison varie de 10 dB jusqu'à 20 dB. Lors de ces tests le laser (Alcatel 1905LMI) délivrait une puissance optique de 13 dBm et l'indice de modulation RF était 0.8 environ.

Les courbes ci-dessus montrent que le plancher de bruit de phase de la liaison est de l'ordre de -148 dBc/Hz pour 18 et 20 dB de pertes optiques et donc bien supérieur au bruit propre de l'OUS de référence. Pour de niveaux de pertes optiques moins importantes, le plancher de bruit de phase de la liaison correspond à celui de l'OUS (de l'ordre de -153 dBc/Hz). Près de la porteuse, on observe une dégradation du bruit de phase qui devient de plus en plus importante avec l'augmentation des pertes optiques.

En conclusion, les résultats obtenus avec ces nouveaux circuits de taille plus réduite que le prototype montré en Figure III. 14 ne respectent pas les performances requises dans le cahier de charges. En particulier, le niveau du plancher de bruit de phase imposé par l'oscillateur réalisé avec des composants CMS est très important.

Afin d'expliquer ce comportement inattendu, nous suggérons trois explications possibles.

L'oscillateur réalisé avec des composants CMS présente à l'intérieur de la boucle de contre-réaction un condensateur variable, réglable mécaniquement avec un tournevis, utilisé afin de contrôler plus facilement la fréquence d'oscillation du circuit. Ce composant peut éventuellement, s'il possède des modes de vibrations propres dans une bande inférieure à

100 kHz, perturber le comportement en bruit de l'oscillateur de façon particulièrement gênante.

Dans les premiers essais, nous avons utilisé un résonateur placé entre l'amplificateur RF et l'oscillateur au bout de la chaîne optique. Ce composant jouait un rôle important en termes du filtrage de bruit provenant de l'étage d'amplification RF et de la chaîne optique. De plus, ce dispositif permet probablement de mieux isoler l'étage d'amplification de l'étage de resynchronisation du signal sur un oscillateur placé à l'extrémité de la liaison. L'absence de ce filtrage pourrait expliquer les résultats obtenus lors de ces derniers essais

La résistance utilisée à niveau de l'émetteur (5 Ohm), compte tenu du très fort gain du transistor à 10 MHz, peut éventuellement être augmentée afin de mieux stabiliser le circuit. Un gain non linéaire trop élevé peut entraîner des effets négatifs à niveau du bruit de phase de l'oscillateur, comme il est expliqué dans la référence [34].

IV.9 Considérations finales sur l'étude menée à 10 MHz

L'approche photo-oscillateur a montré finalement toute sa validité pour l'amélioration des performances en bruit de phase d'une liaison optique à 10 MHz. Les résultats obtenus avec le premier prototype montrent que le plancher de bruit de phase de la liaison avec photo-oscillateur reste constant et égale à -165 dBc/Hz par rapport aux différents pertes optiques introduites dans la liaison. De plus, le photo-oscillateur délivre un niveau de puissance du signal de sortie constant, fixé par le niveau de saturation du transistor placé à l'intérieur de la boucle d'oscillation.

La dégradation des performances observées avec l'utilisation des photo-oscillateurs plus compacts et plus intégrés est reliée probablement à plusieurs facteurs. Dans ce contexte, des choix à niveau d'architecture du récepteur (résistance d'émetteur et/ou étage de filtrage entre amplificateur et oscillateur) et de composants (risques de vibrations mécaniques) restent à finaliser afin d'utiliser de façon correcte l'approche photo-oscillateur.

V. Transmission d'un signal de référence à 874.2 MHz

V.1 Les spécifications du projet

Les performances requises pour la distribution d'un oscillateur centralisé (MLO) à 874.2 MHz sont données dans le Tableau III. 4.

Fréquence (Hz)	Bruit de phase (dBc/Hz)
à 1 Hz	-40 dBc/Hz
à 10 Hz	-65 dBc/Hz
à 100 Hz	-95 dBc/Hz
à 1 kHz	-110 dBc/Hz
à 10 kHz	-110 dBc/Hz
à 100 kHz	-115 dBc/Hz
à 1 MHz	-130 dBc/Hz
à 10 MHz	-130 dBc/Hz
> 10 MHz	-130 dBc/Hz

Tableau III. 4 : Spécifications en bruit de phase pour la distribution optique d'un MLO à 874.2 MHz (Alcatel Space).

Les contraintes en bruit de phase sont donc beaucoup moins strictes que dans le cas de la distribution d'un OUS 10 MHz.

L'utilisation de modules de réception optimisés semble au premier abord moins utile dans le cadre de cette application que pour la distribution des OUS. Cependant cette solution peut permettre de relâcher les exigences sur les composants d'émission, notamment en terme de puissance optique moyenne émise, et de disposer d'autre part d'une puissance de sortie quasi-constante sur chacune des voies distribuées. Enfin, le bruit et les signaux parasites loin de la porteuse sont toujours filtrés par l'oscillateur synchronisé, ce qui est particulièrement utile quand le signal à transmettre est issu d'une synthèse de fréquence non exempte de ce type de parasites.

Nous avons donc réalisé pour cette application deux dispositifs différents de réception : un oscillateur synchronisable par le signal RF, avec donc une entrée RF et une sortie RF, et un photo-oscillateur avec entrée optique et sortie RF.

Nous allons maintenant détailler les différentes phases de la conception de ces deux circuits et les performances en bruit de phase obtenues avec ces dispositifs.

V.2 Conception et réalisation de l'oscillateur à 874.2 MHz

V.2.1. Choix de composants

L'élément actif présent à l'intérieur de la boucle d'oscillation doit assurer une faible contribution en bruit de phase. Dans le même temps ce dispositif doit délivrer un gain suffisant pour satisfaire les conditions de démarrage et de préservation de l'oscillation à la fréquence d'intérêt pour l'application envisagée. Un transistor bipolaire silicium permet de

répondre à ces besoins. Nous avons finalement choisi le transistor BFR92P d'Infineon : les performances en bruit de phase résiduel à 874.2 MHz de ce dispositif sont montrées en Figure III. 33. Cette mesure a été effectuée en utilisant comme source de signal un synthétiseur à haute pureté spectrale (Marconi 2042) et des techniques de réduction du bruit d'amplitude [34]

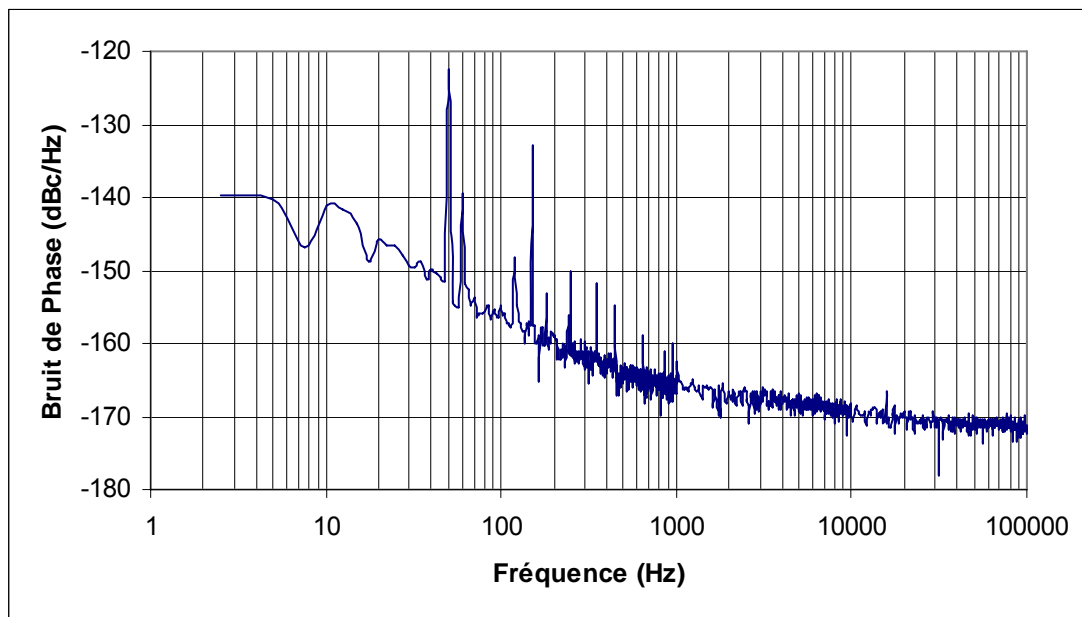


Figure III. 33 : Bruit de phase résiduel à 874.2 MHz du transistor BFR92P. La puissance en entrée du transistor était de -3 dBm. La base et le collecteur étaient chargés sur 50 Ohm. Le réseau de polarisation utilisée était celui de la basse impédance.

Le choix du résonateur à utiliser pour la réalisation d'un oscillateur à 874.2 MHz se présente entre trois possibilités différentes : un résonateur coaxial, un résonateur à onde de surface S.A.W. (de l'anglais, Surface Acoustic Wave) et un résonateur LC réalisé avec des composants CMS.

Le résonateur coaxial présente un bon coefficient de qualité (de l'ordre de quelques centaines) et une fréquence de résonance ajustable mais il est relativement encombrant à cette fréquence (15 mm × 5 mm).

Le résonateur S.A.W. présente un très bon coefficient de qualité en charge (de l'ordre de quelques milliers) et des dimensions relativement réduites. Toutefois, ce composant n'est disponible sur le marché que pour des fréquences fixes prédéfinies.

Le résonateur LC réalisé avec des composants CMS dispose d'un coefficient de qualité en charge de quelques unités. La fréquence de résonance est donc facilement ajustable et les dimensions d'un tel résonateur sont réduites.

La simulation du comportement en bruit de phase des oscillateurs réalisés avec ces trois différents résonateurs est montrée en Figure III. 34. Le modèle mathématique que nous avons utilisé pour visualiser ces courbes se base sur la théorie des oscillateurs synchronisés de Kurokawa et Leeson. La puissance du signal RF en entrée est de -30 dBm.

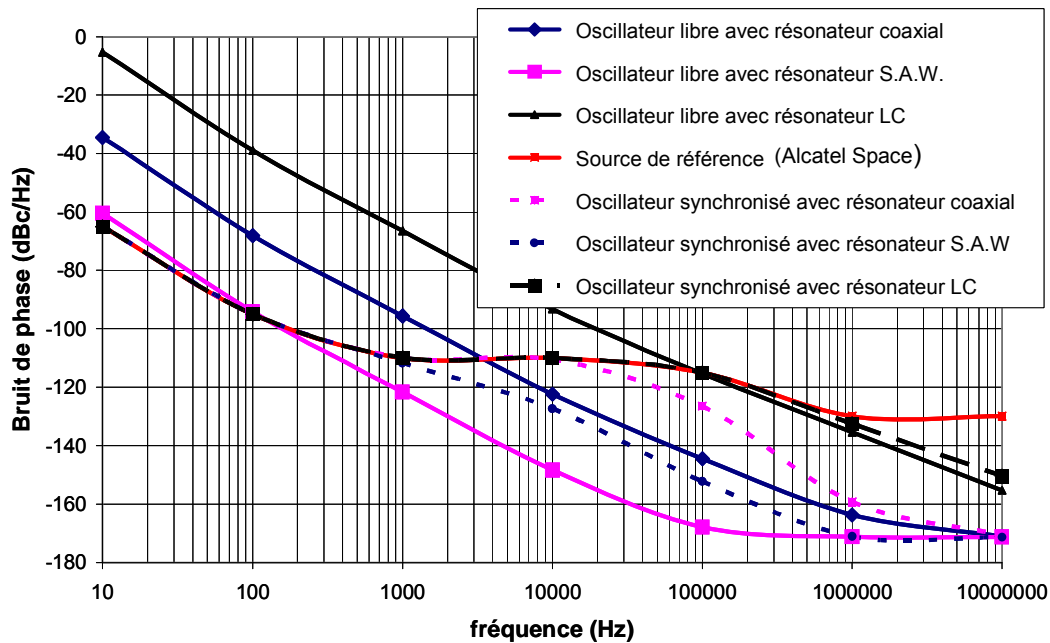


Figure III. 34 : Simulation du comportement en bruit de phase des oscillateurs réalisés avec résonateur coaxial, résonateur à onde de surface (S.A.W.) et résonateur LC à base de composants CMS. La puissance du signal RF en entrée est de -30 dBm

Toutes les configurations étudiées pour les oscillateurs de réception respectent, du moins jusqu'à un niveau RF d'attaque de -30 dBm, les spécifications en bruit de phase prévues pour la distribution optique d'un signal de référence à 874.2 MHz. Les solutions avec résonateur coaxial, ou SAW, conduisent même à une amélioration importante du bruit de phase à 100 kHz et 1 MHz par rapport à la source de référence. Cependant ces solutions sont plus complexes, plus volumineuses et plus chères que le simple oscillateur LC.

V.2.2. L'approche CAO

La topologie choisie pour la conception de l'oscillateur de réception à 874.2 MHz est celle de la contre-réaction série. Il s'agit de créer une résistance négative sur l'émetteur de l'élément actif, le transistor BFR92P, en utilisant des composants CMS. Le contrôle de la phase nécessaire pour permettre le démarrage de l'oscillation est réalisé du côté base avec des inductances CMS. De plus l'oscillateur doit présenter un accès pour le signal RF provenant de la chaîne optique.

La bande de synchronisation reste toutefois le principal paramètre à contrôler afin de préserver les spécifications en bruit de phase. Néanmoins, il faut tenir compte des pertes optiques introduites dans la liaison. Ces pertes simulent un nombre variable de récepteurs. Nous avons prévu, sur la base de la théorie des oscillateurs synchronisés, que si la demi bande de synchronisation descend à une valeur inférieure de 100 kHz, les spécifications en bruit de phase pour ce projet ne seront plus respectées.

Une première conception en régime linéaire a permis d'ajuster le diviseur de puissance (Figure III. 35) en entrée de l'oscillateur servant à injecter le signal synchronisant (la puissance doit être correctement répartie entre la boucle d'oscillation et l'entrée du signal de synchronisation).

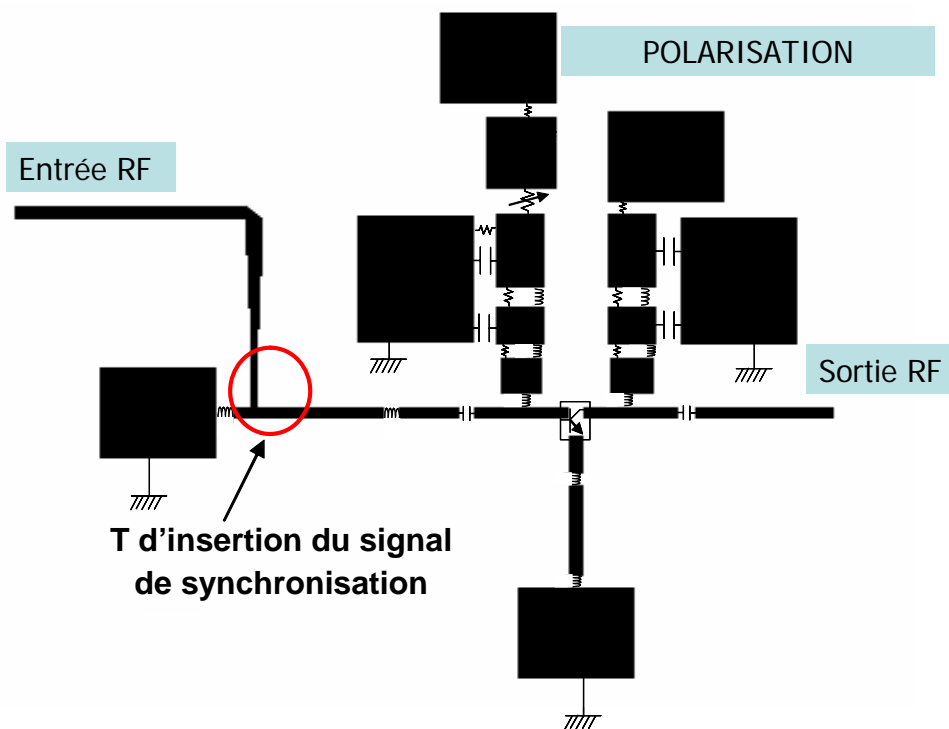


Figure III. 35 : Schématique de l'oscillateur à 874.2 MHz.

La méthode de la sonde, dont nous avons amplement parlé dans le Chapitre II, constitue un outil précieux afin d'optimiser la structure de l'oscillateur de réception. Nous avons ainsi testé différentes configurations pour l'oscillateur synchronisé. Par exemple nous avons simulé l'effet sur la bande de synchronisation de deux réseaux différents de polarisation du transistor. L'utilisation du réseau de polarisation qui impose une faible impédance sur la base du transistor permet de réduire le bruit basse fréquence généré par le transistor [60], [61]. Ceci a naturellement des effets bénéfiques sur le bruit de phase de l'oscillateur. Les courbes de

synchronisation obtenues avec un réseau de polarisation à basse impédance sont montrées en Figure III. 36.

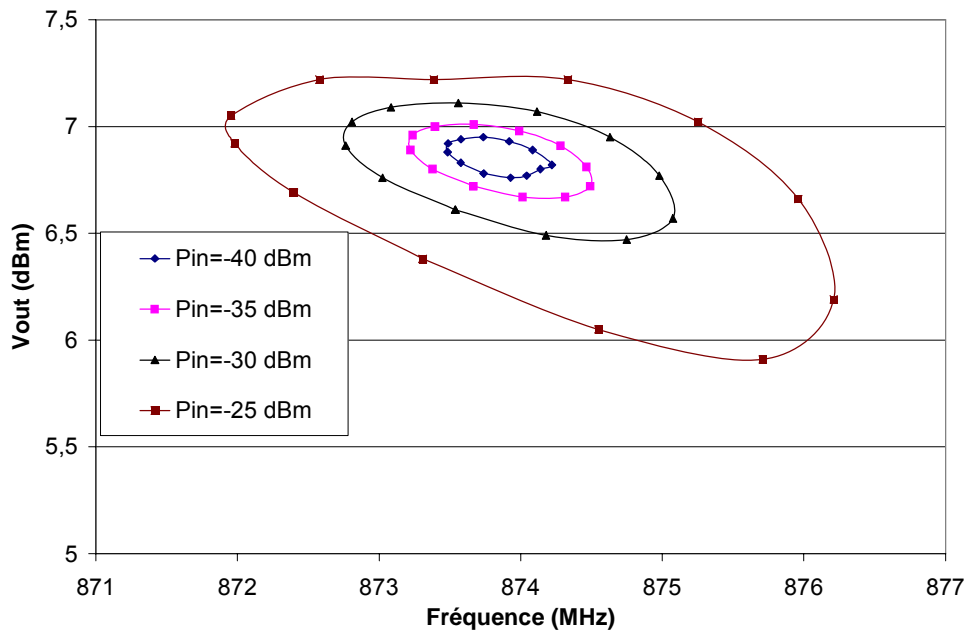


Figure III. 36 : Courbes de synchronisation de l'oscillateur à 874.2 MHz avec réseau de polarisation à basse impédance. Ces simulations ont effectuées en fonction de la puissance du signal d'entrée.

Contrairement au cas de l'oscillateur 10 MHz, les variations obtenues sur ces courbes en modifiant le réseau de polarisation n'ont pas été jugées significatives. Par conséquent, nous avons préféré adopter une technique de polarisation à basse impédance qui permet de court-circuiter le générateur en courant du bruit basse fréquence à la base du transistor.

V.2.3. Les performances en bruit de phase

L'oscillateur à 874.2 MHz avec entrée RF et sortie RF a été ensuite réalisé en Figure III. 37.

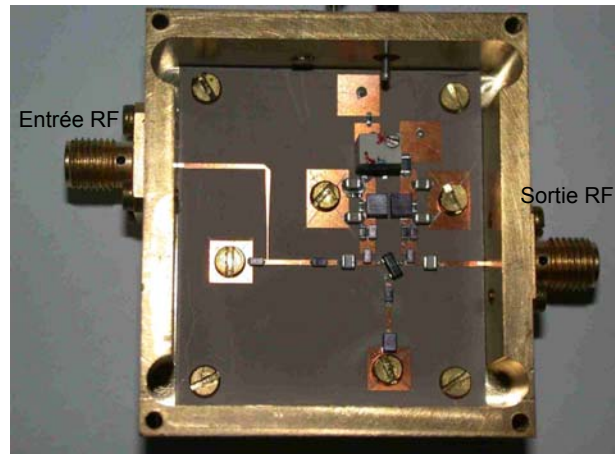


Figure III. 37 : Oscillateur à 874.2 MHz avec entrée RF et sortie RF.

Les performances en bruit de phase de ce circuit ont été mesurées et comparées aux résultats de la simulation avec ADS (Figure III. 38). Cette simulation a été effectuée grâce au modèle non linéaire du transistor (modèle Spice + ajustage des éléments parasites) à partir de la donnée mesurée du bruit basse fréquence.

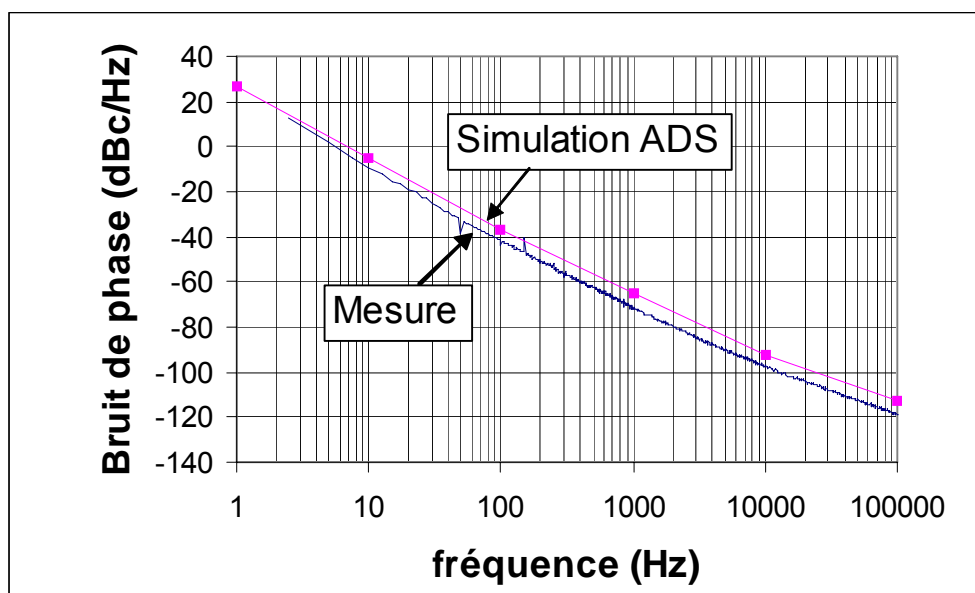


Figure III. 38 : Performances en bruit de phase de l'oscillateur à 874.2 MHz.

V.2.4. La bande de synchronisation

Compte tenu de la marge entre le niveau de bruit attendu et les spécifications du cahier de charge, nous n'avons pas utilisé aucun dispositif amplificateur entre la photodiode et l'oscillateur d'extrémité.

Dans ce cas, la photodiode est placée au plus près de l'oscillateur, et la puissance RF en sortie de la photodiode est transférée à l'élément actif de l'oscillateur pour la synchronisation de celui-ci. En pratique, cependant, lorsque la photodiode et l'oscillateur sont deux éléments séparés, il est nécessaire de passer par l'intermédiaire d'une ligne 50 Ohm (et d'un connecteur). Il est nécessaire également d'isoler un minimum le phénomène d'oscillation des variations de charge présentées sur cet accès. Pour cela, nous avons introduit un atténuateur 3 dB en entrée du photo-oscillateur qui, certes dégrade un peu la performance de synchronisation, mais isole très efficacement des variations de charge et assure une bonne fiabilité du système. Nous avons ensuite effectué la mesure de la bande de synchronisation de l'oscillateur pour différents niveaux de pertes optiques. Les résultats de ces mesures sont montrés en Figure III. 39.

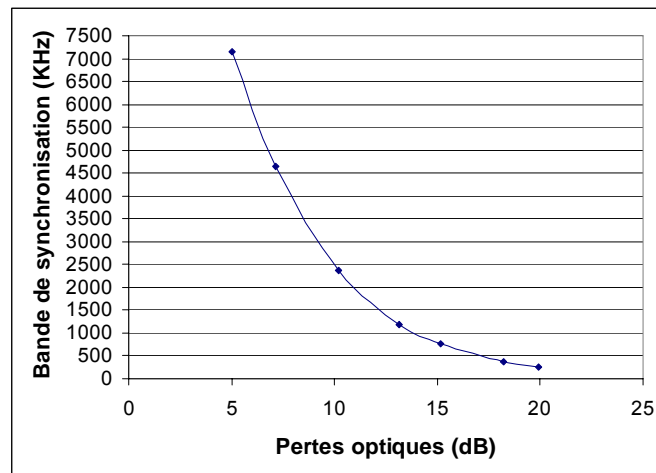


Figure III. 39 : Bande de synchronisation de l'oscillateur à 874.2 MHz.

Nous pouvons donc estimer que jusqu'à un niveau de 20 dB de pertes optiques la bande de synchronisation ne descend pas à une valeur inférieure à 100 kHz. Cette valeur constitue la limite inférieure que nous avons fixé pour respecter les contraintes en bruit de phase du projet.

V.2.5. Bruit de phase résiduel de la liaison avec oscillateur (entrée RF, sortie RF)

Le bruit de phase en boucle ouverte constitue un paramètre important pour contrôler la qualité de la liaison optique avec oscillateur. Nous disposons maintenant de tous les éléments nécessaires (bande de synchronisation, bruit de phase de l'oscillateur en libre, bruit des composants optoélectroniques dans la chaîne) pour pouvoir simuler avec précision ce type de paramètre, en fonction des pertes optiques. Le bruit de phase est calculé par l'approche analytique (Kurokawa), à partir des données de bruit mesuré pour l'oscillateur libre et des

données mesurées pour la bande de synchronisation. On constate que jusqu'à un niveau de 20 dB de pertes optiques la liaison avec oscillateur ne perturbe pas la source de référence (Figure III. 40). De plus elle assure un filtrage du bruit pour des fréquences supérieures à 1MHz.

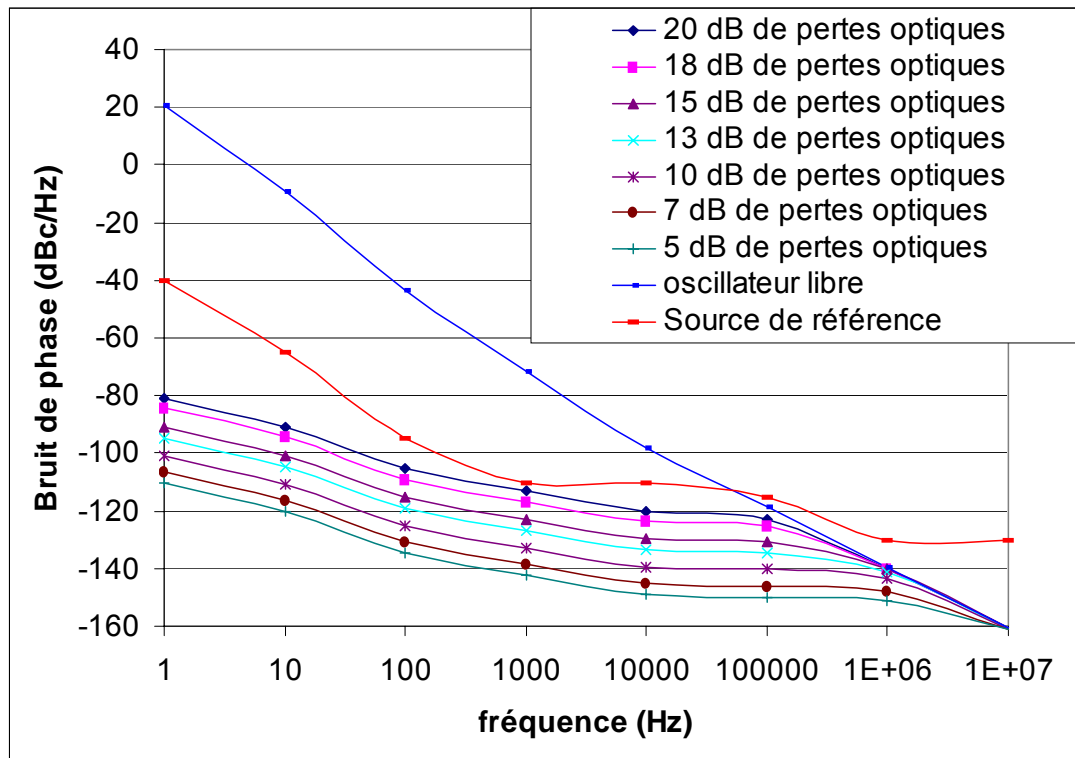


Figure III. 40 : Simulation du bruit de phase résiduel de la liaison optique à 874.2 MHz avec oscillateur.

Le bruit de phase de la liaison optique avec photo-oscillateur a ensuite été mesuré en boucle ouverte, pour différents niveaux de pertes optiques. Un résultat est présenté sur la Figure III. 41 pour un niveau de pertes optiques de 10 dB. L'accord théorie expérience est excellent, ce qui valide notre approche.

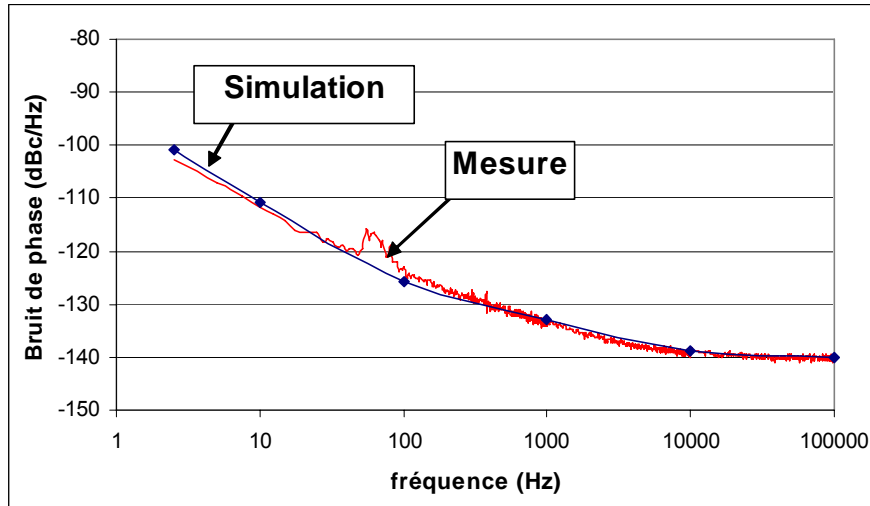


Figure III. 41 : Bruit de phase résiduel de la liaison optique à 874.2 MHz avec oscillateur pour 10 dB de pertes optiques. La comparaison entre simulation et mesure donne des résultats satisfaisants.

V.3 Conception d'un photo-oscillateur intégré

V.3.1. Les modifications apportées

La structure utilisée pour l'oscillateur à 874.2 MHz a été retenue pour la réalisation du photo-oscillateur avec entrée optique et sortie RF. Il s'agit cette fois d'intégrer directement dans le circuit la photodiode Thorlabs FGA04 et un élément d'adaptation entre le dispositif photosensible et l'oscillateur en cascade. Cet élément doit à la fois permettre que le fonctionnement de l'oscillateur soit préservé (fréquence et puissance) sans trop dégrader le phénomène de verrouillage de l'oscillateur sur le signal de synchronisation. Nous avons opté pour un réseau de résistances CMS en « T » entre la photodiode et l'oscillateur. Une image du photo-oscillateur avec entrée optique et sortie RF est montrée en Figure III. 42. Ce dispositif délivre une puissance de sortie constante de l'ordre de 2 dBm. Les performances en bruit de phase de l'oscillateur en libre sont équivalentes à celles montrées en Figure III. 38.

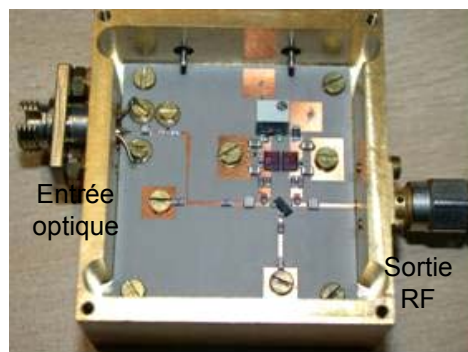


Figure III. 42 : montage du photo-oscillateur à 874.2 MHz.

V.3.2. Les tests en bruit de phase de la liaison avec photo-oscillateur intégré

Le bruit de phase de la liaison optique a été mesuré tout d'abord en boucle ouverte. Les performances relevées sont assez proches de celles relevées sur le dispositif en éléments séparés (Figure III. 40). Le but à l'origine de l'intégration sur un même substrat téflon de la photodiode et de l'oscillateur était de réduire les dimensions du circuit, mais aussi d'augmenter ses performances par une meilleure adaptation photodiode-oscillateur. Ce deuxième point s'est révélé plus difficile que prévu initialement. En effet, si la bande de synchronisation est simulable par la technique de la sonde, une optimisation de ce paramètre reste très difficile de par le temps de calcul nécessaire à chaque simulation.

Nous avons ensuite souhaité tester ces circuits dans des conditions proches de leur utilisation finale, c'est à dire vis-à-vis de la transmission d'un signal synthétisé issu d'un synthétiseur Anritsu 3694 à haute pureté spectrale. A la réception le signal est analysé par la technique de la PLL, à l'aide d'un synthétiseur Marconi 2042 utilisé comme source de référence.

Lors de ces tests, le laser Mitsubishi FU68PDF-V510M59B délivrait une puissance optique de 8,4 dBm. Les résultats sont montrés en Figure III. 43 pour deux différents niveaux de pertes optiques. Avec 10 dB de pertes optiques, le signal transmis est de qualité rigoureusement identique à celui mesuré sans liaison optique. Par contre, le palier observé entre 1 kHz et 100 kHz pour la liaison avec 18 dB de pertes optiques est lié à la contribution du bruit de phase du photo-oscillateur (les autres composantes du bruit correspondent au bruit propre des synthétiseurs).

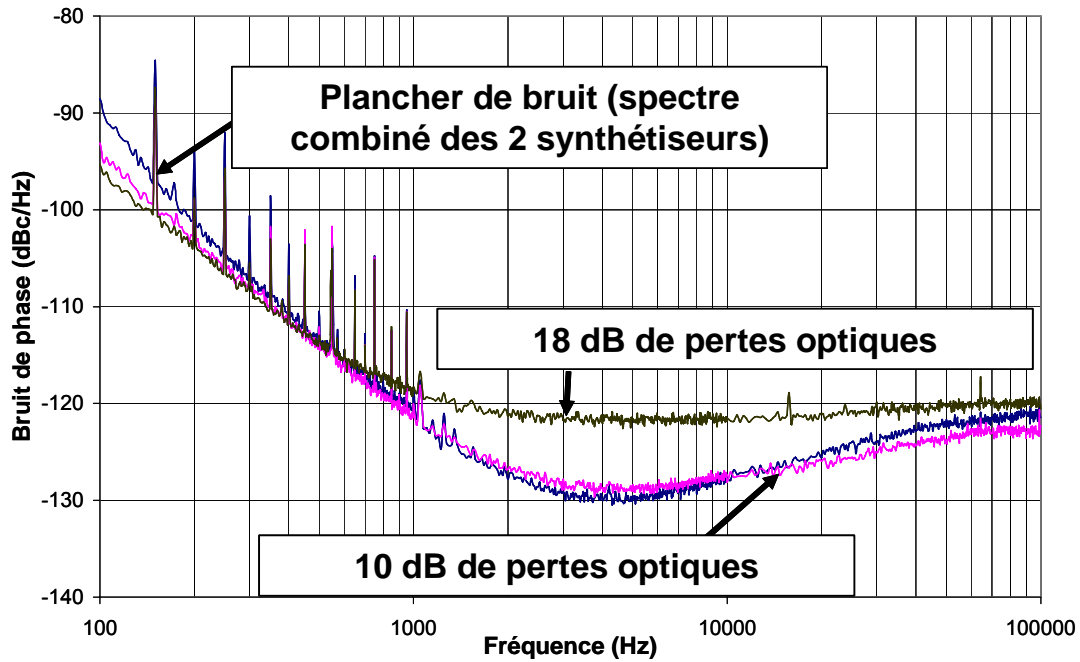


Figure III. 43 : Bruit de phase de la liaison avec photo-oscillateur pour différents niveaux de pertes optiques (mesure).

V.4 Bilan final de l'étude mené à 874.2 MHz

L'intérêt de l'approche « photo-oscillateur » comme élément de réception pour un réseau de distribution optique à 874.2 MHz a été démontré. Le principal avantage est lié à la puissance constante du signal délivré par ce dispositif. Les effets de filtrage du bruit loin de la porteuse ne sont cependant visibles que pour des fréquences de décalage très élevées, qui dépassent la valeur de 100 kHz comme on peut voir dans les courbes montrées en Figure III. 44. Ces mesures ont été effectuées à Alcatel Space : le dispositif laser utilisé lors de ces essais était le module Alcatel 1905 LMI, la puissance optique délivrée était 13 dBm avec une indice de modulation RF égale à 0.8, le niveau de pertes optiques introduites dans la liaison varie de 11 dB à 16 dB.

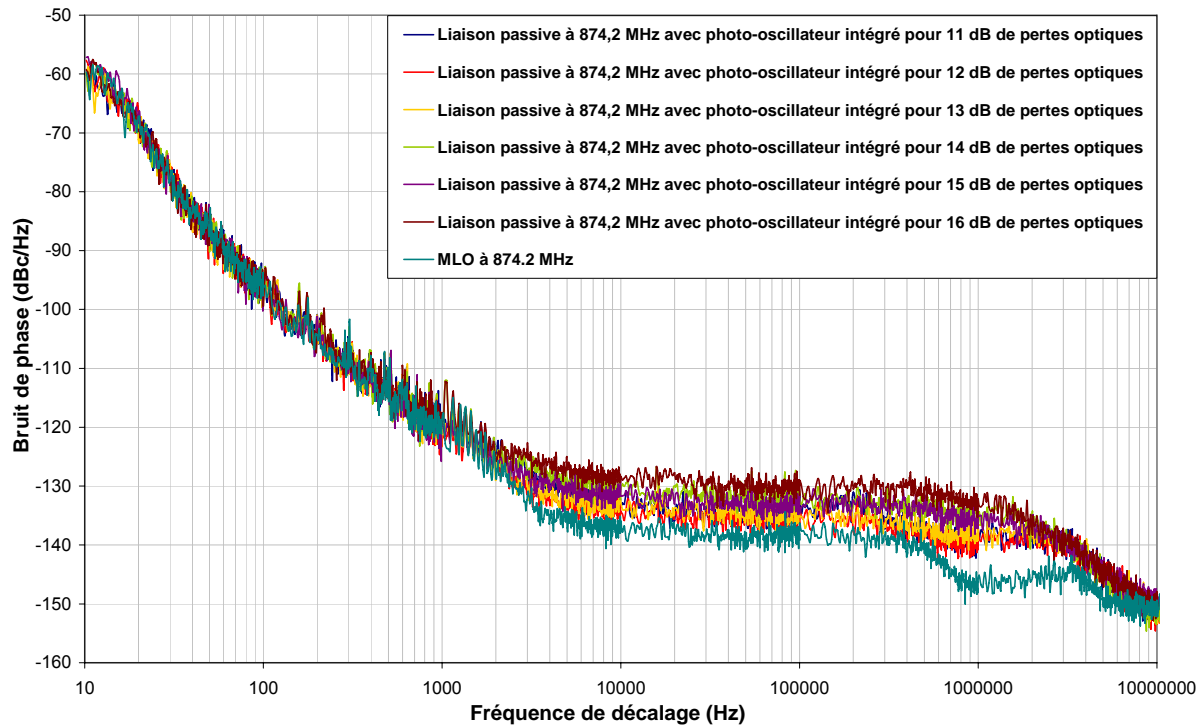


Figure III. 44 : Performances en bruit de phase de la liaison optique à 874.2 MHz avec photo-oscillateur. Le laser délivre une puissance optique de 13 dBm avec un indice de modulation de l'ordre de 0.8.

A l'intérieur de la bande de synchronisation et donc pour des fréquences inférieures à 100 kHz, le photo-oscillateur introduit un bruit additif qui devient de plus en plus élevé avec l'augmentation des pertes optiques (voir annexe). Cette dégradation reste à l'intérieur des spécifications fixées par le projet jusqu'à un niveau de 16 dB de pertes optiques environ.

Il est possible d'améliorer les performances du système avec :

1. l'introduction d'un étage d'amplification entre la photodiode et l'oscillateur en cascade ou, plus simplement, avec l'introduction d'une photodiode amplifiée, en préservant une architecture de la liaison de type passif.
2. l'introduction d'un amplificateur optique à l'intérieur de la chaîne de distribution avec photo-oscillateur, en utilisant une architecture de type actif
3. l'introduction simultanée d'une photodiode de réception amplifiée avant l'oscillateur RF et d'un amplificateur optique.

Ces modifications permettent de réduire la dégradation en bruit à l'intérieur de la bande de synchronisation de l'oscillateur et d'augmenter le niveau maximal de pertes optiques applicable à la liaison, au prix d'une augmentation de dispositifs électro-optiques présents dans la chaîne de distribution.

A ce propos, nous avons effectué plusieurs essais de la liaison à 874.2 MHz en utilisant deux entre les trois configurations décrites précédemment pour différents niveaux de pertes optiques. Le laser utilisé est encore le module Alcatel 1905 LMI. Ce laser délivre une puissance de 13 dBm avec un indice de modulation de 80 %. La photodiode amplifiée est le module Agilent 11982A suivie lors de ces essais par l'oscillateur avec entrée RF et sortie RF. Dans le cas de la liaison optique active, l'amplificateur optique utilisé est le module Alcatel OFA 1906 : la puissance optique à la sortie de l'amplificateur optique est de 18 dBm. Les résultats de mesure sont montrés pour différents budgets de pertes optiques en Figure III. 45 pour l'architecture passive avec photodiode amplifiée suivi de l'oscillateur à 874.2 MHz et en Figure III. 46 pour l'architecture active avec amplificateur optique et photodiode amplifiée suivie de l'oscillateur RF.

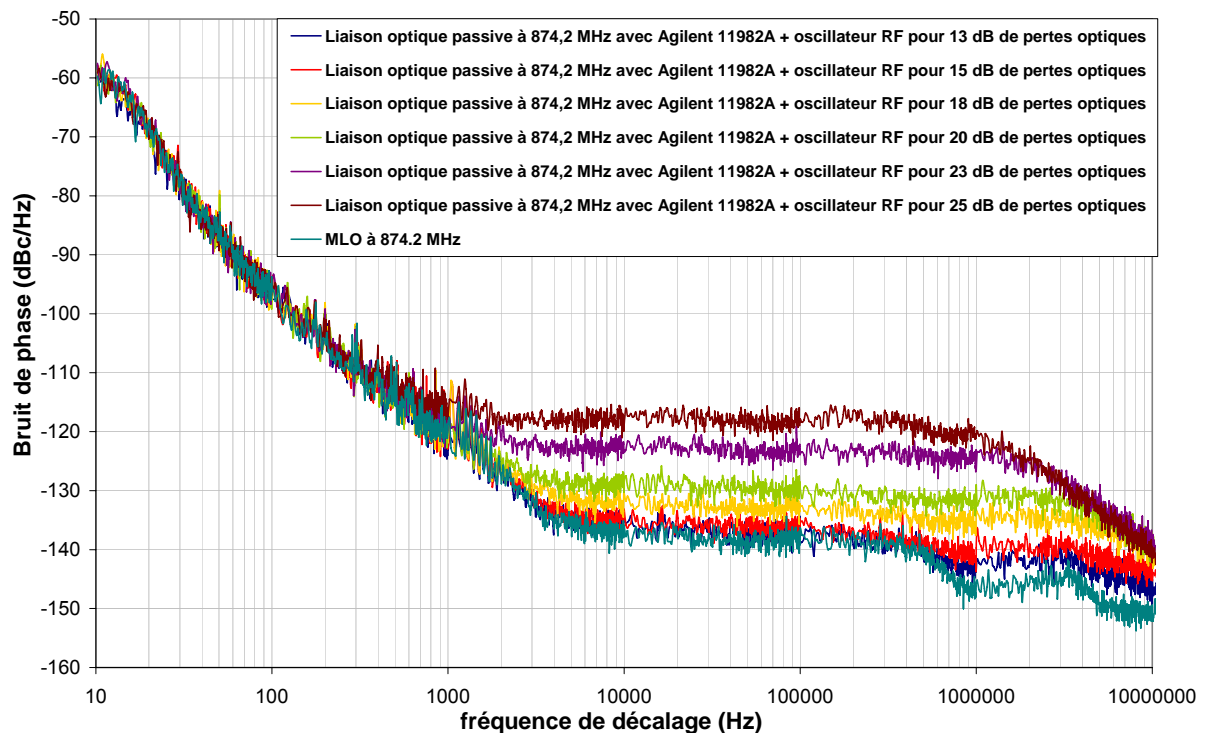


Figure III. 45 : Bruit de phase de la liaison à 874.2 MHz avec photodiode amplifiée suivie d'un oscillateur RF (architecture passive). Les pertes optiques varient de 13 dB à 25 dB.

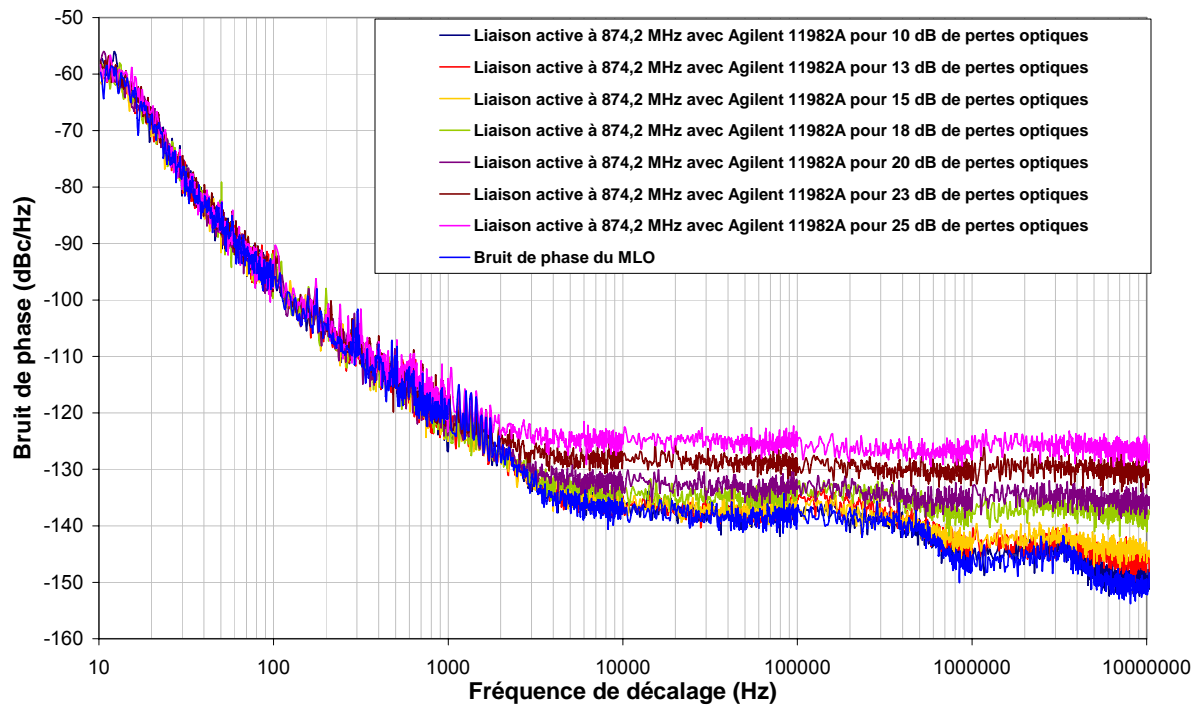


Figure III. 46 : Bruit de phase de la liaison à 874.2 MHz avec amplificateur optique et photodiode amplifiée suivie d'un oscillateur RF (architecture active). Les pertes optiques varient de 10 dB à 25 dB.

Par rapport au cas plus simple d'une liaison optique de type passif avec photo-oscillateur, on constate une amélioration nette du bruit de phase (par exemple de 10 dB environ dans le cas de 15 dB de pertes optiques, dans le deux configurations présentées).

La liaison conserve des performances répondant au cahier de charge jusqu'à environ 25 dB de pertes optiques, dans le cas d'une architecture active et avec l'introduction d'une photodiode amplifiée avant l'oscillateur RF.

Chapitre IV :
Les liaisons optiques analogiques pour la
distribution de signaux de référence micro-ondes

I. Introduction

L'intérêt de l'utilisation du « photo-oscillateur » comme dispositif de réception afin d'améliorer les performances d'une distribution d'oscillateurs locaux par fibre optique a été clairement mis en évidence lors du chapitre II.

Nous allons étudier dans ce chapitre deux solutions possibles pour l'implémentation de ce dispositif aux fréquences micro-ondes : la réception directe et la réception indirecte. Ces deux solutions seront utilisées pour améliorer les performances d'une liaison optique analogique dans le cas du transfert d'un signal OL micro-onde à 3.5 GHz.

La réalisation d'un photo-oscillateur implique la disponibilité d'un élément actif micro-onde chargé d'entretenir la puissance d'oscillation (amplificateur) et celle d'un élément sensible à l'onde optique pour assurer la synchronisation de l'oscillateur sur le signal transporté par voie optique. Ces deux éléments peuvent être intégrés en un seul composant : un phototransistor. On parle dans ce cas de photo-oscillateur à réception directe.

Dans le cas de la réception indirecte que nous avons utilisé jusqu'ici, la détection du signal optique modulé et la régénération du signal micro-onde ne sont pas assurées par un composant unique, mais par une photodiode rapide suivie d'un oscillateur, un amplificateur pouvant être intercalé entre les deux.

Le but de l'étude présentée dans ce chapitre est de comparer ces deux approches, en comparant plusieurs types de composants susceptibles d'être intégrés afin de réaliser ces fonctions : un transistor à effet de champ sur InP et un phototransistor à hétérojonction également sur InP pour la réception directe, une photodiode InGaAs du commerce (Discovery DSC30S) associé à un TBH SiGe pour la réception indirecte. La filière InP a été sélectionnée de par notre volonté de détecter une longueur d'onde de 1.55 μm , longueur d'onde correspondant aujourd'hui à la majorité de l'offre commerciale pour la partie émetteur (laser DFB à modulation directe, ou avec modulateur optique rapide).

Les composants ont fait tout d'abord l'objet d'une étude en bruit (bruit basse fréquence et bruit de phase résiduel), en présence et en absence d'éclairement, et ils ont été testés pour observer la réponse optique en fonction de la fréquence de modulation.

Enfin un circuit de test en oscillation (en éléments éclatés) a été utilisé pour évaluer les performances des photo-oscillateurs à 3.5 GHz réalisés avec ces différents composants et les perspectives de leur utilisation pour des photo-oscillateurs à des fréquences plus élevées.

Les travaux présentés dans ce chapitre ont été menés avec l'aide d'un chercheur mexicain, Horacio Martinez-Reyes, qui a effectué un séjour au LAAS durant l'année 2002.

II. Les photo-oscillateurs à réception directe

La réception directe du signal micro-onde transporté par l'onde lumineuse à l'intérieur d'un photo-oscillateur représente sans doute la solution la plus difficile à réaliser, mais certainement la plus attractive pour sa compacité et son intégrabilité. L'élément clé de cette approche est bien sûr le phototransistor, les performances en gain RF, en bruit et la réponse électro-optique constituent les caractéristiques fondamentales.

II.1 Les transistors : le HEMT InP et le photoTBH

Beaucoup de publications récentes indiquent que l'utilisation du transistor HEMT [62] et surtout du phototransistor TBH [63], [64], [65], [66] représentent des solutions très intéressantes pour la réalisation de photo-oscillateurs à réception directe.

L'intérêt du HEMT réside dans sa fréquence de coupure électrique très élevée, et dans sa disponibilité dans diverses fonderies (du moins pour le HEMT pseudomorphique, pas nécessairement pour le HEMT « lattice matched » sur InP). Outre la fonction amplification, la forte variation de la capacité grille-source avec la lumière rend également ce composant intéressant pour le contrôle d'un oscillateur (VCO à contrôle optique).

Il ne s'agit pas cependant d'un composant spécifiquement conçu pour des applications optiques, et on pouvait s'attendre à une photosensibilité un peu dégradée par rapport aux photodiodes InGaAs.

Nous avons utilisé dans notre cas un transistor HEMT réalisé à l'IEMN (Lille) [67]. La structure de ce transistor est montrée en Figure IV. 1. Nous avons effectué sur ce composant un éclairage de type vertical.

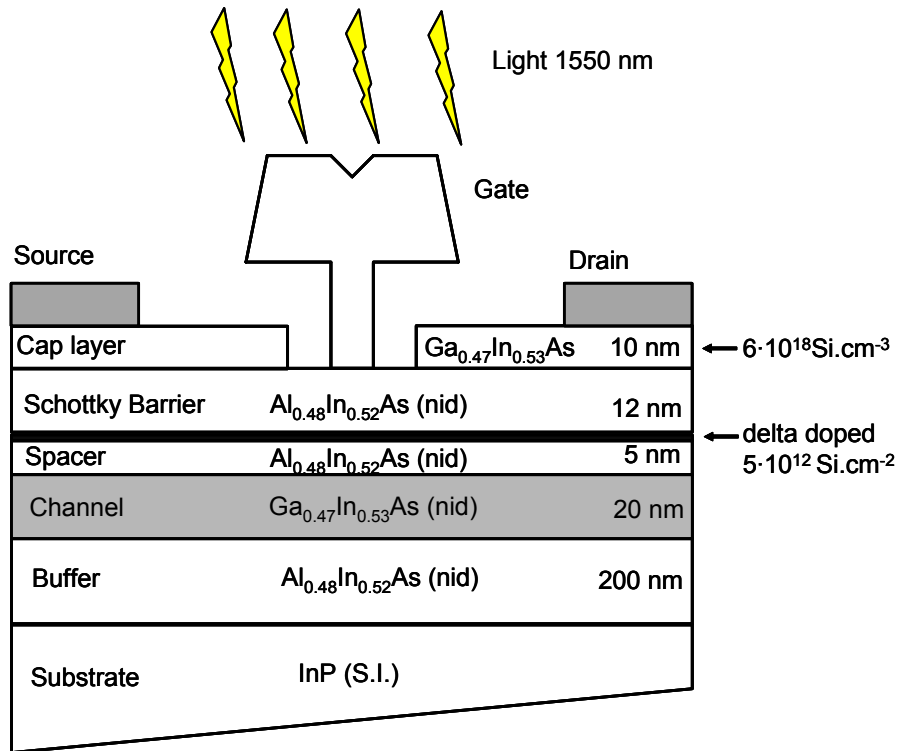


Figure IV. 1 : structure typique d'un HEMT sur InP

Ce transistor s'est révélé sensible à une illumination à 1.55 μm de sa région de grille et une étude relativement complète a donc été menée.

Pour ce qui concerne les phototransistors à hétérojonction sur InP, nous avons utilisé le transistor PV4E [68] réalisé aux laboratoires d'Alcatel Opto+. La structure de ce composant est montrée en Figure IV. 2.

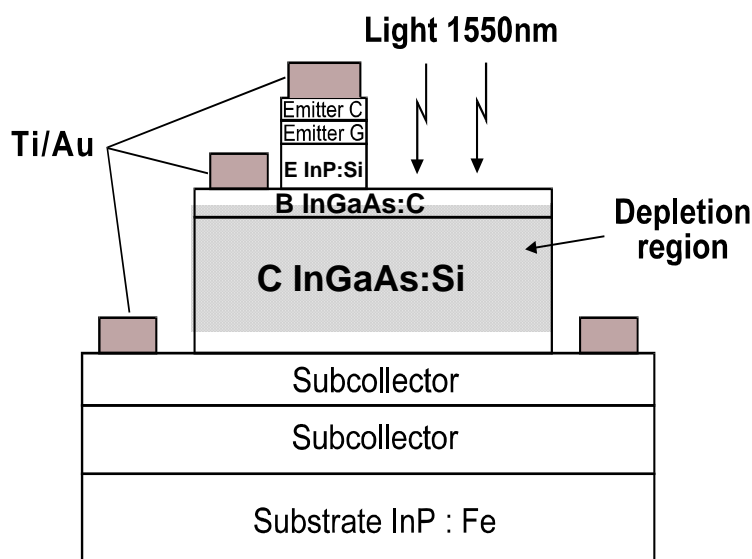


Figure IV. 2 : Section transversale du photoTBH PV4E.

Ce composant dispose d'une fenêtre optique qui facilite l'éclairage par une fibre lentillée. De plus, la fenêtre optique est séparée du contact de base électrique, ce qui assure une bonne pénétration du signal optique [69].

II.2 La caractérisation dynamique

Le comportement en fréquence de la réponse optique constitue un paramètre essentiel pour définir la qualité des transistors pour des applications hyperfréquences. Cette donnée est obtenue par l'analyse des paramètres S en transmission d'une chaîne optique complète, et après correction de la réponse en fréquence du module laser. Les résultats de ce type de mesure pour le HEMT et le photoTBH sont montrés en Figure IV. 3.

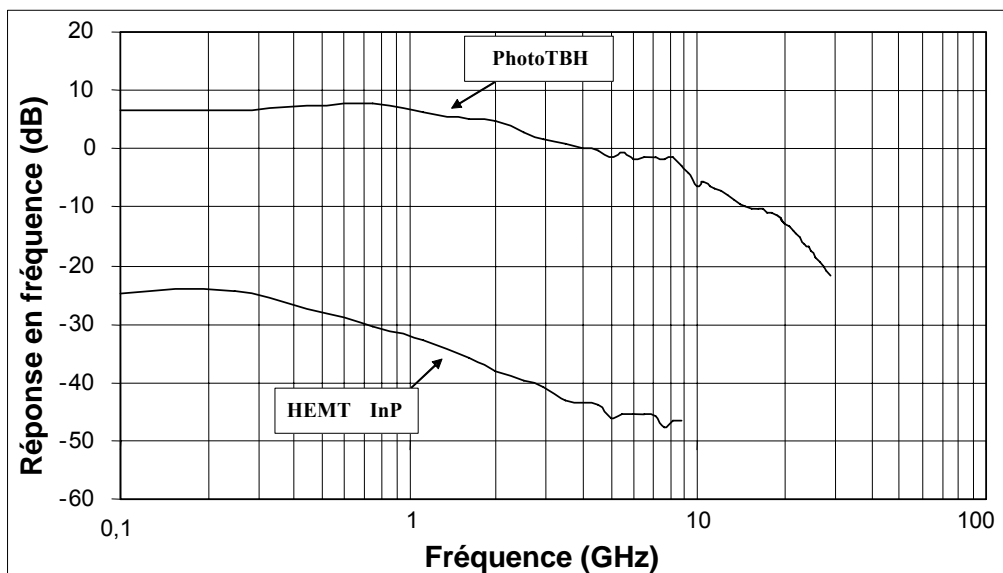


Figure IV. 3 : Réponse électro-optique de la liaison en fonction de la fréquence, corrigée des pertes en fréquence du laser, pour le photoTBH [69] et le HEMT.

En fait, seule la caractéristique en fréquence du transistor à effet de champ a été effectivement mesurée au LAAS. Quant à la réponse en fréquence du photoTBH nous représentons ici un résultat mesuré à OPTO+ à l'aide d'un modulateur optique 40 GHz [69].

Ces deux composants sont utilisables en hyperfréquences, mais pour le HEMT le contrôle optique ne peut excéder une fréquence de quelques gigahertz : la détection de la lumière est pénalisée par la présence d'une grille à forme de champignon dans le cas de l'illumination verticale. Le photoTBH présente par contre une fréquence de coupure optique élevée : la présence d'une fenêtre optique facilite la détection de la lumière et améliore les

performances de la réponse électro-optique et la dynamique de photo-génération des porteurs semble également plus efficace.

II.3 La caractérisation du bruit basse fréquence

Le bruit basse fréquence est un paramètre déterminant de la qualité du composant pour des applications « oscillateur ». Le but de notre étude était d'évaluer l'effet de l'éclairement sur ce bruit, pour être à même d'analyser ensuite plus en détail les résultats en oscillation.

Seul le bruit équivalent en tension en entrée est ici considéré. En effet, pour le transistor à effet de champ, le bruit en courant est négligeable, et pour le transistor bipolaire, on peut toujours le court-circuiter en utilisant une alimentation basse impédance (voir chapitre III).

La mesure du bruit basse fréquence a été effectuée avec ou sans éclairage par le signal issu du laser 1.55 μm . Le banc de mesure utilisé pour ces tests est montré en Figure IV. 4.

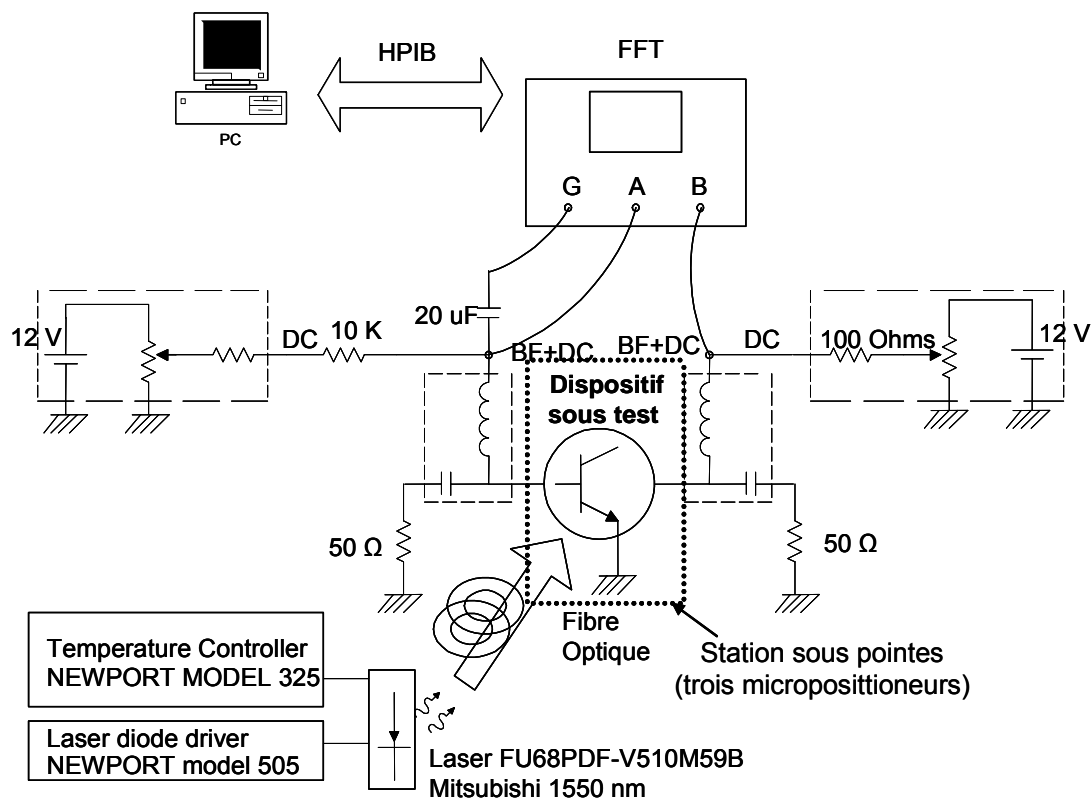


Figure IV. 4 : Configuration expérimentale utilisée pour la mesure du bruit basse fréquence des phototransistors.

Les résultats obtenus pour le HEMT InP et le photoTBH sont montrés respectivement en Figure IV. 5 et en Figure IV. 6 en présence et en absence d'illumination. La présence de lumière implique une modification importante du photocourant. Toutefois le bruit basse fréquence n'est que faiblement influencé par ces changements.

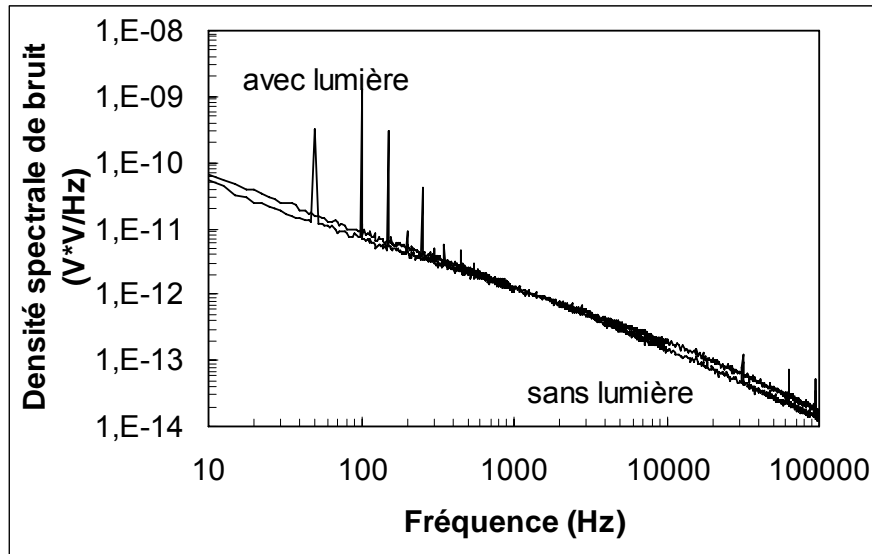


Figure IV. 5 : Bruit basse fréquence du transistor HEMT InP sans et avec illumination. La puissance du signal optique est de 5 dBm, le courant de drain passe de 4.76 mA sans illumination à 6.54 mA avec illumination. La tension de polarisation grille-source est de -0.4 V, la tension drain-source est 0.6 V.

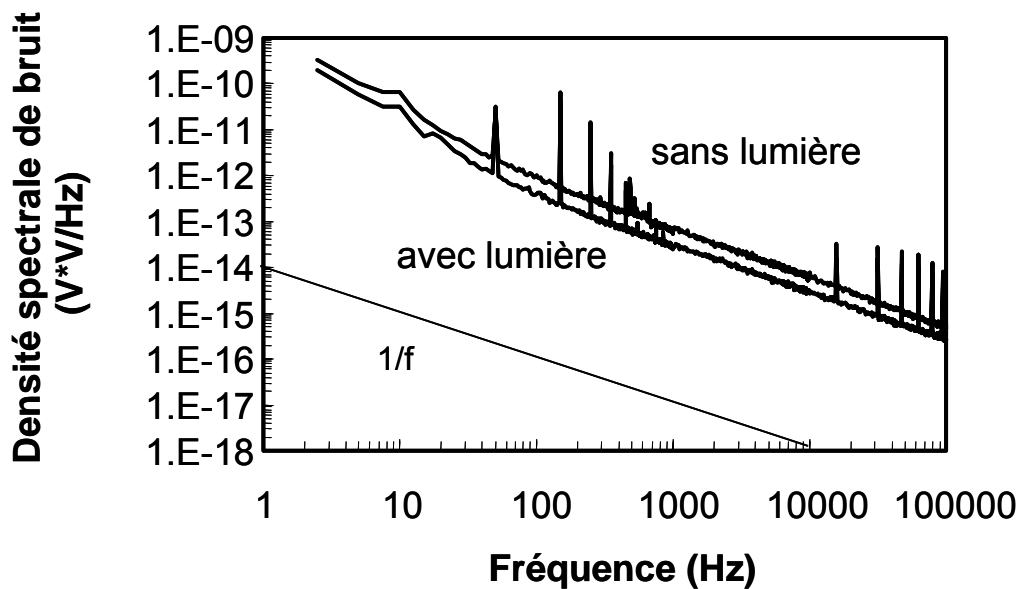


Figure IV. 6 : Bruit basse fréquence du photoTBH avec et sans illumination. La puissance optique délivrée au bout de la fibre lentillée est de -1 dBm. Le courant de collecteur passe de 6 mA sans illumination à 10.2 mA avec illumination. La tension de polarisation base-collecteur est de 1.6 V.

Un fait notable est que dans le cas du photoTBH la densité spectrale de bruit basse fréquence avec illumination est inférieure à celle sans éclairage (malgré un accroissement de courant). La source de bruit en tension équivalente est donc légèrement réduite avec la présence d'un signal optique. Cela ne signifie pas cependant que le bruit en $1/f$ s'améliore sous éclairage. Il s'agit plus probablement d'un effet du schéma équivalent BF du composant.

II.4 Le bruit de phase résiduel

Le bruit de phase résiduel, ou en boucle ouverte, représente les fluctuations de phase introduites par le phototransistor à l'intérieur du photo-oscillateur. La technique utilisée pour effectuer ces caractérisations est celle de la mesure de la fluctuation de phase sur deux mélangeurs par corrélation croisée. La configuration expérimentale que nous avons utilisée pour effectuer ces tests est montrée en Figure IV. 7. La source de référence à 3.5 GHz est constituée par un DRO Miteq. La source optique est le laser Mitsubishi FU68PDF-V510M59B à 1.55 μm , utilisé ici comme source statique.

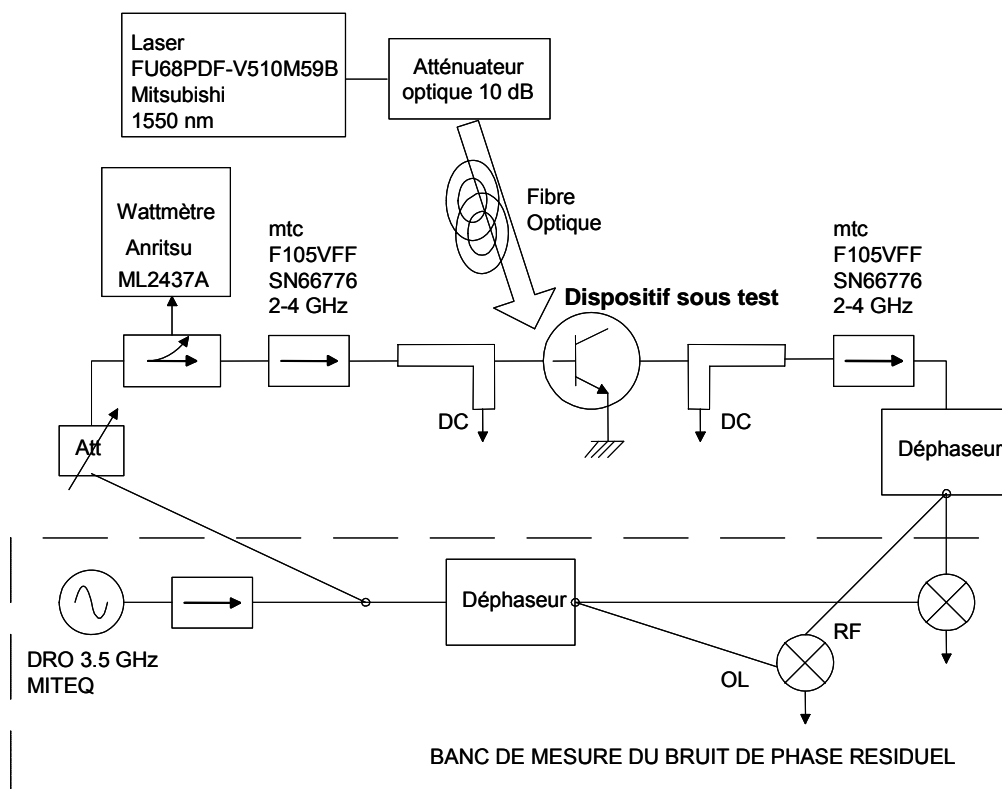


Figure IV. 7 : Banc de mesure du bruit de phase résiduel.

Nous allons maintenant présenter les résultats obtenus avec ou sans éclairage. Nous nous sommes occupés d'observer le comportement en bruit de phase des phototransistors selon leur différents régimes de fonctionnement: le régime linéaire, le régime saturé et la zone intermédiaire. Les cas du HEMT et du photoTBH sont traités en deux sections séparées.

II.4.1. Le HEMT sur InP

Les résultats obtenus pour le HEMT sont représentés sur les figures suivantes.

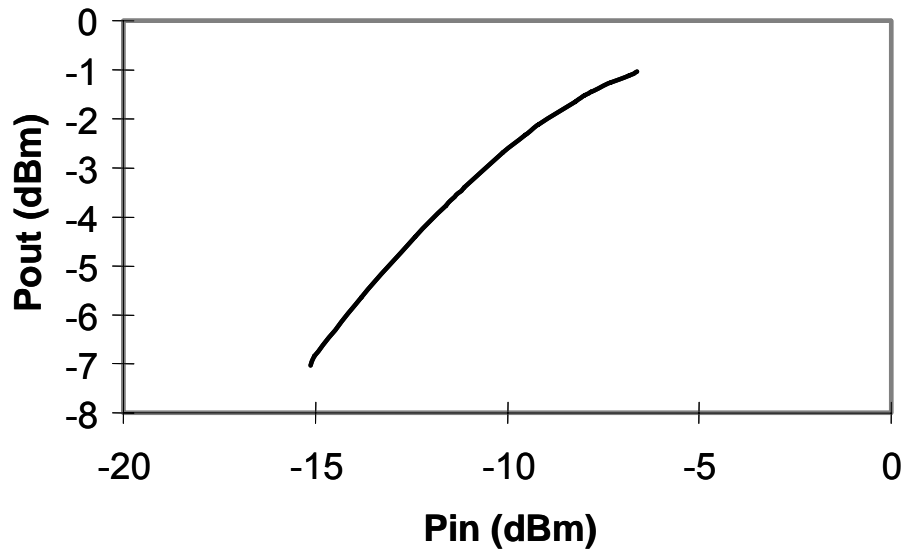


Figure IV. 8 : Réponse en puissance du transistor HEMT sur InP pour un signal injecté à 3.5 GHz.

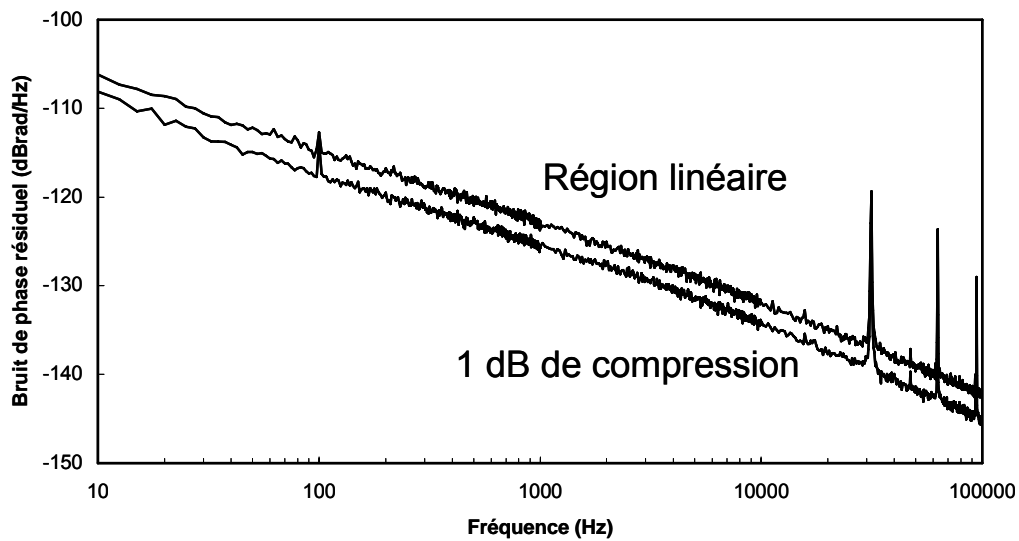


Figure IV. 9 : Bruit de phase résiduel du transistor HEMT à 3.5 GHz non illuminé. La puissance du signal d'entrée est respectivement de -15.2 dBm et -8.2 dBm.

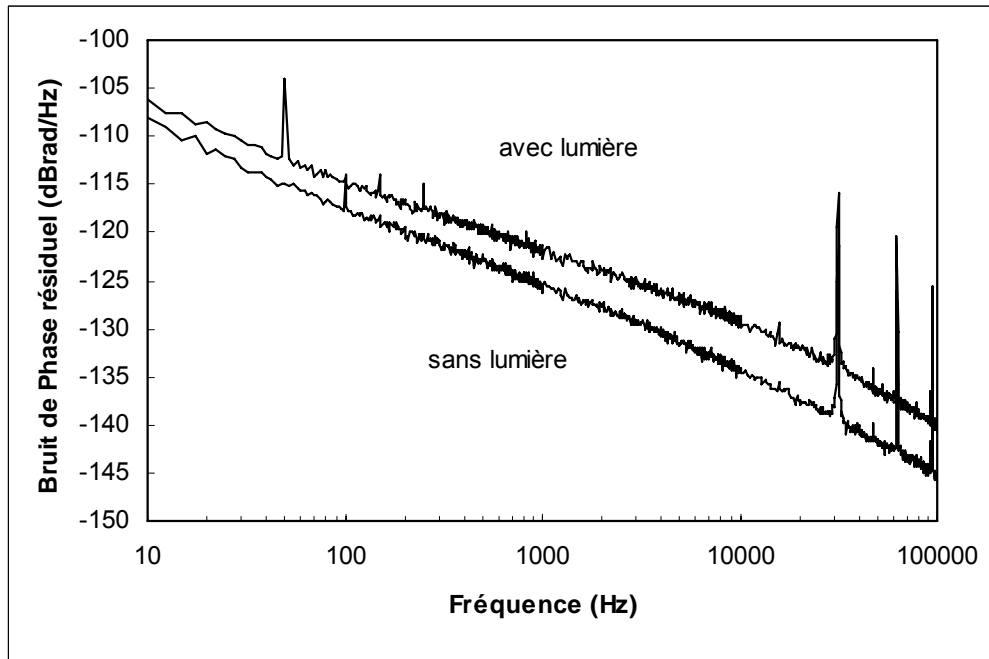


Figure IV. 10 : Bruit de phase résiduel du HEMT à 3.5GHz à 1dB de compression sans et avec éclairage. La puissance du signal optique est de 4.76 dBm

En conclusion, le bruit de phase de ce composant est comparable à des données relevées sur d'autres composants FET hyperfréquences [70] et est relativement peu influencé par l'éclairage.

II.4.2. Le photoTBH

Les résultats de mesure pour le photoTBH sont représentés sur les figures suivantes.

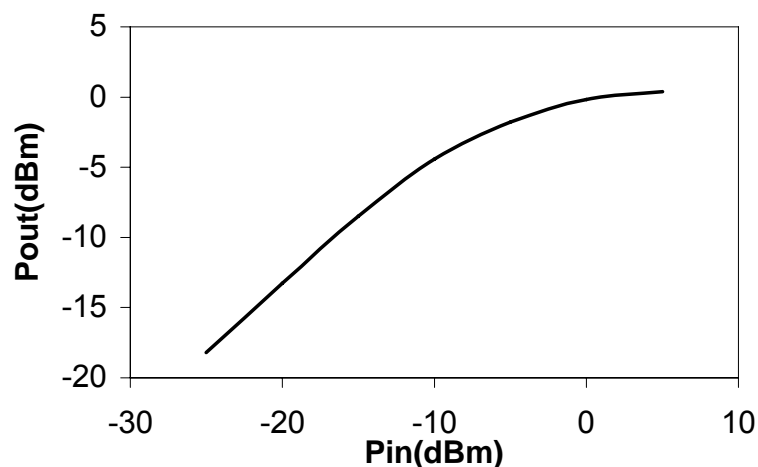


Figure IV. 11 : Puissance de sortie en fonction de la puissance du signal injecté à 3.5 GHz (sans éclairage).

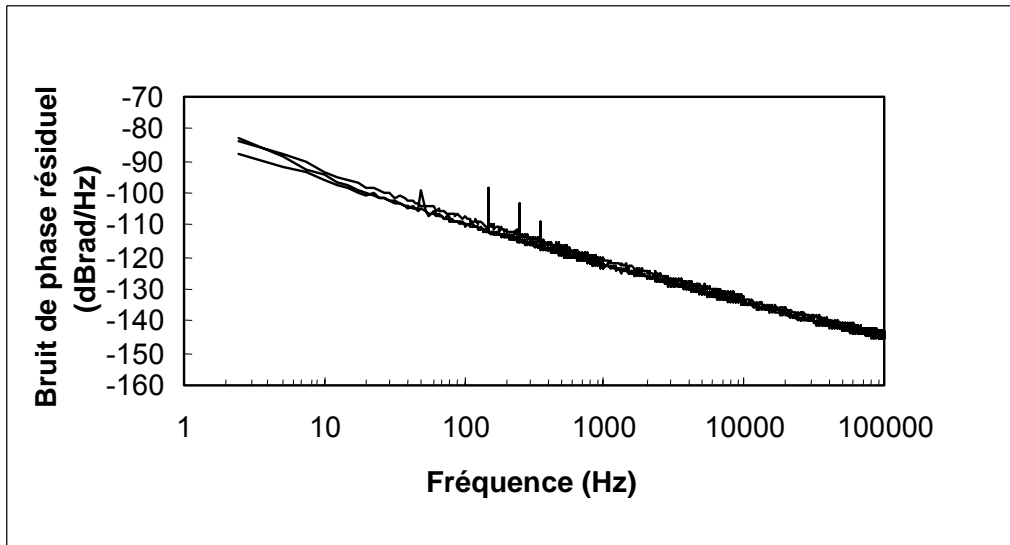


Figure IV. 12 : Bruit de phase résiduel à 3.5 GHz du photo TBH non illuminé pour différents niveaux de puissance du signal d'injection micro-onde (respectivement -11.3 dBm, -7 dBm, et -1 dBm).

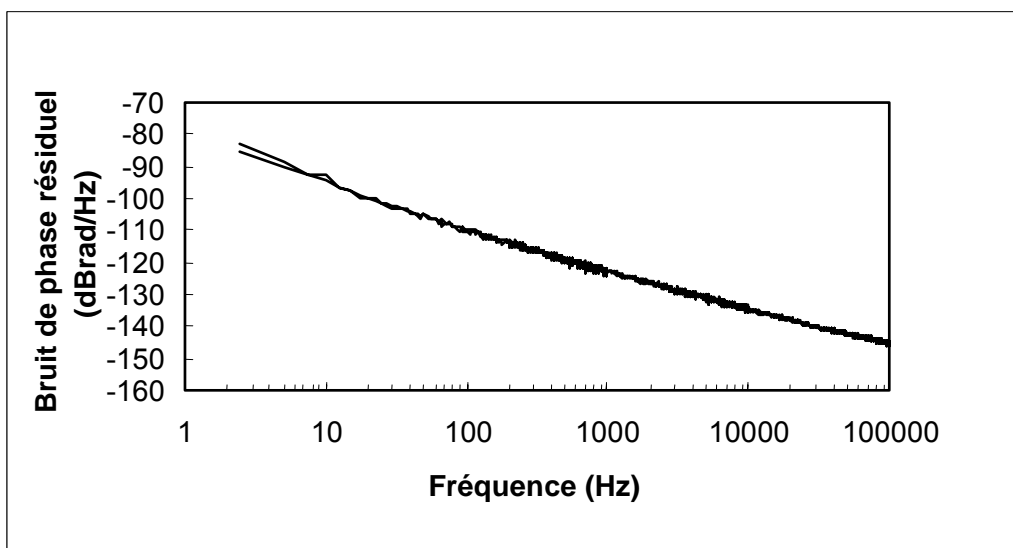


Figure IV. 13 : Bruit de phase résiduel à 3.5 GHz du photoTBH sans et avec éclairage. La puissance du signal optique délivré par le laser est de 9 dBm, un atténuateur optique de 10 dB a été introduit dans la liaison. La puissance du signal micro-onde est de -1 dBm.

En conclusion, les résultats des mesures de bruit de phase résiduel du photoTBH ne montrent pas de variations appréciables, ni en fonction de la puissance d'attaque, ni de l'éclairage.

Le bruit de phase du photoTBH correspond au bruit de phase typique d'un transistor de ce type et ne présente pas une dépendance importante en fonction des signaux optiques et micro-ondes appliqués.

II.5 Conversion du bruit basse fréquence en bruit de phase résiduel

Le bruit basse fréquence et le bruit de phase résiduel ont été mesurés en boucle ouverte. La corrélation entre ces deux types de bruit peut être partielle ou complète. Toutefois, cette corrélation est habituellement indépendante de la fréquence et se traduit en une constante. Nous rappelons que pour un oscillateur le bruit basse fréquence ΔV génère des fluctuations de phase $\Delta\phi_t$ au niveau du transistor, ces fluctuations de phase se transforment en suite en fluctuations de fréquence Δf dans le circuit oscillateur en boucle fermée.

Le coefficient de conversion K_ϕ est obtenu simplement en effectuant la division du bruit de phase résiduel par le bruit basse fréquence pour chaque valeur de fréquence. Ce type de calcul a été effectué pour les deux transistors photosensibles et le résultat est montré en Figure IV. 14

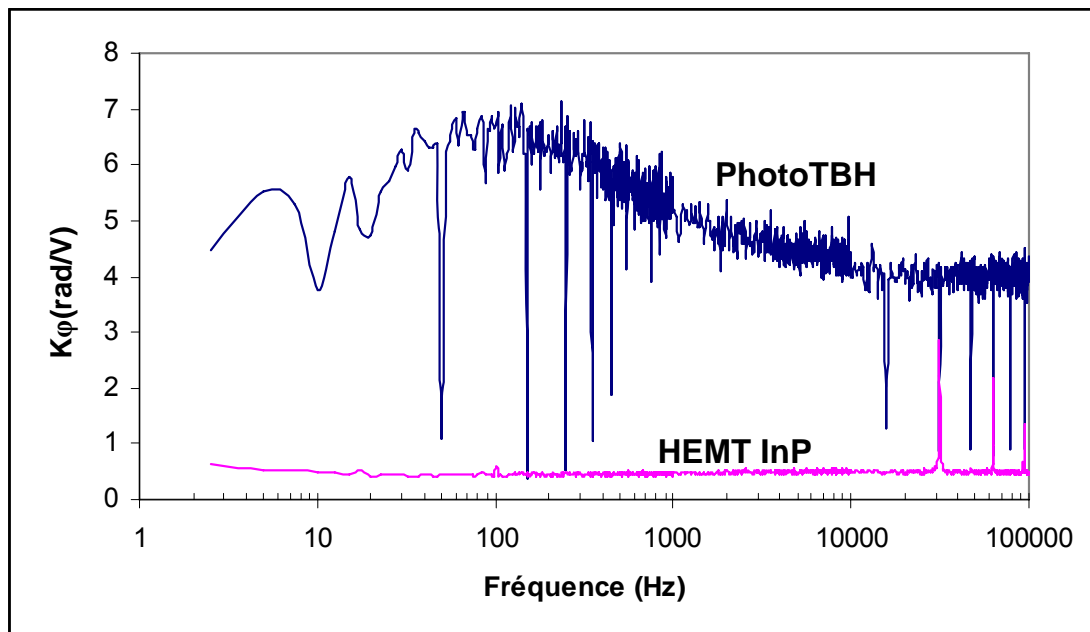


Figure IV. 14 : Coefficient de conversion du bruit basse fréquence en bruit de phase en fonction de la fréquence pour les deux transistors photosensibles.

On observe que dans le cas du HEMT le coefficient de conversion K_ϕ reste constant et égal à 0,5 rad/V à peu près sur toute la bande de fréquence examinée.

Pour le photoTBH, le phénomène de conversion du bruit basse fréquence en tension sur la base en bruit de phase semble plus complexe et ne peut pas être décrit par une constante.

Ceci montre qu'un modèle en bruit de ce composant devra comporter plusieurs sources de bruit intrinsèques et risque d'être relativement difficile à extraire.

La modélisation complète non linéaire + bruit du photoTBH était envisagée à l'époque de ces travaux, mais n'a finalement pas été menée à son terme.

II.6 Transmission d'une source synthétisée à 3.5 GHz

Nous allons présenter maintenant les résultats en bruit de phase des photo-oscillateurs à 3.5 GHz réalisés en utilisant comme élément actif respectivement le HEMT sur InP et le photoTBH. Les photo-oscillateurs sont synchronisés sur le signal micro-onde issu d'une source synthétisée à 3.5 GHz et transmis par voie optique à travers une fibre clivée (dans le cas du HEMT) ou lentillée (dans le cas du HEMT).

II.6.1. La configuration expérimentale des tests

Le banc de mesure utilisé pour la mesure du bruit de phase des photo-oscillateurs à réception directe à 3.5 GHz est présenté en Figure IV. 15.

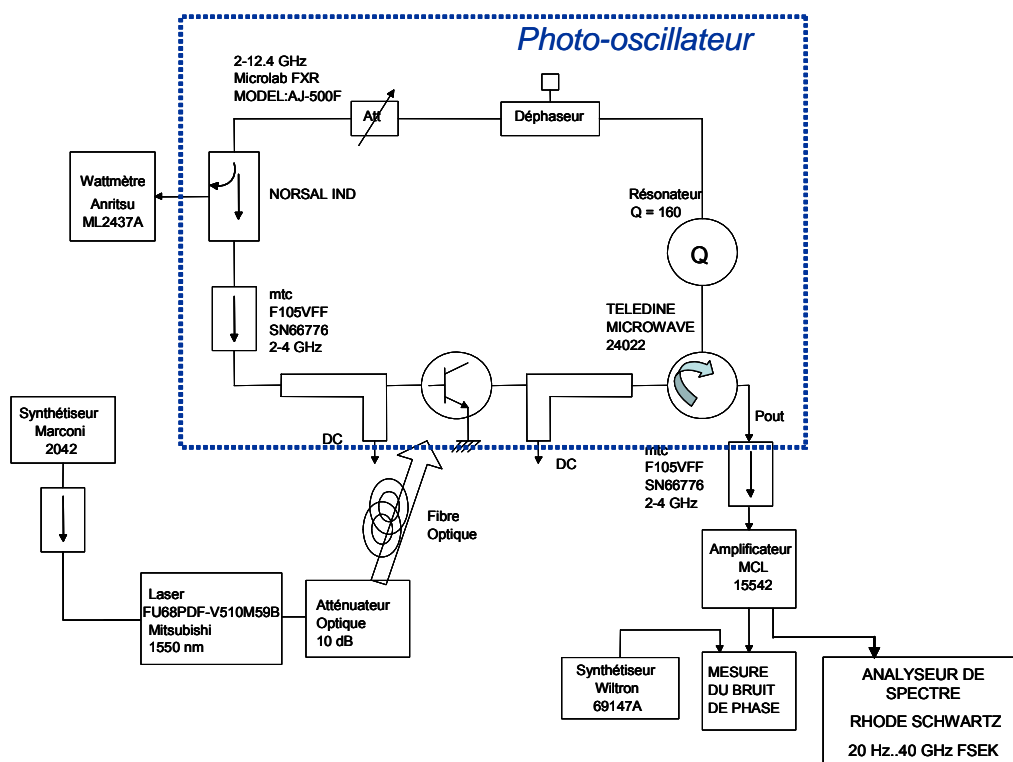


Figure IV. 15 : configuration expérimentale pour le test des photo-oscillateurs à 3.5 GHz (mesure de la plage de synchronisation et du bruit de phase).

Le résonateur utilisé à l'intérieur de la boucle d'oscillation du photo-oscillateur présente un coefficient de qualité en charge de l'ordre de 160. L'oscillation est déclenchée en ajustant le déphaseur à l'intérieur de la boucle d'oscillation. Un coupleur permet de mesurer le niveau de puissance du signal micro-onde en entrée du transistor. La source de référence utilisée pour

moduler en amplitude le laser est le synthétiseur Marconi 2042. Le synthétiseur Wiltron 69147A est quant à lui utilisé au niveau du banc de bruit de phase pour la calibration du système.

La synchronisation des photo-oscillateurs à réception directe est réalisée par éclairage direct des phototransistors par l'onde optique modulée. La puissance optique délivrée par le laser est de 8 dBm. Un atténuateur optique de 10 dB a été introduit dans la liaison afin de limiter la puissance d'éclairage dans le cas du photoTBH. Le taux de modulation d'amplitude du signal optique est environ 0.25.

II.6.2. Les résultats

Le comportement en bruit de phase des photo-oscillateurs à 3.5 GHz est montré en Figure IV. 16 dans le cas du transistor HEMT sur InP et en Figure IV. 17 dans le cas du photoTBH. Les courbes montrent le bruit de phase du photo-oscillateur en régime synchronisé et en libre.

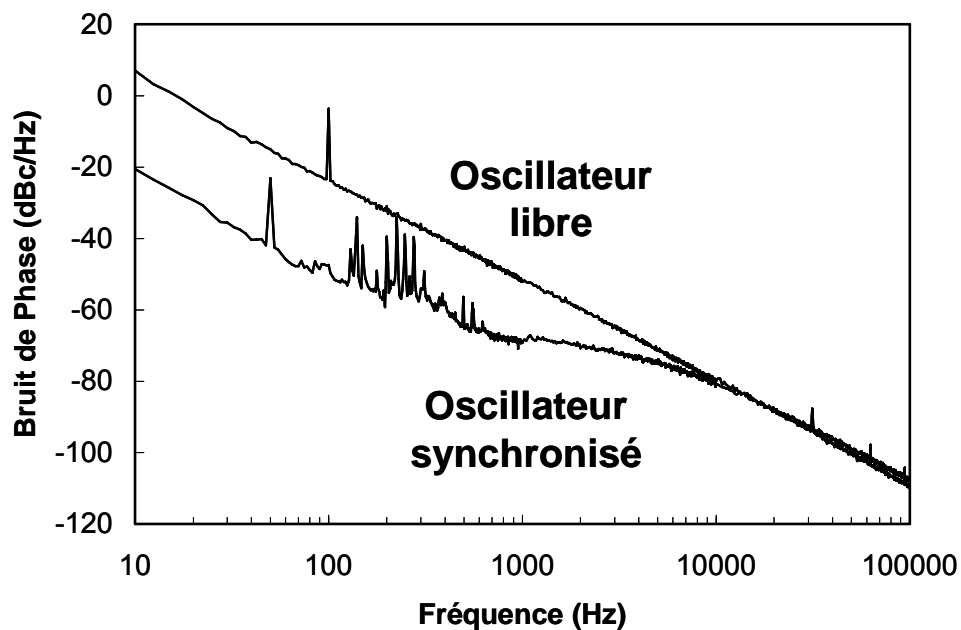


Figure IV. 16 : Bruit de phase du photo-oscillateur à 3.5 GHz avec transistor HEMT. La puissance optique au bout de la fibre est de 8 dBm.

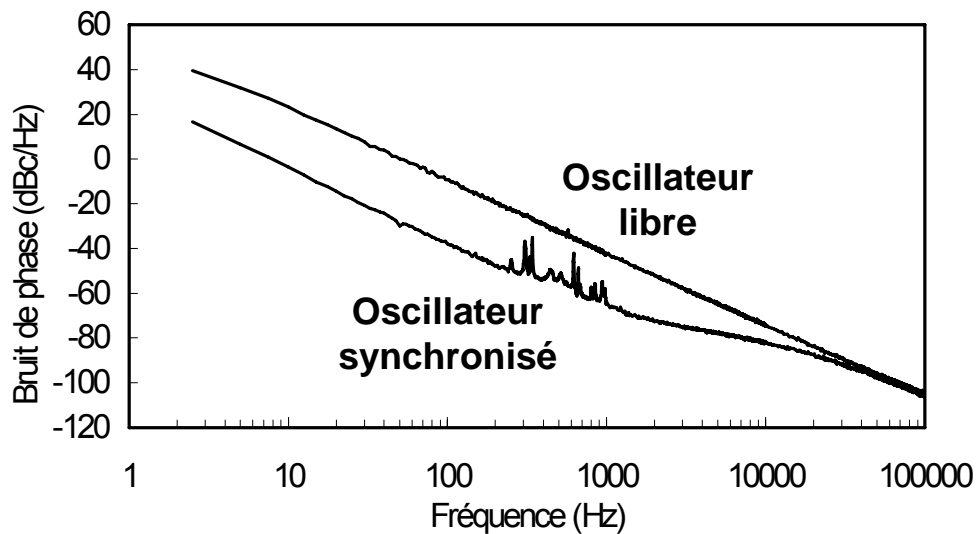


Figure IV. 17 : Bruit de phase du photo-oscillateur à 3.5 GHz avec photoTBH. Les courbes traitent les cas du photo-oscillateur synchronisé et en libre. La puissance optique délivrée par le laser est de 8 dBm, un atténuateur optique de 10 dB a été introduit afin de limiter l'éclairage du photoTBH.

La courbe typique de bruit de phase d'un oscillateur synchronisé présente, pour des fréquences supérieures à la demi bande de synchronisation, le même bruit de phase que l'oscillateur en libre (avec dans ce cas une pente de -30 dB/décade). Pour des fréquences inférieures à la demi bande de synchronisation, la pente devient de -10 dB/décade et enfin près de la porteuse le bruit de phase de l'oscillateur synchronisé dépend du bruit propre de la source de synchronisation et présente à nouveau une pente de -30 dB/décade. C'est ce qu'on observe dans les mesures effectuées sur les deux photo-oscillateurs à réception directe.

A bande de synchronisation équivalente, la puissance optique requise est beaucoup plus faible pour le photoTBH que pour le transistor à effet de champ. Si les deux composants sont proches en terme de bruit, le phototransistor est beaucoup plus performant pour détecter le signal optique modulé en micro-ondes.

La conception d'un photo-oscillateur à réception directe avec un transistor HEMT n'est donc possible que seulement pour des fréquences micro-ondes relativement basses. On se situe ici aux limites en fréquence pour ce type d'application avec ce composant. Ce résultat est contraire cependant à un résultat publié dans la référence [62], faisant état de la réalisation d'un photo-oscillateur à base de HEMT à 38 GHz, éclairé par un signal optique à 1.55 μm . Il est possible néanmoins que la technique d'injection du signal optique utilisée par Furuta et al. soit différente de la notre. En effet une injection par le substrat évite l'effet d'ombre de la

grille et amène plus efficacement le signal optique dans la zone active du HEMT [71]. Ce point n'est pas détaillé dans la référence [62]

En conclusion, le photoTBH est le meilleur composant pour une approche photo-oscillateur pour le transfert de signaux de référence aux fréquences micro-ondes, et probablement aussi aux fréquences millimétriques.

III. Les photo-oscillateurs à réception indirecte

Une autre topologie possible du photo-oscillateur micro-onde est celle à réception indirecte. Cette solution nécessite une photodiode rapide pour détecter le signal optique modulé et un transistor qui présente des bonnes performances en gain pour régénérer le signal micro-onde à l'intérieur de la boucle d'oscillation, tout en préservant un faible bruit de phase. Une telle configuration n'est bien sûr pas optimale vis à vis de la compacité du circuit ou de l'intégrabilité, mais peut parfois permettre l'obtention de meilleures performances de par le choix séparé des éléments par rapport à leur fonction.

III.1 Le choix des composants

III.1.1. La caractérisation de la liaison

Nous avons choisi comme élément photosensible une photodiode fibrée InGaAs du commerce (Discovery DCS30S) qui présente une bande à 3 dB de 22 GHz selon les données fournies par le constructeur. La réponse électro-optique de ce dispositif (fournie par le constructeur) est montrée en comparaison avec les réponses du HEMT et du photoTBH dans la Figure IV. 18.

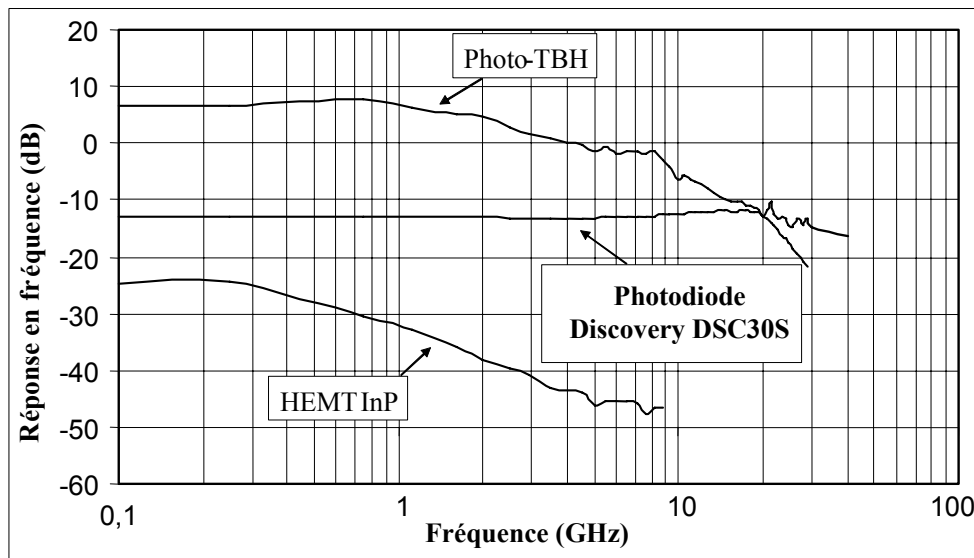


Figure IV. 18 : Réponse électro-optique de la liaison en fonction de la fréquence, corrigée des pertes en fréquence du laser. Les courbes pour la photodiode Discovery DSC30S et le photoTBH sont calculées à partir des données fournies par le constructeur.

Pour le choix de l'émetteur, nous avons conservé le laser Mitsubishi FU68PDF-V510M59B à modulation directe. En effet jusqu'à 4 GHz environ, la réponse de ce laser ne présente pas de résonances rédhibitoires et la perte en transmission n'est que de 5 dB environ. Nous disposons également d'un laser avec modulateur rapide à électro-absorption (Mitsubishi FU-641SEA-1), mais à cette fréquence relativement basse de la gamme micro-ondes, le gain de la chaîne est plus mauvais avec un modulateur externe.

III.1.2. Le choix du transistor

Nous avons choisi comme élément actif à placer à l'intérieur de la boucle d'oscillation un transistor à hétérojonction silicium germanium (Infineon BFP620) pour ses très bonnes performances en bruit en $1/f$. Le bruit de phase résiduel à 3.5 GHz de ce transistor est montré en Figure IV. 19.

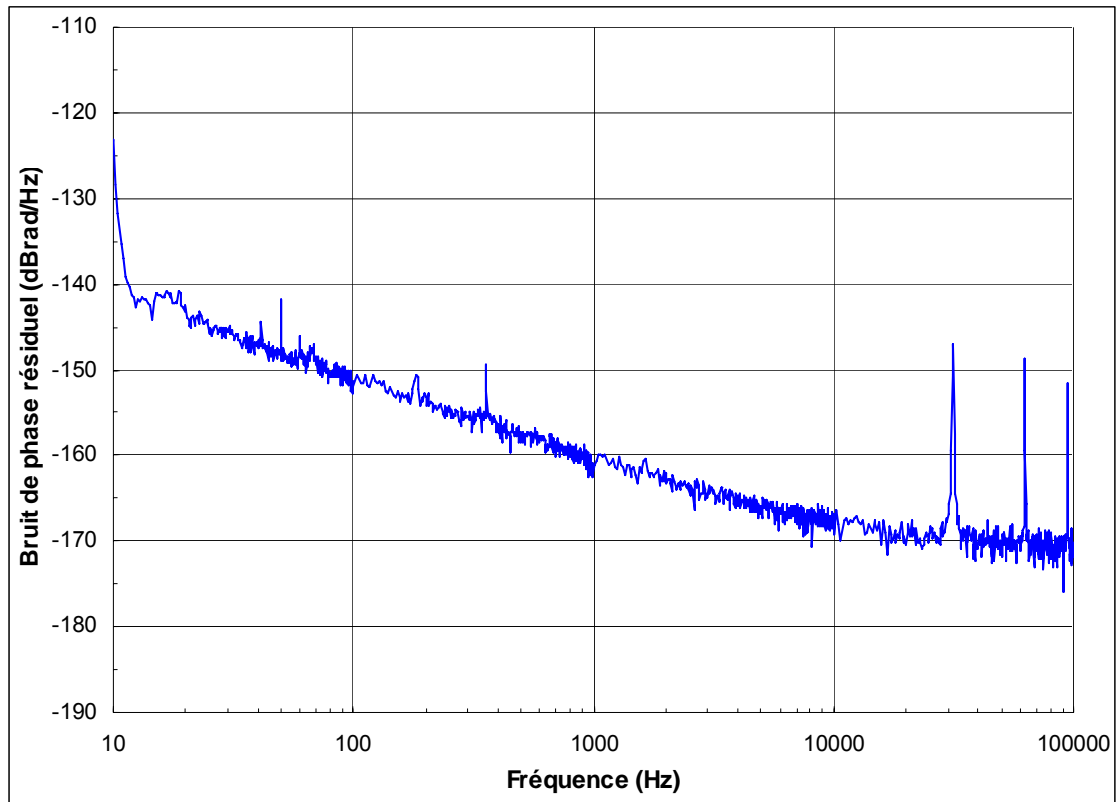


Figure IV. 19 : Bruit de phase résiduel à 3.5 GHz du transistor Infineon BFP620. La puissance du signal sur la base du transistor est de -3 dBm. La base et le collecteur sont chargés sur 50 Ohm. Le réseau de polarisation utilisé est à haute impédance.

Ce type de composant est certainement moins bruyant que les transistors HEMT et photoTBH, mais il n'est pas possible d'envisager son utilisation à des fréquences très élevées à cause des propriétés du silicium.

III.2 La transmission d'une source synthétisée à 3.5 GHz

La configuration expérimentale utilisée pour le test du photo-oscillateur à 3.5 GHz à réception indirecte du signal optique modulé est montrée en Figure IV. 20. Le résonateur utilisé à l'intérieur de la boucle d'oscillation est le même que pour le cas des oscillateurs à réception directe ($Q_L=160$).

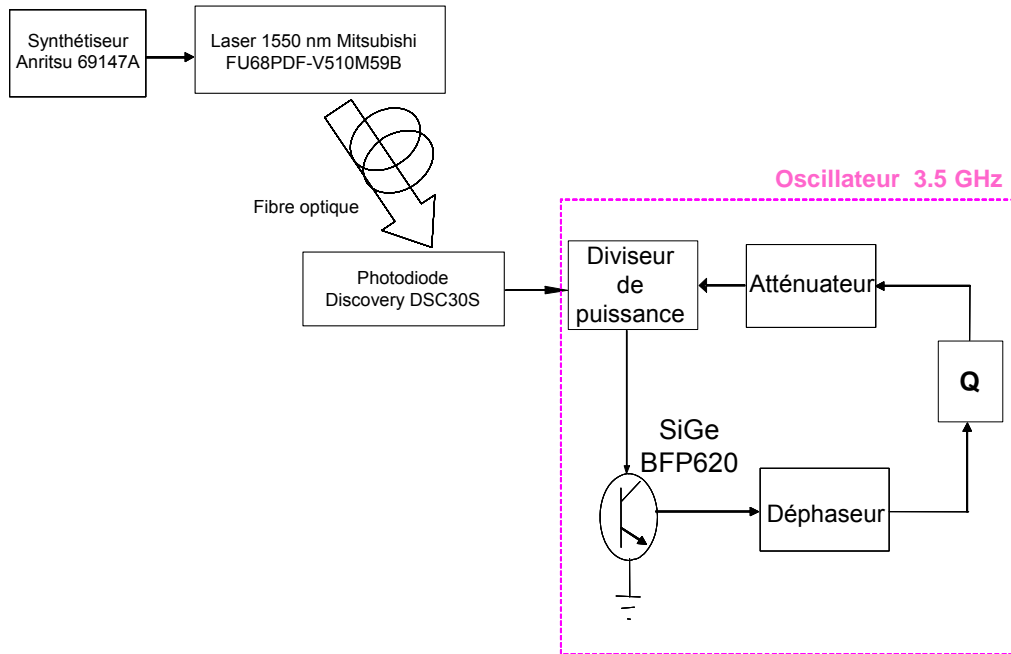


Figure IV. 20 : Configuration expérimentale de la liaison optique analogique à 3.5 GHz avec photo-oscillateur à réception indirecte du signal optique modulé.

Les tests en bruit de phase de la liaison avec photo-oscillateur ont été effectués pour différents niveaux de puissance du signal issu de la source micro-onde à 3.5 GHz, le synthétiseur Anritsu 69147A. La puissance du signal optique délivré par le laser est de 8 dBm, nous avons donc introduit un atténuateur de 10 dB afin de pouvoir observer dans la bande comprise entre 2.5 Hz et 100 kHz la synchronisation du photo-oscillateur. Nous avons aussi mesuré le bruit de phase résiduel de la liaison avec photo-oscillateur, c'est à dire le bruit additif introduit par la liaison elle même. Les résultats de ces tests sont montrés en Figure IV. 21.

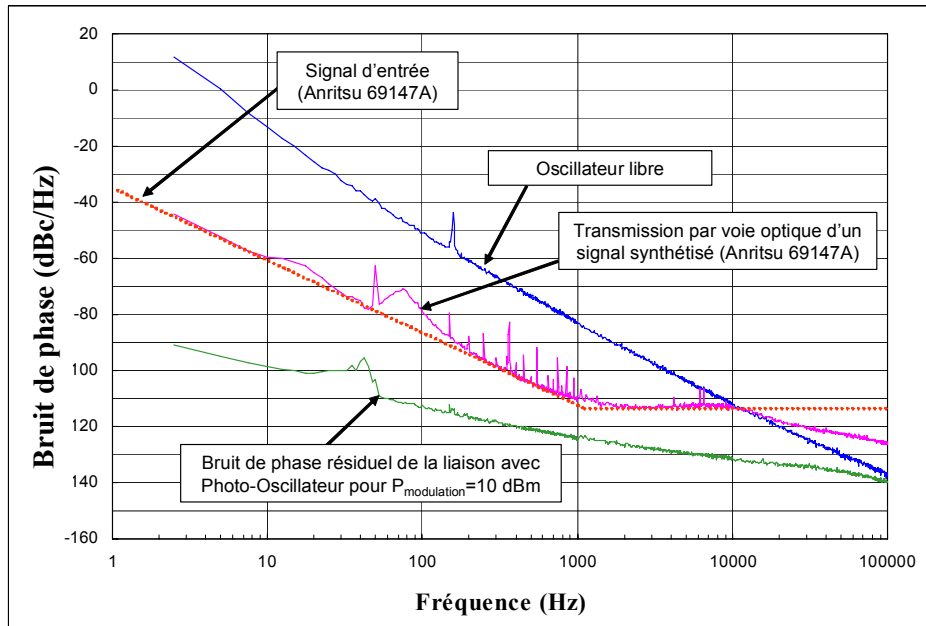


Figure IV. 21 : Bruit de phase d'une liaison optique à 3.5 GHz utilisant un photo-oscillateur en réception. Le photo-oscillateur est constitué d'une photodiode du commerce (Discovery DSC30S) suivie d'un oscillateur verrouillé par injection à base d'un TBH SiGe. Quatre types de spectres sont représentés : 1) le bruit de l'oscillateur SiGe en libre; 2) le bruit de phase du signal à 3.5 GHz issu du synthétiseur Anritsu 69147A; 3) le bruit de phase résiduel de la liaison complète pour une puissance de modulation du laser de 10 dBm; 4) le spectre d'une source synthétisée transmise par cette liaison (Anritsu) pour une puissance de modulation du laser de 10 dBm.

La première observation que l'on peut faire sur ces courbes est que le bruit de phase de l'oscillateur libre est relativement faible (compte tenu du Q_L de 160). Cela signifie que la photodiode ne perturbe pas le fonctionnement de l'oscillateur SiGe et qu'il n'est pas nécessaire d'isoler les deux dispositifs l'un de l'autre (l'intégration, même hybride, d'un isolateur à ferrite, étant problématique).

Ensuite, le spectre du synthétiseur Anritsu n'est pas dégradé par la liaison optique, à l'exception d'une « bosse » aux environs de 70-80 Hz dont l'origine est difficile à expliquer (ce spectre est même amélioré loin de la porteuse).

IV. Bilan de l'étude et perspectives

Les résultats qui concernent la transmission par voie optique d'un signal de référence à 3.5 GHz ont été obtenus avec différentes configurations du photo-oscillateur (réception directe et indirecte) et avec différents composants actifs. Ces résultats sont résumés dans le Tableau IV. 1.

Photo-Oscillateur Élément actif	InP HEMT	InP Photo-TBH	InGaAs Photo détecteur + Oscillateur TBH SiGe
Puissance optique en bout de fibre	8 dBm	-2 dBm	-2 dBm
Bande de synchronisation dynamique de l'oscillateur	20 kHz	80 kHz	80 kHz
Bruit de phase de l'oscillateur libre à 100 KHz	-108 dBc/Hz	-105 dBc/Hz	-137 dBc/Hz

Tableau IV. 1 : Bande de synchronisation et bruit de phase des photo-oscillateurs à 3.5 GHz. Le taux de modulation d'amplitude du signal optique est d'environ 0.25. Tous ces oscillateurs utilisent un même résonateur de coefficient de qualité en charge $Q_L = 160$.

Pour ce qui concerne les performances en bruit de phase à 3.5 GHz les meilleurs résultats ont été obtenus avec la configuration à réception indirecte à l'aide d'une photodiode rapide et d'un oscillateur à base d'un transistor à hétérojonction SiGe. Du point de vue de la bande de synchronisation, les solutions photodiode rapide suivie par un transistor TBH SiGe et photoTBH semblent équivalentes à cette fréquence relativement basse de la bande micro-onde.

Les transistors à effet de champ sur InP ne sont pas a priori conçus pour des applications opto-microondes. Toutefois, ils détectent effectivement une longueur d'onde de 1.55 μm par illumination directe de la zone de grille, mais la dynamique du processus de détection n'est pas aussi rapide que pour les photodiodes InGaAs ou les photoTBH.

Les résultats obtenus à 3.5 GHz semblent indiquer une préférence pour l'utilisation d'un photo-oscillateur à réception indirecte. Toutefois on peut supposer que ce type de classement ne sera pas maintenu pour des applications en bande millimétrique, où les composants silicium sont plus difficiles à utiliser et où la compacité de l'approche liée à l'utilisation des photoTBH prend tout son intérêt.

Conclusion générale

Ce mémoire est une contribution à l'analyse de liaisons optiques analogiques pour la distribution de signaux de référence RF et micro-ondes et au développement de dispositifs de réception optimisés en bruit de phase. En particulier nous avons étudié une approche photo-oscillateur qui consiste à resynchroniser par un oscillateur de réception le signal optique modulé.

Le premier chapitre est dédié à la description des principes de fonctionnement et des paramètres distinctifs des composants optoélectroniques présents à l'intérieur d'une liaison optique analogique. Le gain, la bande spectrale et les performances en bruit constituent les éléments principaux susceptibles d'affecter la qualité de la chaîne optique. De plus l'introduction de pertes optiques, qui simulent une distribution sur un nombre variable de récepteurs, implique une forte dégradation du gain et du plancher de bruit de la liaison. L'utilisation de dispositifs de réception spécifiques se révèle donc nécessaire.

A ce propos, la solution « photo-oscillateur » est particulièrement intéressante. Ce dispositif permet en effet de filtrer le bruit de la chaîne optique loin de la porteuse, en imposant comme plancher en bruit de phase le plancher de l'oscillateur en libre. De plus ce système de réception permet d'assurer une puissance de sortie RF constante et fixée par la saturation de l'élément actif présent à l'intérieur de la boucle d'oscillation.

Le deuxième chapitre est consacré à la présentation d'un modèle théorique en bruit de phase de la liaison optique avec photo-oscillateur. Ce modèle intègre la théorie des oscillateurs synchronisés en incluant également la description du bruit de phase introduit par la chaîne optique. Outre le bruit, un paramètre fondamental pour assurer le fonctionnement correct du photo-oscillateur est la bande de synchronisation. Il existe une formule empirique pour décrire ce paramètre, mais qui est trop simplifiée pour décrire le phénomène complexe du verrouillage d'un oscillateur de réception sur une source de synchronisation externe. Nous avons évalué différentes techniques de simulation de la bande de synchronisation et sélectionné l'une d'elle pour nos conceptions. Cette technique permet de visualiser l'ensemble des solutions mathématiques du problème de l'oscillateur synchronisé, au voisinage de la solution d'oscillateur libre.

Ces bases théoriques constituent le point de départ pour la conception et la réalisation de différents dispositifs de réception, optimisés pour la distribution de signaux sinusoïdaux RF et micro-ondes.

Dans le troisième chapitre, nous présentons les résultats obtenus pour la distribution optique de signaux issus d'un Oscillateur Ultra Stable (O.U.S.) à 10 MHz et d'un oscillateur local (de l'anglais, Master Local Oscillator) à 874.2 MHz. En particulier, les contraintes en

bruit de phase pour la liaison optique à 10 MHz sont particulièrement exigeantes. Nous avons effectué une sélection attentive des composants (transistor, résonateur à quartz) à placer à l'intérieur de la boucle d'oscillation, sur la base de mesures en bruit de phase réalisées à l'aide d'un banc en boucle ouverte. Nous avons comparé différentes configurations de systèmes de réception : liaison avec amplificateur, liaison avec amplificateur et filtre à quartz et liaison avec amplificateur et oscillateur. La liaison avec amplificateur et oscillateur à 10 MHz permet d'aboutir à un plancher en bruit de phase de -165 dBc/Hz, et d'assurer également une puissance RF de 9 dBm en sortie de la chaîne. Ces caractéristiques demeurent inchangées lors de l'introduction de pertes optiques. Près de la porteuse, on observe cependant une dégradation des performances en bruit de phase avec l'augmentation des pertes optiques : cette dégradation dépend de la réduction de la bande de synchronisation et du niveau de puissance du signal RF à l'entrée de l'oscillateur.

Pour la liaison à 874.2 MHz, nous avons opté pour un oscillateur avec une contre-réaction de type série, réalisée avec des composants CMS, afin d'obtenir une structure compacte. Les contraintes en bruit de phase sont moins strictes que dans le cas précédent. La liaison avec photo-oscillateur permet de respecter les spécifications jusqu'à un niveau de 20 dB de pertes optiques. Il est possible toutefois d'améliorer le budget des pertes optiques jusqu'à un niveau de 25 dB en introduisant une photodiode amplifiée avant l'oscillateur. Ceci permettrait de réduire la dégradation en bruit de phase introduit par l'oscillateur lui-même à l'intérieur de la demi bande de synchronisation. Pour des fréquences supérieures à la demi bande de synchronisation, le photo-oscillateur effectue toujours un filtrage du bruit de la source en imposant son niveau de bruit en libre.

Dans le quatrième chapitre, nous présentons une étude préliminaire sur différents composants photosensibles en gamme micro-onde : un transistor à effet de champ sur InP, un photo TBH également sur InP et une photodiode InGaAs à large bande. Nous avons étudié différentes configurations de réception pour la transmission optique d'un signal sinusoïdal de haute pureté spectrale à 3.5 GHz. Les meilleurs résultats en bruit de phase loin de la porteuse ont été obtenus avec la photodiode InGaAs suivie par un oscillateur avec un transistor TBH SiGe. Toutefois, nous pensons que pour des applications en gamme millimétriques, l'utilisation du photo TBH, grâce à son excellente réponse électro-optique et sa compacité, représente la solution plus intéressante.

En fait, nous n'avons fait qu'aborder la gamme micro-onde et les travaux issus de cette thèse gagneraient à être étendus à des fréquences plus élevées encore. Il reste par exemple à démontrer l'intérêt de l'approche photo-oscillateur dans le domaine millimétrique.

Conclusion générale

Les nouvelles technologies ont également permis dernièrement de développer de nouveaux composants tel que les résonateurs optiques. Ce type de dispositifs, dont les performances restent toutefois à valider, permettrait de réaliser de sources de référence très compactes possédant une sortie optique, et donc directement utilisables dans ces applications.

Enfin la qualité spectrale d'une liaison optique analogique peut être également améliorée en utilisant de techniques plus sophistiquées au niveau de l'émetteur. Des travaux, portant aussi bien sur le bruit des lasers que sur l'optimisation des modulateurs, ont débuté au LAAS avec cet objectif.

Références

- [1] **G.P. Agrawal**, « Fiber-optic communication systems » deuxième édition, *Wiley Series in Microwave and Optical Engineering*, Kai Chang, 1997.
- [2] **I et M. Joindot**, « Les télécommunications par fibres optiques », *Technique et Science des Télécommunications*, Dunod, 1996.
- [3] **D.J.G Mestdagh**, « Fundamentals of multi-access optical fiber networks », Artech House, 1995.
- [4] **S.B. Alexander**, “Optical Communication Receiver Design”, *IEE Telecommunications Series*, SPIE press, 1997.
- [5] **M. B. Bibey**, « Transmission optique d'un signal hyperfréquence à haute pureté spectrale », *thèse de doctorat*, Université des sciences et des technologies de Lille, 1998.
- [6] **Y. G. Wey, K. Giboney, J. Bowers, M. Rodwell, P. Silvestre, P. Thiagarajan, G. Robinson**, « 110 GHz GaInAs/InP double heterostructure p-i-n photodetectors », *Journal of lightwave technology*, vol. 1, no.7, july 1995.
- [7] **K. Giboney, J. Bowers, M. Rodwell**, «Travelling-wave photodetectors », *IEEE Microwave Theory and Techniques Symposium Digest*, Orlando, may 1995, pp.159-162.
- [8] **D. Jager, R. Kramer, A. Stohr**, « Travelling-wave optoelectronic devices for microwave applications », *IEEE Microwave Theory and Techniques Symposium Digest*, Orlando, may 1995, pp.163-166.
- [9] **W.E. Stephens, T.R. Joseph**, “System characteristics of direct modulated and externally modulated RF fiber-optic links”, *Journal of lightwave technology*, vol. LT-5, No. 3, pp. 380-387, mars 1987.
- [10] **R. Simons**, “Optical control of microwaves devices”, Artech House 1990.
- [11] « RF and microwave fiber optic Design guide », *Application note*, Agere Systems, avril 2001.
- [12] **C. H. Cox III, G. E. Betts, L. M. Johnson**, « An analytic and experimental comparison of direct and external modulation in analog fiber-optic links », *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, vol. 38, No.5, may 1990, pp. 501-509.
- [13] **E. Ackermann, D. Kasemset, S.Wanuga, D. Hogue , J. Komiak**, « A high gain directly modulated L-Band Microwave optical link », *IEEE Microwave Theory and Techniques Symposium Digest*, Dallas, may 1990, pp 153-155
- [14] **C. H. Cox III, D. S. Tsang, L. M. Johnson, G. E. Betts**, « Low loss analog fiber-optic link », *IEEE Microwave Theory and Techniques Symposium Digest*, Dallas, may 1990, pp 157-160.
- [15] **A. Faniuolo, G. Tartarini, P. Bassi**, « Effects of directly modulated laser chirp on the performances of radio over fiber systems », *proceedings of the International Topical Meeting on Microwave Photonics*, Budapest, 10-12 septembre 2003.
- [16] **A. J. Seeds** « Microwave photonics », *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, vol. 50, No.3 march 2002, pp. 877-887.
- [17] **C. Cox III, E. Ackermann, R. Helkey, G. E. Betts**, « Techniques and performances of intensity modulation direct detection analog optical links », *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, vol. 45, No.8, august 1997, pp. 1375-1383.

- [18] **K. Noguchi, O. Mitomi, H. Miyazawa**, « Millimeter-Wave Ti :LiNbO₃ optical modulators », *Journal of lightwave technology*, vol.16, no. 4, april 1998, pp. 615-619.
- [19] **T. Ido, S. Tanaka, M. Suzuki, M. Koizomi, H. Sano, H. Inoue**, « Ultra-high-speed multiple-quantum-well electro-absorption optical modulators with integrated waveguides », *Journal of lightwave technology*, vol. 14, no. 9, september 1996, pp. 2026-2034.
- [20] **K. Kawanishi, Y. Yamauchi, N. Mineo, Y. Shibuya, H. Murai, K. Yamada, H. Wada**, « EAM-Integrated DFB laser Modules with more than 40 GHz bandwidth », *IEEE photonics technology letters*, vol. 13, no. 9, september 2001.
- [21] **A. Bdeoui, A. L. Billabert, N. Breuil, C. Rumelhard**, « Modulation d'un laser : transposition du bruit de phase basse fréquence autour de la modulation micro-onde », *13^{èmes} Journées Nationales Micro-ondes*, 2D-16, Lille, 2003.
- [22] **C. B. Su, J. Schlafer**, « Explanation of low frequency relative intensity noise in semiconductor lasers », *Applied physics letters*, vol. 57, no. 9, august 1990
- [23] **R. J. Fronen, L. K. J. Vandamme**, « Low-frequency Intensity Noise in Semiconductors lasers », *IEEE Journal of quantum electronics*, vol. 24, no. 5, may 1988, pp. 724-736.
- [24] **P. Signoret, G. Belleville, B. Orsal**, « Experimental investigation of the 1/f amplitude noise of vertical-cavity-surface-emitting-laser », *Fluctuation and noise letters*, Word scientific publishing company vol. 1, no. 1, L1-L5, 2001.
- [25] **E. Milotti**, « Le bruit en 1/f », *Pour la science*, n°246 avril 1998, pp 88-93.
- [26] **B. Onillon**, « Caractérisation en bruit de diodes laser infrarouge », *projet de fin d'étude*, Supaero, Toulouse, 2003.
- [27] **G. Cibiel, M. Régis, É. Tournier, O. Llopis**, « AM Noise impact on low level phase noise measurements », *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Vol. 49, no. 6, June 2002, pp.784-788.
- [28] **E. S. Ferre-Pikal, J. R. Vig, J. C. Camparo, L. S. Cutler, L. Maleki, W. J. Riley, S. R. Stein, C. Thomas, F. L. Walls, J. D. White**, "Draft revision of IEEE STD 1139-1988 standard definitions of physical quantities for fundamental frequency and time metrology-random instabilities", *Proceedings of the IEEE Frequency Control Symposium*, pp. 338-357, 1997.
- [29] **M. B. Bibey, F. Deborgies, M. Krakowsky, D. Mongardien**, « Very low phase noise optical links – Experiments and theory », *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, Vol.47, No.12, pp. 2257-2262, december 1999.
- [30] **A. Bdeoui, A.-L. Billabert, N. Breuil, C. Rumelhard**, « Direct modulation of a laser by a microwave signal: A Model for 1/F Amplitude and Phase Noises », *Proceedings of the 33rd European Microwave Conference*, pp. 1409-1412, Munich 2003.
- [31] **P. J. Matthews, R. D. Esman**, « Intrinsic microwave phase noise of fiber optics links », *IEEE Microwave Theory and Techniques Symposium Digest*, pp1517-1520, 1998.
- [32] **M. B. Bibey, F. Deborgies; M. Krakowski; D. Mongardien**, « Very low phase noise optical links: experiments and theory », *IEEE Microwave Theory and Techniques Symposium Digest*, vol. 4, pp. 1809-1812, 1999.
- [33] **D. Leeson**, « A simple model of feedback oscillator noise spectrum », *Proceedings Letters of the IEEE*, vol.54, no.2, pp.329-330, 1966.

- [34] **G. Cibiel**, « Contribution à l'analyse d'amplificateurs microondes à très faible bruit de phase. Application à la réalisation d'une source à très haute pureté spectrale en bande C », *Thèse de doctorat*, rapport LAAS n. 03534, université Paul Sabatier, Toulouse, 2003.
- [35] **K. Kurokawa**, « Noise in synchronized oscillators », *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, vol. MTT16, no.4, pp. 234-240, avril 1968.
- [36] **A. S. Daryoush**, « Optical synchronization of millimeter wave oscillators for distributed architectures », *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, vol. 38, no. 5, pp. 467-476, may 1990.
- [37] **R. D. Esman, L. Goldberg**, « Optical phase control of an optically injection locked FET microwave oscillator », *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, vol.37, no.10, pp. 1512-1518, october 1899.
- [38] **X. Wang, N. J. Gomes, L. Gomez-Royas, P. A. Davies, D. Wake**, « Indirect optically injection-locked oscillator for millimeter wave communication system », *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, vol. 48, no. 12, pp. 2596-2603, December 2000.
- [39] **X. Zhang, T. Der Ni, A. S. Daryoush**, « Laser induced phase noise in optically injection locked oscillator », *IEEE Microwave Theory and Techniques Symposium Digest*, V-5, pp. 765-768, 1992.
- [40] **R. Adler**, « A study of locking phenomena in oscillators », *Proceedings IRE*, vol. 30 pp. 351-357, june 1946.
- [41] **J. C. Sarkissian**, « Analyse non linéaire de diviseurs de fréquence analogiques conçus en technologie monolithique. Comportement en bruit », *Thèse de doctorat*, Université de Limoges, 1996
- [42] **S. Desgrez**, « Conception de diviseurs de fréquences analogiques réalisés en technologie monolithique à base de transistors pseudomorphiques à haute mobilité électronique », *Thèse de doctorat*, rapport LAAS n° 97359 Université Paul Sabatier, 1997.
- [43] **A. Suarez, R. Quéré**, « Stability analysis of nonlinear microwave circuits », Artech House, 2003.
- [44] **F. Ramirez, E. de Cos, A. Suarez**, « Nonlinear analysis tools for the optimized design of harmonic-injection dividers », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 51, no. 6, pp. 1752-1762, june 2003.
- [45] **O. Llopis**, « La mesure du bruit de phase en hyperfréquences », chapitre d'un traité « *Électronique, génie électrique et microsystèmes* », à paraître aux éditions Hermes.
- [46] **G. Cibiel, O. Llopis, J. B. Juraver, R. Plana, Y. Kersalé, V. Giordano, A. Gruhle, M. Chaubet**, « Métrologie des composants silicium-germanium, à très faible bruit de phase et applications », *Journées Nationales Micro-ondes*, Poitiers, mai 2001.
- [47] **O. Llopis, G. Cibiel, M. Régis, M. Chaubet, R. Plana**, « Low phase noise SiGe based microwave oscillators », *Proceedings of the Workshop on "Advanced silicon technology for the next wireless"*, European Microwave week, London, september 2001.
- [48] **T. R. Faulkner, R. E. Temple**, « Residual phase noise and AM measurements and techniques », *Hewlett-Packard application notes*, no. 03048-90011.
- [49] **O. Llopis, M. Régis, J. Verdier, J. Graffeuil**, « Développement d'un banc de mesure du bruit de phase résiduel dans la bande de fréquence 2-18 GHz », *Journées Nationales Micro-ondes*, Saint-Malo, pp.628-629, 1997.

- [50] **G. Cibiel, M. Régis, O. Llopis, Y. Kersalé, V. Giordano, O. Lafontaine, R. Plana, M. Chaubet**, « Ultra low phase noise SiGe HBT ; application to a C band sapphire resonator oscillator », *IEEE Microwave Theory and Techniques Symposium Digest*, pp.691-694, 2002
- [51] **K. H. Sann**, « The measurements of near carrier noise in microwave amplifiers », *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, vol.16, no. 9, pp. 761-766, septembre 1968.
- [52] **E. N. Ivanov, M. E. Tobar, R. A. Woode**, «Microwave interferometry : application to precision measurements and noise reduction techniques», *IEEE Transactions on ultrasonics ferroelectrics and frequency control*, vol. 45, no. 6, pp. 1526-1536, november 1998.
- [53] **E. Rubiola, V. Giordano, J. Grolambert**, « Very high frequency and microwave interferometric phase and amplitude noise measurements », *Review of scientific instruments*, vol. 70, no. 1, pp. 220-224.
- [54] **G. F. Lutes, R. T. Logan**, « Status of frequency and timing reference signal transmission by fiber optics », *Proceedings of the IEEE Frequency Control Symposium*, pp. 679-686, 1991.
- [55] **R. T. Logan, G.F. Lutes**, «High stability microwave fiber optic systems : demonstrations and applications », *Proceedings of the IEEE Frequency Control Symposium*, pp. 310-316, 1992.
- [56] **J. Saâlaoui, E. Rubiola, F. Lardet-Vieudrin, F. Vernotte, S. Galliou, V. Giordano**, « Stabilisation d'un lien optique pour le transfert de fréquence de référence », *13^{èmes} Journées Nationales Micro-ondes*, Lille 21-22-23 mai 2003, 4C2-4
- [57] **E. Rubiola, J. Gros Lambert, M. Brunet, V. Giordano**, « Flicker noise measurement of HF quartz resonators », *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 47, no. 2, pp. 361-368, march 2000.
- [58] **O. Llopis, J. Verdier, R. Plana, J. Graffeuil**, « The active device characterization and modelling problem in low phase noise microwave oscillator design », *Annals of telecommunications*, 51, n°7-8,1996, pp. 344-350.
- [59] **F.W. Walls, E.S. Ferre-Pikal, S. R. Jefferts**, « The origin of 1/f PM and AM noise in bipolar junction transistors amplifiers », *Proceedings of the IEEE Frequency Control Symposium*, 1995, pp. 294-304.
- [60] **M. Régis, O. Llopis, L. Escotte, R. Plana, A. Gruhle, T. J. Brazil, M. Chaubet, J. Graffeuil**, « Nonlinear modelling of a SiGe HBT with applications to ultra low phase noise dielectric resonator oscillators » 1999 IEEE Microwave Theory Tech. Symposium Digest, pp. 83-86.
- [61] **O. Llopis, J.B. Juraver, M. Régis, M. Chaubet, J. Graffeuil**, «Evaluation of two non-standard techniques for the phase noise characterization at microwave frequencies» Proc. of the 2000 IEEE Int. Frequency Control Symp., Kansas City (USA), juin 2000, pp. 511-515
- [62] **H. Furuta, M. Meda, T. Nomoto, J. Kobayashi, S. Kawasaki**, « Optical injection locking of a 38 GHz Band InP-based HEMT Oscillator using a 1.55 μm DSB-SC modulated lightwave », *IEEE Microwave and components letters*, vol. 11, no. 01, pp. 19-21, january 2001.
- [63] **J. Lasri, D. Dahan, A. Bilenca, G. Eisenstein, D. Ritter**, «Clock recovery at multiple bit rates using direct optical injection locking of a self oscillating InGaAS-InP heterojunction bipolar phototransistor», *IEEE photonics technology letters*, vol. 13, no. 12, pp. 1355-1357, december 2001.

- [64] **J. Lasri, G. Eisenstein**, « Phase dynamics of a timing extraction system based on a optically injection locked self oscillating bipolar heterojunction phototransistor », *Journal of lightwave technology*, vol. 20, no. 11, pp.1924-1932, november 2002.
- [65] **H. Kamitsuna, Y. Matsuoka, S. Yamahata, N. Shigehawa**, « Ultrahigh-speed InP/InGaAs DHPT for OEMMICs », *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, vol.49, no.10, pp. 1921-1925, october 2001.
- [66] **H. Kamitsuna, T. Shibata, K. Kurishima, M. Ida**, « Direct optical injection locking of InP/InGaAs HPT oscillator ICs for microwave photonics and 40 Gbit/s class optoelectronic clock recovery », *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, vol. 50, no. 12, pp.3002-3008, december 2002
- [67] **T. Parenty, S. Bollaert, J. Mateos , X. Wallart, A. Cappy**, « Design and realization of sub 100 nm gate length HEMTs », *Indium Phosphide and Related Materia (IPRM)*, Nara Japan, pp. 626-629, may 2001.
- [68] **M. Muller, M. Riet, C. Fortin, S. Withintsoonthorn, J. D’Orgeval, C. Gonzalez**, « Millimeter-wave InP/InGaAs photo HBT and its application to a double stage cascode optoelectronic mixer », *International Topical Meeting on Microwave Photonics, MWP 2002 Digest*, pp.315-348.
- [69] **J. Thuret**, « Phototransistor bipolaire à hétérojonction InP/InGaAs pour conversion optique /bande millimétrique dans les réseaux de distribution Hybride Radio sur Fibre », *thèse de doctorat*, Université Paris 6.
- [70] **O. Llopis**, « Low phase noise oscillators », *EuMW Workshops and Short Courses*, Paris, 2nd-6th October 2000.
- [71] **Y. Takanashi, K. Takahata, Y. Muramoto**, “Characteristics of InAlAs/InGaAs high electron mobility transistors under illumination with modulated light”, *IEEE Transactions on electron devices*, vol. 46, no. 12, December 1999, pp. 2271-2277.

Annexe

I. Calcul du bruit de phase d'un oscillateur verrouillé par injection à l'intérieur de la bande de synchronisation

Le bruit de phase d'un oscillateur synchronisé est présenté dans la relation suivante :

$$S_{\varphi_osc_sync}(f_m) = \frac{1}{1 + \left(\frac{f_m}{f_{lock}}\right)^2} \cdot S_{\varphi_source}(f_m) + \frac{\left(\frac{f_m}{f_{lock}}\right)^2}{1 + \left(\frac{f_m}{f_{lock}}\right)^2} \cdot S_{\varphi_free_osc}(f_m) \quad (A. 1)$$

où $S_{\varphi_osc_sync}(f_m)$ est la densité spectrale des fluctuations de phase de l'oscillateur synchronisé, $S_{\varphi_source}(f_m)$ la densité spectrale de fluctuations de phase de la source de synchronisation, $S_{\varphi_free_osc}(f_m)$ est la densité spectrale de fluctuations de phase de l'oscillateur en libre, f_{lock} est la demi bande de synchronisation et f_m la fréquence de décalage de la porteuse.

Si on considère maintenant le comportement en bruit de phase de l'oscillateur synchronisé pour des fréquences f_m très inférieures à f_{lock} , on obtient :

$$S_{\varphi_osc_sync}(f_m) = S_{\varphi_source}(f_m) + \left(\frac{f_m}{f_{lock}}\right)^2 \cdot S_{\varphi_free_osc}(f_m) \quad (A. 2)$$

Les fluctuations de phase de la source de synchronisation sont négligeables par rapport au bruit introduit par le deuxième terme de l'équation (A. 2). Si on applique maintenant le formalisme de Leeson on arrive à la relation suivante :

$$S_{\varphi_osc_sync}(f_m) = \left(\frac{f_m}{f_{lock}}\right)^2 \cdot \left(\frac{f_0}{2 \cdot Q_L}\right)^2 \left(\frac{1}{f_m}\right)^2 \cdot S_{\varphi_trans}(f_m) \quad (A. 3)$$

où f_0 est la fréquence d'oscillation en libre, Q_L le facteur de qualité en charge du résonateur et S_{φ_trans} la densité spectrale de fluctuations de phase du transistor.

Le terme $(f_0/2 \cdot Q_L)$ correspond à la bande à 3 dB du résonateur f_{3dB} . Finalement on obtient :

$$S_{\varphi_osc_sync}(f_m) = \left(\frac{f_{3dB}}{f_{lock}}\right)^2 \cdot S_{\varphi_trans}(f_m) \quad (A. 4)$$

Le bruit de phase de l'oscillateur verrouillé par injection pour $f_m \ll f_{\text{lock}}$ est équivalent au bruit de phase du transistor multiplié par un terme qui dévient de plus en plus important avec la réduction de la bande de synchronisation.

Liste des publications

Congrès internationaux :

[1] **G. Quadri, B. Onillon, H. Martinez Reyes, B. Bénazet, O. Llopis**

“Low phase noise optical links for microwave and RF frequency distribution”

Photonics Europe, Strasbourg, 26-30 avril 2004 (à paraître)

[2] **G. Quadri, H. Martinez-Reyes, B. Bénazet, O. Llopis**

“A low phase noise optical link for reference oscillator signal distribution”

2003 IEEE International Frequency Control Symposium and 17th European Frequency and Time Forum, Tampa (USA), 5-8 mai 2003, pp. 336-340

[3] **G. Quadri, H. Martinez-Reyes, B. Bénazet, O. Llopis**

“Low phase noise optical links for reference frequency distribution in satellite payloads”

European Test and Telemetry Conference (ETTC'2003), Toulouse (France), 10-12 Juin 2003

[4] **H. Martinez-Reyes , G. Quadri , T. Parenty , C. Gonzalez , B. Bénazet , O. Llopis**

“Optically synchronized oscillators for low phase noise microwave and RF frequency distribution”

33rd European Microwave Conference (EuMC'2003), Munich (Allemagne), 6-10 Octobre 2003, pp.1413-1416

[5] **G. Cibiel , G. Quadri , Y. Kersalé , M. Régis , M. Chaubet , V. Giordano , O. Llopis**

“Ultra low phase noise microwave SiGe devices and oscillators”

European Frequency and Time Forum (EFTF'02), St Petersburg (Russie), 12-14 Mars 2002, 4p.

Congrès nationaux:

[6] G. Quadri , B. Onillon, O. Llopis

« Bruit de phase dans les liaisons RF et micro-ondes par fibre optique : causes et remèdes »

Workshop « Bruit en régime linéaire et non linéaire dans les composants et circuits de télécommunications », La Grande-Motte, 7-8 juin (accepté)

[7] G. Quadri , H. Martinez-Reyes, T. Parenty , C. Gonzalez , B. Bénazet , O. Llopis

« Etude de photo-oscillateurs RF et micro-ondes pour la transmission optique de porteuses à haute pureté spectrale »

13^{èmes} Journées Nationales Microondes (JNM'2003), Lille (France), 21-23 Mai 2003, 4p.

[8] G. Quadri, H. Martinez-Reyes , P. Arguel , O. Llopis

« Etude et réalisation d'une liaison optique RF à faible bruit de phase »

21^{èmes} Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG'2002), Dijon (France), 23-25 Septembre 2002, pp.345-347

[9] G. Quadri, O. Llopis

« Etude et réalisation de liaisons optiques RF à faible bruit de phase »

6^{èmes} Journées Nationales du Réseau Doctoral Microélectronique, Micro et Nanotechnologies (JNRDM 2003) pp. 417-419.

Congrès locaux :

[10] G. Quadri

« Étude et réalisation de liaisons optiques analogiques pour la transmission de signaux de référence RF et micro-ondes »

Séminaire annuel de l'école doctorale Génie Electrique, Electronique, Télécommunications, (GEET), mars 2004

[11] G. Quadri, B. Onillon, J. Rayssac, O. Llopis

« Etude et réalisation de liaisons optiques RF et hyperfréquences à faible bruit de phase »

7^{ème} Journée Microondes et Electromagnétisme de Toulouse (JMET 2004), Toulouse (France),

29 Janvier 2003, 4p.

[12] G. Quadri, H. Martinez-Reyes, O. Llopis

« Etude et réalisation de liaison optique RF à faible bruit de phase »

6^{ème} Journée Microondes et Electromagnétisme de Toulouse (JMET 2003), Toulouse (France),

29 Janvier 2003, 4p.

[13] H. Martinez- Reyes, G. Quadri, O. Llopis

« Etude de composants pour la réalisation de photo-oscillateurs micro-ondes »

6^{ème} Journée Microondes et Electromagnétisme de Toulouse (JMET 2003), Toulouse (France),

29 Janvier 2003, 4p.

[14] G. Cibiel , M. Régis , G. Quadri , O. Llopis , Y. Kersalé , V. Giordano , M. Chaubet, J. Rayssac

« Oscillateurs et dispositifs silicium-germanium hyperfréquences à très faible bruit de phase »

5^{ème} Journée Microondes et Electromagnétisme de Toulouse (JMET'2002), Toulouse (France), 24 Janvier 2002

Contribution à l'étude de liaisons optiques analogiques pour la distribution de signaux de référence en gammes RF et micro-ondes

La fibre optique constitue une alternative sérieuse au câblage coaxial classique pour de nombreuses applications analogiques. En effet, outre son diamètre et sa masse beaucoup plus faible, elle ne perturbe pas les dispositifs électriques et elle assure une excellente isolation du signal véhiculé. Dans le cadre de notre étude, l'application principalement visée sont la distribution de signaux de référence de fréquence dans les différents sous systèmes d'un satellite de télécommunications. Autres applications possibles sont l'alimentation et le control d'une antenne sol et l'accès aux divers éléments d'une antenne active. Toutefois, la liaison optique doit respecter certaines contraintes vis à vis de la qualité du signal véhiculé, en particulier en termes de bruit.

A ce niveau l'approche «photo-oscillateur», c'est à dire un oscillateur synchronisé par l'onde optique modulée, peut être d'une aide précieuse. En effet, un photo-oscillateur de réception assure un filtrage naturel du bruit de phase loin de la porteuse, tout en imposant une puissance de sortie constante.

Plusieurs solutions peuvent être envisagées pour la réalisation de ces dispositifs. La plus simple consiste à détecter le signal optique modulé à l'aide d'une photodiode rapide, puis à utiliser ce signal électrique pour le verrouillage par injection d'un oscillateur (photo-oscillateur à réception indirecte). Une autre solution consiste à réaliser l'oscillateur lui même à l'aide d'un transistor sensible à l'onde optique (photo-transistor), et donc à contrôler optiquement l'élément actif de l'oscillateur (photo-oscillateur à réception directe).

L'étude présentée ici concerne la réalisation et la caractérisation de liaisons optiques utilisant des photo-oscillateurs à 10 MHz, 874.2 MHz, et 3.5 GHz. L'intérêt de l'approche photo-oscillateur par rapport aux liaisons optiques traditionnelles (utilisant une simple photo-diode) est clairement mise en évidence par des mesures de bruit de phase des liaisons optiques.

Mots clés : fibre optique, liaison optique, photo-oscillateur, bruit de phase

Contribution to the study of optical analog links for reference RF and microwave signal distribution

Fiber optics constitutes an attractive alternative to conventional wiring for numerous analog applications. Indeed, in addition to its small size and low mass, the fiber does not interfere with electronic devices and provides an excellent isolation of the transmitted signal. One of the targeted application of our work is the reference frequency signal distribution to various subsystems of a telecommunications satellite. Another applications could be remote antenna synchronization and control and the access to the various elements of an active antenna. However, to meet our system requirements, the fiber optics link should not degrade the signal quality, and particularly its phase noise.

To this purpose, the optically synchronized oscillator is an efficient approach which naturally filters the signal far from the carrier, thus removing the additional noise due to the optical link. Moreover, an optically controlled oscillator delivers a constant output power, which is an interesting feature for a reference frequency delivering network.

Different types of optically synchronized oscillators may be investigated. The simplest one uses a conventional photodiode to detect the amplitude modulated optical signal, and the resulting microwave signal is used in a classical injection lock of a microwave oscillator. In this first case, we speak about an indirect optically synchronized oscillator. Another possibility is to realize the oscillator with a transistor sensitive to the optical power (photo-transistor) and thus to control directly the oscillator amplifying element. In this second case we speak about a direct optically synchronized oscillator.

In this study, the photo-oscillator design and realization are investigated for a low phase noise optical link at 10 MHz, 874.2 MHz and 3.5 GHz. The interest of the photo-oscillator approach compared to the classical optical link is clearly emphasized through the phase noise measurements.

Keywords : fiber optics, optical link, photo-oscillator, phase noise