



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par **l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace**
Spécialité : Optoélectronique et hyperfréquence

Présentée et soutenue par **Gloria Margarita VARÓN DURÁN**
le 17 octobre 2008

Étude et réalisation d'un oscillateur opto-microonde à base de VCSEL
pour la génération harmonique de signaux microondes

JURY

M. Alain Barthélémy, président du jury
Mme Béatrice Cabon, rapporteur
M. Didier Decoster, rapporteur
M. Olivier Llopis
M. Jean-Claude Mollier, directeur de thèse
Mme Angélique Rissons

École doctorale : **Génie électrique, électronique, télécommunications**

Unité de recherche : **Équipe d'accueil ISAE-ONERA OLIMPES**

Directeur de thèse : **M. Jean-Claude Mollier**

À Marina Rosa

Remerciements

Je tiens à remercier tout d'abord Monsieur le Professeur Jean-Claude MOLLIER directeur du groupe Micro-ondes et Optoélectronique pour Systèmes Embarqués (MOSE) pour m'avoir accueilli au sein du groupe et pour m'avoir accordé tant de confiance tout au long de ces années.

J'adresse également toute ma reconnaissance à la Fondation Schlumberger pour avoir financé mes études pendant ces trois années, ce qui m'a permis de réaliser mon rêve de devenir docteur.

Je remercie Monsieur Alain BARTHELEMY qui m'a fait l'honneur de présider le jury de thèse.

Je tiens à remercier aussi Madame Béatrice CABON et Monsieur Didier DECOSTER pour avoir consacré du temps à lire ce manuscrit et pour avoir donné leurs avis en tant que rapporteurs.

Je remercie particulièrement Angélique RISSONS pour l'intérêt manifesté pour mon travail, son support scientifique et pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse. Je remercie également Monsieur Olivier LLOPIS pour sa participation.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude envers les différentes personnes du laboratoire que j'ai eu l'occasion de côtoyer : Damienne BAJON, Vincent CALMETTES, Arnaud DION, Francis FROIN, Thierry SOULET, Etienne PERRIN et spécialement Sébastien MAJSAK pour son amitié et pour m'avoir aidé à caractériser les composants hyperfréquences.

Je n'oublie pas les personnes du service informatique et des services administratifs qui ont contribué par leurs efficacités et disponibilités au bon déroulement des travaux, à savoir : Annie CARLES-BAILHE, Maryse HERBILLON, Philippe LARY, Noël ROCHAS, Cécile de ROQUEMAUREL, Isabelle ZANCHETTA, et notamment Miroslava EMERIAUD pour son esprit de collaboration et son amabilité désintéressée.

Je remercie très spécialement Jean-Marc MARTIN, pour son aide essentielle au début de la thèse ainsi que Fabien DESTIC et Arnaud FALGUIERES pour leur savoir-faire expérimental et leurs disponibilités sans lesquels ce projet n'aurait pas été possible.

Je remercie aussi, tous ceux avec lesquels j'ai eu l'occasion de sympathiser ici à l'ISAE et qui m'ont beaucoup aidé pendant tout ce temps : les « CIMISTES » Luc BOUCHER, Frank CORBIERE, Ibrahima DJITE, Céline ENGEL, Magali ESTRIBEAU, Vincent GOIFFON, Alexandre GUILVARD, Nicolas HUGER, Philippe MARTIN-GONTHIER, Philippe PINEL, Sébastien ROLANDO et très

spécialement Paola CERVANTES pour sa sincère amitié et son aide permanente. Je tiens à remercier aussi, très sincèrement Hugo CRUZ et Carol RENDON « por su alegría y grata compañía », ainsi que Laurent FRANCK, Carlos GIRALDO, Remi GUIDOUX et tant des autres....

Je n'oublierais pas tous les « MOSIENS » qui m'ont accompagné durant ces trois années, avec lesquels j'ai partagé tant des bons moments et qui m'ont beaucoup apporté du point de vue scientifique et personnel : Julien PERCHOUX pour sa sympathie et sa gentillesse, Ahmad HAYAT pour toutes les agréables conversations scientifiques, politiques et à propos du septième art, Alexandre BACOU pour son chaleureux accueil et pour toutes les enrichissantes conversations à propos des VCSELS, Khadyjetou LY pour sa générosité et pour son amicale compagnie dans le bureau, Thibault CAILLET pour sa joie permanente, Yoann PETITJEAN pour son charme et son savoir scientifique, Arnaud LE KERNEC pour son aide et toute son expertise sur les oscillateurs dont j'ai bénéficié, Houda BRAHIMI pour son amitié et son agréable compagnie que j'ai beaucoup appréciées et tous les stagiaires que j'ai eu l'opportunité de connaître pendant ces trois années.

Je remercie très chaleureusement mes vieux amis qui sont loin pour leur soutien et leur amitié, très importante pour moi.

Termino agradeciendo con todo mi corazón a mi familia: a mi padre y a mi madre por quienes yo sería capaz de hacer cualquier cosa con tal de verlos orgullosos de mí, a mi querida hermanita que es muy importante para mí, aunque ella no se da cuenta y a mi adorado Rafael sin el cual, el lado oscuro de la luna no sería igual.

Table des matières

Introduction	1
Chapitre 1	
Génération optique de signaux microondes : revue de différentes architectures et du principe physique de fonctionnement.....	3
1.1. Généralités sur les oscillateurs	4
1.1.1 Fonctionnement général d'un oscillateur	4
1.1.2 Les Indicateurs de la qualité d'un signal microonde : La pureté spectrale.	5
1.1.2.1 Stabilité d'un oscillateur	5
1.1.2.2 Bruit de Phase.....	6
1.1.2.3 Caractérisation de la stabilité en fréquence dans le domaine fréquentiel.....	7
1.1.2.4 Caractérisation de la stabilité en fréquence dans le domaine temporel	10
1.1.2.5 Relations de passage entre les domaines fréquentiel et temporel.....	11
1.1.2.6 Modèle de Leeson	12
1.2. Génération de signaux hyperfréquence en utilisant le mélange hétérodyne.....	14
1.2.1 Deux diodes lasers monomodes indépendantes.....	14
1.2.1.1 Verrouillage par injection optique sur un mode latéral	14
1.2.1.2 Boucle à verrouillage de phase	14
1.2.2 Deux diodes lasers monomodes en configuration maître-esclave	15
1.2.3 Une diode laser bimode.....	16
1.3. Les Oscillateurs Optomicroondes	18
1.3.1 Description du Système.....	19
1.3.2 Analyse en Boucle ouverte.....	19
1.3.2.1 Modulation	19
1.3.2.2 Détection du signal optique modulé	20
1.3.2.3 Filtrage et linéarisation du signal électrique :	21
1.3.3 Analyse en Boucle fermée	23
1.3.3.1 Conditions d'oscillation	25
1.3.3.2 Tension et puissance d'oscillation	25
1.3.3.3 Courant photodéecté	27
1.3.3.4 Fréquence d'oscillation.....	28
1.3.3.5 Qualité de l'oscillation	29
1.3.3.6 Largeur spectrale à mi-hauteur	30
1.3.3.7 Facteur de qualité.....	31
1.3.4 L'oscillateur double boucle (ODB).....	32
1.3.4.1 Description du Système.....	32
1.3.4.2 Analyse en Boucle fermée.....	33
1.3.4.3 Conditions d'oscillation	34
1.3.4.4 Largeur spectrale à mi-hauteur.....	36

Chapitre 2

Oscillateur optoélectronique à base de VCSEL	39
2.1 Présentation de la théorie élémentaire du VCSEL.....	40
2.1.1 Description générale.....	40
2.1.2 Avantages et inconvénients des VCSELS par rapport aux lasers conventionnels ...	41
2.1.2.1 Avantages.....	41
2.1.2.2 Inconvénients.....	42
2.1.2.3 Evolution des VCSELS et différences avec les lasers classiques	42
2.1.3 Paramètres basiques du VCSEL.....	44
2.1.3.1 Courant de seuil.....	44
2.1.3.2 Puissance optique.....	44
2.1.3.3 Fréquence de modulation.....	44
2.1.4 Matériaux et structures pour la création des VCSELS.....	45
2.1.4.1 Matériaux.....	45
2.1.4.2 Structures de confinement pour les VCSELS à 850 nm.....	46
2.1.4.3 VCSELS aux grandes longueurs d'onde	48
2.1.5 Applications des VCSELS	50
2.2 L'oscillateur optoélectronique à base de VCSEL (VBO).....	51
2.2.1 Analyse en boucle ouverte	52
2.2.1.1 Modulation	52
2.2.1.2 Détection du signal optique modulé et filtrage	54
2.2.2 Analyse en boucle fermée.....	55
2.2.2.1 Conditions d'oscillation	55
2.2.2.2 Puissance et fréquence d'oscillation.....	55
2.2.3 Analyse spectrale du signal oscillant.....	56
2.2.3.1 Qualité de l'oscillation : Largeur spectrale à mi-hauteur et facteur de qualité ...	56
2.2.3.2 Processus de bruit dans l'oscillateur	57
2.2.3.3 Utilisation du modèle de Leeson.....	65
2.3 Caractérisation expérimentale du VBO.....	69
2.3.1 VBO à 900 MHz avec VCSEL multimode émettant à 850 nm.....	69
2.3.2 VBO à 900 MHz avec VCSEL monomode émettant à 850 nm	73
2.3.3 VBO à 2,49 GHz avec VCSEL multimode émettant à 850 nm.....	74
2.3.4 VBO à 2,49 GHz avec VCSEL monomode émettant à 1330 nm	79
2.3.5 VBO à 249 GHz avec VCSEL monomode émettant à 1560 nm	80
2.3.6 Comparaison des différentes architectures	82

Chapitre 3

Le générateur d'harmoniques de fréquence HFG	87
3.1 Généralités sur la polarisation de la Lumière.....	88
3.1.1 Définitions	88
3.1.1.1 Représentation vectorielle.....	90
3.1.1.2 Polarisation orthogonales	91
3.1.1.3 Représentation matricielle	92

3.1.1.4	Modes normaux	92
3.1.1.5	La sphère de Poincaré et les paramètres de Stokes	93
3.1.1.6	Activité optique.....	94
3.1.1.7	Effet Faraday	95
3.1.2	Le polariseur et le séparateur de polarisation	96
3.1.3	Les retardateurs d'onde	97
3.1.4	Les rotateurs de polarisation	98
3.1.5	Les contrôleurs de polarisation	98
3.1.6	La Fibre à Maintien de polarisation	100
3.1.7	Le Miroir de Faraday.....	101
3.1.8	Le Modulateur de phase	104
3.1.8.1	Propagation des ondes dans les cristaux.....	104
3.1.8.2	Indices de réfraction	105
3.1.8.3	Effet Pockels	106
3.1.8.4	Modulation d'amplitude à partir d'un modulateur de phase et deux polariseurs.....	109
3.2	Fonctionnement du Générateur d'Harmoniques de Fréquence HFG.....	110
3.2.1	Génération d'harmoniques de fréquence en utilisant les propriétés d'un modulateur de phase.....	110
3.2.1.1	Architecture avec un Polariseur.....	111
3.2.1.2	Architecture avec un Miroir de Faraday	112
3.3	Validation expérimentale du HFG.....	116
Chapitre 4		
Nouvelles architectures pour la génération de signaux microondes.....		123
4.1	Le générateur d'harmoniques de fréquence (HFG) commandé par un oscillateur optoélectronique (OEO)	124
4.1.1	Le générateur de fréquences harmoniques (HFG) commandé par un VBO.....	124
4.1.2	Le générateur d'harmoniques de fréquence (HFG) commandé par un oscillateur optoélectronique double boucle (DBO).....	128
4.2	Evolution de l'architecture VBO	132
4.2.1	Oscillateur du type VBO pour la génération de pulses optiques.....	132
4.2.2	Oscillateur du type VBO verrouillé en phase.....	133
Conclusion.....		137

Introduction

Les oscillateurs aujourd'hui, font partie essentielle de notre vie quotidienne, ils sont largement utilisés dans des domaines tels que, les télécommunications, l'informatique, les systèmes embarqués et notamment dans l'aéronautique et l'espace. Les oscillateurs sont des éléments nécessaires au niveau des émetteurs et récepteurs, pour la transmission et restitution correcte de l'information.

Initialement, les oscillateurs ont été développés uniquement avec des composants électriques. Cependant, dans les réseaux de télécommunications et dans les systèmes hyperfréquences, nous apercevons de plus en plus des technologies photoniques. L'inclusion de ces composants permet d'améliorer les performances des oscillateurs.

Parmi les avantages qui offrent les technologies opto-électroniques, nous trouvons la possibilité de réaliser des dispositifs plus compacts, plus légers, de large bande passante et de grande immunité aux perturbations électromagnétiques ; en outre, les faibles atténuations de la fibre optique permettent de distribuer des signaux microondes entre récepteurs et émetteurs situés sur des sites différents.

Au milieu des années quatre vingt dix, une nouvelle configuration d'oscillateur a émergé ; elle a été appelée l'oscillateur optoélectronique ou OEO. Depuis ses premiers résultats, la technique s'est développée rapidement, permettant aujourd'hui la génération des signaux de fréquence élevée (plusieurs dizaines de GHz) et de grande pureté spectrale (bruit de phase en dessous de -130 dBc/Hz à 10kHz de la porteuse), constituant ainsi, une alternative aux oscillateurs entièrement électriques.

L'utilisation des technologies optiques actuelles donne de nombreuses possibilités d'évolution et d'amélioration pour l'OEO. Nous nous sommes particulièrement intéressés aux nouvelles sources optiques pour construire un nouvel oscillateur dénommé VBO ; cet oscillateur utilise un laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL), composant amplement étudié au sein du laboratoire MOSE et qui offre des caractéristiques attractives, dont : le faible coût de fabrication, le faible encombrement et la faible consommation.

Par ailleurs, afin d'obtenir un signal de fréquence élevée, nous pouvons également utiliser une technique qui permet de générer, à partir d'un signal microonde de référence, ses harmoniques

paires. Cette technique de multiplication de fréquence est appelée générateur d'harmoniques de fréquence HFG.

Nous avons orienté le travail présenté dans cette thèse, vers l'étude et la réalisation de ces deux techniques (VBO et HFG). Leur implémentation a été faite initialement de manière individuelle ; en suite, nous les avons intégrées dans un seul système afin de générer des signaux RF de bonne qualité spectrale et de fréquence élevée. Dans ce système le VBO sert à produire le signal d'entrée du HFG, en obtenant un signal en sortie avec les avantages des deux techniques.

Le premier chapitre de ce travail de thèse a pour objectif de rappeler les principes de fonctionnement des oscillateurs optomicroondes. Ici, nous donnons un aperçu de plusieurs techniques optiques pour la génération de signaux microondes, ce qui nous permet de situer les oscillateurs optoélectroniques et leurs propriétés dans le contexte des oscillateurs. A la fin de ce chapitre, nous exposons une étude théorique de l'OEO décrivant progressivement les équations qui caractérisent son fonctionnement (fréquence et puissance d'oscillation, qualité du signal).

Nous consacrons le deuxième chapitre à l'étude de l'oscillateur optoélectronique à base de VCSEL, le VBO. Dans un premier temps, nous faisons une introduction à la théorie du VCSEL : ses particularités physiques, les composants employés dans sa fabrication et quelques configurations possibles. Ensuite, nous développons les équations qui décrivent les caractéristiques du signal oscillant obtenues avec le VBO. Enfin, la réalisation expérimentale nous permet de valider les équations et comportements prédits par la théorie.

L'étude du principe de fonctionnement du système HFG est ensuite développée dans le troisième chapitre. Quelques concepts de base sur la polarisation ainsi que des composants utilisés, sont introduits avant de développer les équations et le principe de fonctionnement de ce système. Enfin, les premiers résultats expérimentaux obtenus avec ce type de génération sont présentés.

Le dernier chapitre est divisé en deux parties ; la première a pour but de montrer les résultats d'un système qui intègre, les techniques VBO et HFG. La deuxième partie donne quelques perspectives et cherche à explorer des variations de la technique VBO, pour augmenter la fréquence du signal généré ou pour l'utiliser dans de nouvelles applications.

Chapitre 1

Génération optique de signaux microondes : revue de différentes architectures et du principe physique de fonctionnement

Les oscillateurs opto-microondes représentent une option compétitive pour la génération de signaux microondes. Depuis les premiers résultats obtenus en 1995 par Yao et Maleki [14], la technique s'est développée rapidement permettant aujourd'hui la génération de signaux hyperfréquences de fréquence élevée (plusieurs dizaines de GHz) et de grande pureté spectrale (bruit de phase en dessous de -130 dBc/Hz à 10kHz de la porteuse).

En outre, les réseaux de télécommunications et les systèmes hyperfréquences intègrent de plus en plus les technologies photoniques pour améliorer leurs performances. Ce qui permet de réaliser des dispositifs plus compacts, plus légers, de large bande passante et de grande immunité aux perturbations électromagnétiques. Les faibles atténuations de la fibre optique permettent de répartir des signaux microondes entre récepteurs et émetteurs situés sur des sites différents.

Dans ce chapitre, nous parlerons tout d'abord des généralités des oscillateurs : la pureté d'un signal microonde et du bruit de phase. Ensuite, nous ferons une revue des architectures pour la génération des signaux microondes qui utilisent le mélange hétérodyne. Finalement nous décrirons l'oscillateur optoélectronique et nous présenterons les équations qui le caractérisent.

1.1. Généralités sur les oscillateurs

1.1.1 Fonctionnement général d'un oscillateur [1]

Les oscillateurs électroniques sont des éléments essentiels dans les systèmes embarqués et dans les équipements de communication. Dans un système de télécommunications ils sont utilisés au niveau de l'émetteur pour produire une porteuse qui peut être modulée en amplitude, en fréquence ou en phase. De la même façon dans le récepteur, l'oscillateur est utilisé de manière à faciliter la restitution de l'information.

Les oscillateurs qui intéressent notre étude sont ceux qui délivrent des signaux quasi sinusoïdaux. Un oscillateur peut être vu comme un convertisseur qui, alimenté par un signal électrique (le plus souvent continu), produit un signal à une fréquence f_0 . Dans un oscillateur il est possible de définir certains éléments essentiels :

- ♣ un circuit actif qui fournit de l'énergie.
- ♣ Une chaîne de réaction, nécessaire pour la création d'une oscillation.
- ♣ un élément sélectif permettant de choisir la fréquence de l'oscillation à générer f_0 .

La Fig. 1.1.1 montre le schéma général d'un oscillateur générique, dans lequel, le circuit actif est représenté par un amplificateur et l'élément sélectif par un filtre passe-bande.

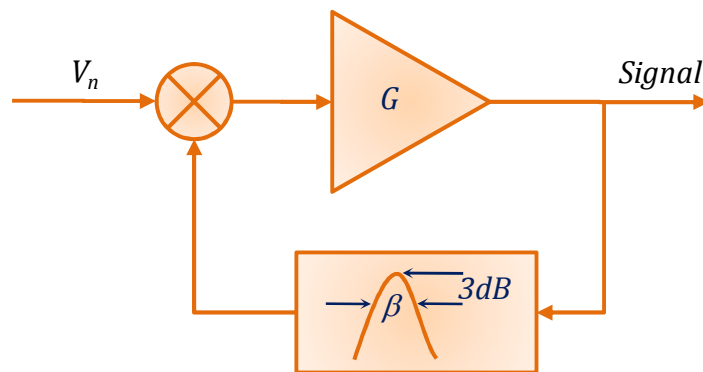


Figure 1.1.1 Schéma d'un oscillateur générique.

Dans un oscillateur le démarrage des oscillations est dû au bruit qui est modélisé dans la Fig. 1.1.1 comme une source externe nommée V_n . Ce bruit, après plusieurs passages par le filtre et l'amplificateur commence à constituer le signal désiré. Cependant, la naissance d'une oscillation est toujours soumise aux deux conditions nécessaires dites conditions de Barkhausen :

- ♣ le gain du circuit actif doit être suffisant pour compenser les pertes dans la boucle, c'est-à-dire :

$$|\beta| \cdot |G| = 1$$

- ♣ La phase dans la boucle doit être égale à un multiple entier de 2π :

$$\arg(\beta) + \arg(G) = 2k\pi$$

Avec G et β qui représentent les fonctions de transfert du circuit actif et de l'élément sélectif, respectivement et k qui indique un nombre entier.

Plusieurs types d'oscillateurs microondes utilisent les propriétés de cavités résonnantes ; cependant, dans ce manuscrit nous nous limiterons à l'étude des oscillateurs optomicroondes exclusivement.

1.1.2 Les Indicateurs de la qualité d'un signal microonde : La pureté spectrale.

1.1.2.1 Stabilité d'un oscillateur [2], [3]

La qualité du signal délivré par l'oscillateur est très importante parce que les performances du système où il sera utilisé vont dépendre de celle-ci. La qualité d'un oscillateur va être déterminée par sa stabilité en fréquence, c'est-à-dire les variations de la fréquence d'oscillation.

La stabilité en fréquence ou en phase d'un oscillateur fait référence à la capacité de l'oscillateur de garder la même fréquence sur un intervalle de temps donné. Ainsi, il est possible de différencier la stabilité long terme et court terme (Figure 1.1.2).

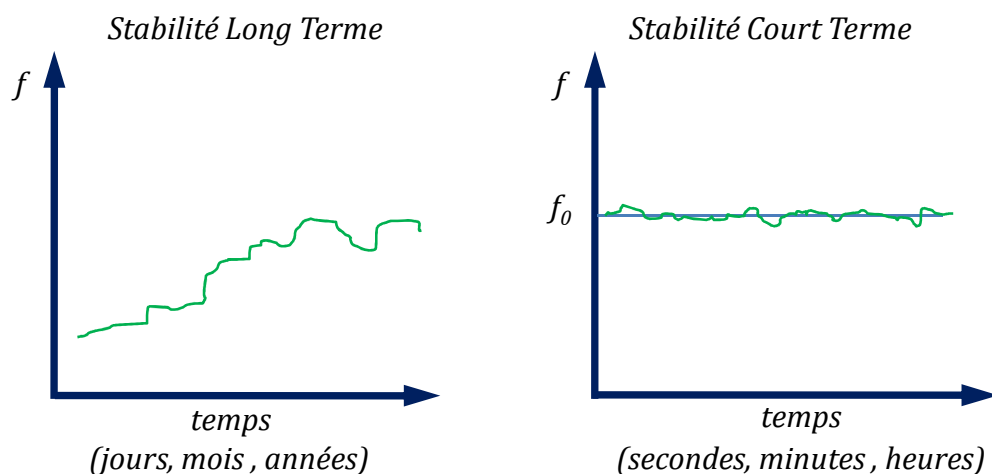


Figure 1.1.2 Stabilité long et court terme.

La stabilité long terme, fait référence aux lents changements de la fréquence moyenne, elle permet de considérer les fluctuations de la fréquence de l'oscillateur pendant une durée de temps donnée en jours, mois et même années. Ces fluctuations peuvent être le produit de changements dans l'alimentation d'entrée, variations de la température, humidité et vieillissement des composants.

La stabilité court terme fait référence aux fluctuations de fréquence dues à des variations aléatoires ou périodiques de fréquence ou de phase par rapport à la fréquence nominale dans une période de temps de quelques secondes à quelques heures.

Dans le cas de la stabilité court terme, nous pouvons distinguer plusieurs types de perturbations à l'origine de la fluctuation de fréquence : de type paramétrique et de type aléatoire. A l'origine de ces fluctuations se trouvent des phénomènes tels que le bruit thermique, le bruit de grenaille et le bruit Flicker. L'instabilité à court terme est appelée généralement bruit de phase. La valeur de ce bruit de phase détermine la qualité de l'oscillateur.

1.1.2.2 Bruit de Phase [3], [4], [5]

Le signal en sortie d'un oscillateur idéal peut être modélisé comme une onde sinusoïdale pure tel que :

$$V(t) = V_0 \sin 2\pi\nu_0 t \quad 1.1.1$$

Où V_0 et ν_0 sont l'amplitude et la fréquence nominales respectivement ($\omega_0 = 2\pi\nu_0$). Cependant, pour un oscillateur réel, les variations par rapport à V_0 et ν_0 doivent être considérées dans le modèle. Ainsi nous devons écrire :

$$V(t) = [V_0 + \epsilon(t)] \sin[2\pi\nu_0 t + \varphi(t)] \quad 1.1.2$$

où $\epsilon(t)$ représente un processus aléatoire qui dénote les fluctuations autour de V_0 , dénoté comme bruit d'amplitude et $\varphi(t)$ représente un processus aléatoire qui modélise le bruit de phase associé aux fluctuations aléatoires de fréquence. Dans l'analyse qui sera présentée par la suite, nous allons négliger l'effet du bruit dit d'amplitude $\epsilon(t)$ puisqu'il n'agit pas directement sur la stabilité de la fréquence sauf dans le cas où la dynamique non-linéaire de l'oscillateur convertit les variations d'amplitude en variations de phase. De cette façon, nous pouvons utiliser un modèle simplifié dans lequel nous allons étudier les fluctuations de phase et de fréquence tel que :

$$V(t) = V_0 \sin[2\pi\nu_0 t + \varphi(t)] \quad 1.1.3$$

Par définition, la fréquence instantanée $\nu(t)$ est définie par :

$$\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} (2\pi\nu_0 t + \varphi(t)) = \nu_0 + \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi(t)}{dt} \quad 1.1.4$$

$$\nu(t) = \nu_0 + \Delta\nu(t)$$

D'où nous pouvons définir $\Delta\nu(t)$ comme le processus aléatoire qui modèle le bruit de fréquence tel que :

$$\Delta\nu(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi(t)}{dt} \quad 1.1.5$$

Nous définissons, également deux grandeurs normalisées : la variation relative de fréquence $y(t)$ et la variation relative de phase $x(t)$ qui peuvent être exprimées par :

$$y(t) = \frac{1}{2\pi\nu_0} \frac{d\varphi(t)}{dt} \quad 1.1.6$$

$$x(t) = \frac{\varphi(t)}{2\pi\nu_0}$$

Et finalement, la relation entre $y(t)$ et $x(t)$, s'exprime de la façon suivante :

$$y(t) = \frac{dx(t)}{dt} \quad 1.1.7$$

1.1.2.3 Caractérisation de la stabilité en fréquence dans le domaine fréquentiel [3], [4], [5]

Etant donné que les fluctuations de phase et de fréquence sont des grandeurs aléatoires, des paramètres statistiques sont nécessaires pour sa description, c'est-à-dire des fonctions de corrélation et densités spectrales.

Maintenant que nous avons défini $\Delta\nu(t)$ comme le processus aléatoire qui modélise le bruit de fréquence, nous pouvons définir la densité spectrale du bruit de fréquence $S_{\Delta\nu}(f)$ comme la transformée de Fourier de sa fonction d'autocorrélation $R_{\Delta\nu}(\tau)$, ainsi :

$$S_{\Delta\nu}^{TS}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{\Delta\nu}(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau \text{ [Hz]} \quad 1.1.8$$

avec

$$R_{\Delta\nu}(\tau) = \langle \Delta\nu(t)\Delta\nu(t-\tau) \rangle \quad 1.1.9$$

Où $\langle \ \rangle$ dénote la moyenne et f représente la fréquence de Fourier. Le suffixe TS (de l'anglais *two-sided*) fait référence au fait que nous considérons les fluctuations dans les deux bandes latérales, c'est-à-dire $-\infty < f < +\infty$. Pour des raisons expérimentales nous allons utiliser la densité spectrale SB (de l'anglais *single band*) $S_{\Delta v}(f)$ relative à une seule bande latérale qui peut s'exprimer par :

$$S_{\Delta v}(f) = 2S_{\Delta v}^{TS}(f) \quad 1.1.10$$

avec $0 < f < +\infty$

De façon analogue nous pouvons aussi définir la densité spectrale de bruit de phase SB $S_{\varphi}(f)$, tel que :

$$S_{\varphi}(f) = 2 \int_0^{+\infty} R_{\varphi}(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau \quad [\text{Rad}^2/\text{Hz}] \quad 1.1.11$$

avec

$$R_{\varphi}(\tau) = \langle \varphi(t)\varphi(t - \tau) \rangle \quad 1.1.12$$

Nous pouvons également faire définir les densités spectrales des fonctions relatives de fréquence $S_y(f)$ [Hz⁻¹] et de phase $S_x(f)$ [s²/Hz] :

$$\begin{aligned} S_y(f) &= \frac{1}{v_0^2} S_{\Delta v}(f) \\ S_{\Delta v}(f) &= f^2 S_{\varphi}(f) \\ S_y(f) &= \left(\frac{f}{v_0}\right)^2 S_{\varphi}(f) \\ S_y(f) &= 4\pi^2 f^2 S_x(f) \end{aligned} \quad 1.1.13$$

La densité spectrale $S_y(f)$ joue un rôle clé dans la caractérisation de la stabilité puisqu'elle apporte une identification du processus de bruit rencontré dans les oscillateurs réels. Elle est considérée comme une mesure de la stabilité de fréquence dans le domaine de Fourier par l'IEEE [3]. Ainsi, la qualité de deux oscillateurs peut être évaluée en comparant leurs deux courbes $S_y(f)$ dans une même figure.

Il existe un modèle asymptotique qui a été développé [4] pour représenter $S_y(f)$ comme une somme de cinq composantes, chacune représentant un processus de bruit de la façon suivante :

$$S_y(f) = \begin{cases} \sum_{\alpha=-2}^{+2} h_\alpha f^\alpha & \text{pour } 0 \leq f \leq f_h \\ 0 & \text{pour } f > f_h \end{cases} \quad 1.1.14$$

où le coefficient α représente chaque type de bruit et la constante h_α est une mesure du niveau de ce bruit. f_h est une fréquence de coupure utilisée pour représenter le fait que tous les composants employés en pratique dans un oscillateur, ont une bande passante finie. De cette façon, pour un oscillateur donné, $S_y(f)$ sera une somme de 5 termes au maximum, (certains étant négligeables) définis selon l'équation 1.1.14, par exemple « le bruit blanc », indépendant de la fréquence (varie selon f^0), le « bruit Flicker » varie selon f^{-1} et le « bruit aléatoire de fréquence » varie selon f^{-2} .

Nous définissons également le bruit de phase en bande latérale unique $\mathcal{L}(f)$, défini comme la moitié de la densité spectrale de bruit de phase SB $S_\phi(f)$. $\mathcal{L}(f)$ est une mesure indirecte de l'énergie du bruit reliée au spectre de puissance RF observé sur un analyseur de spectre. $\mathcal{L}(f)$ exprime le rapport entre la puissance contenue dans une bande latérale, de largeur égale à 1Hz (P_{ssb} : *Power in a Single Side Band*) à la puissance totale du signal (P_s) (Fig. 1.1.3):

$$\mathcal{L}(f) = \frac{1}{2} S_\phi(f) = \frac{P_{ssb}(f)}{P_s} \quad 1.1.15$$

$\mathcal{L}(f)$ est représenté graphiquement par une courbe de la modulation de phase de bande latérale dans le domaine fréquentiel. Il est exprimé en dB relatifs à la porteuse par Hertz de bande passante $\left[\frac{dBc}{Hz}\right]$, la Fig. 1.1.4 donne un exemple de ce type de représentation.

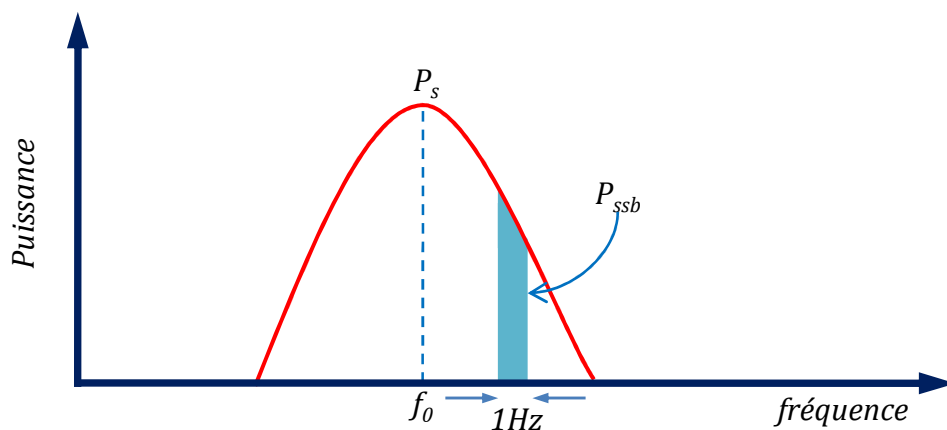


Figure 1.1.3 Définition du bruit de phase en bande latérale unique.

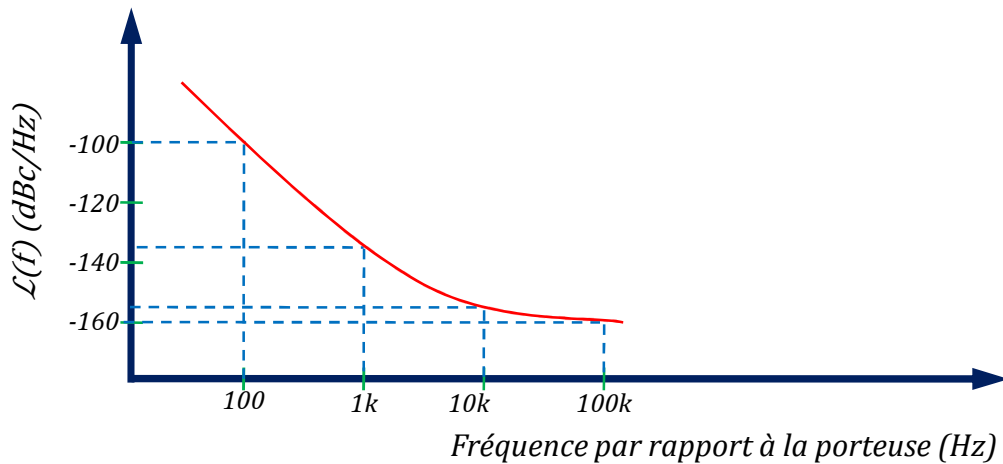


Figure 1.1.4 Représentation graphique du bruit de phase en bande latérale unique.

Il faut remarquer cependant, que le calcul de $\mathcal{L}(f)$ à partir de $S_\varphi(f)$ n'est valide que pour le cas où la phase du signal est faiblement modulée par les fluctuations de phase.

1.1.2.4 Caractérisation de la stabilité en fréquence dans le domaine temporel [3], [4], [5]

Pour certaines applications, les mesures d'instabilité dans le domaine temporel sont plus représentatives que dans le domaine fréquentiel. C'est pour cette raison qu'il est nécessaire de faire la caractérisation dans le domaine temporel, c'est à dire dans une certaine plage temporelle τ .

La fréquence instantanée $\nu(t)$ donnée par l'équation 1.1.4, n'est pas observable directement dans la pratique puisque il est toujours nécessaire de définir un intervalle fini de temps dans lequel une mesure puisse être effectué. Alors, la moyenne de $\nu(t)$ dans un intervalle de temps τ , commençant à l'instant t_k , donne une quantité plus utile :

$$\langle \nu(t) \rangle_{t_k, \tau} = \nu_0 + \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_k + \tau} \Delta \nu(\theta) d\theta = \frac{n_k}{\tau} \quad 1.1.16$$

où n_k est le nombre de cycles du signal en entrée pendant l'intervalle τ .

La quantité normalisée \bar{y}_k souvent utilisée, est défini comme :

$$\bar{y}_k = \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_k + \tau} y(\theta) d\theta \quad 1.1.17$$

ainsi, en utilisant 1.1.5 et 1.1.6 l'équation 1.16 devient :

$$\langle \nu(t) \rangle_{t_k, \tau} = \nu_0 (1 + \bar{y}_k) = \frac{n_k}{\tau} \quad 1.1.18$$

et finalement, il est possible d'obtenir:

$$\bar{y}_k = \frac{\varphi(t_k + \tau) - \varphi(t_k)}{2\pi \nu_0 \tau} \quad 1.1.19$$

le numérateur de l'équation 1.1.19 représente l'erreur de phase accumulée entre t_k et $t_k + \tau$.

Nous obtenons alors, pour des échantillons relevés à des intervalles de temps réguliers repérés par des instants t_k , un ensemble de valeurs aléatoires. Il est donc nécessaire de faire plusieurs mesures de leur dispersion, c'est-à-dire une variance.

La définition de variance la plus générale fait intervenir un nombre infini d'échantillons mais, étant donné que nous n'avons qu'un nombre limité d'échantillons relevés sur une durée finie, nous allons présenter ici la variance la plus souvent utilisée et conseillée par le IEEE [4], la variance de deux échantillons connue aussi sous le nom de variance d'Allan :

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{2} \langle (\bar{y}_2 - \bar{y}_1)^2 \rangle \quad 1.1.20$$

1.1.2.5 Relations de passage entre les domaines fréquentiel et temporel [3], [4], [5].

Afin de comprendre les phénomènes d'instabilité dans les oscillateurs, deux domaines d'étude ont été considérés : le temporel et le fréquentiel. Nous allons définir maintenant, certaines relations de passage entre ces deux domaines afin de donner une vision unifiée de l'instabilité. Ces relations de passage sont aussi importantes pour permettre la possibilité de passer entre les deux domaines, notamment dans la pratique, elles permettent de retrouver les performances correspondantes dans un domaine, ayant mesuré l'instabilité dans l'autre.

La variance d'Allan $\sigma_y^2(\tau)$ peut être exprimée en termes de $S_y(f)$ de la façon suivante [3] :

$$\sigma_y^2(\tau) = \int_0^{\infty} S_y(f) \frac{2 \sin^4 \pi \tau f}{(\pi \tau f)^2} df \quad 1.1.21$$

A l'aide de l'équation 1.1.14 nous pouvons utiliser l'équation 1.1.21 pour exprimer $\sigma_y^2(\tau)$ en fonction des cinq processus de bruit définis dans le domaine fréquentiel. Le tableau 1.1.1 résume les différentes possibilités. En pratique les données expérimentales sont représentées graphiquement par une succession de segments de droites avec des pentes de différents ordres. La fig. 1.1.5 donne un exemple de ces représentations.

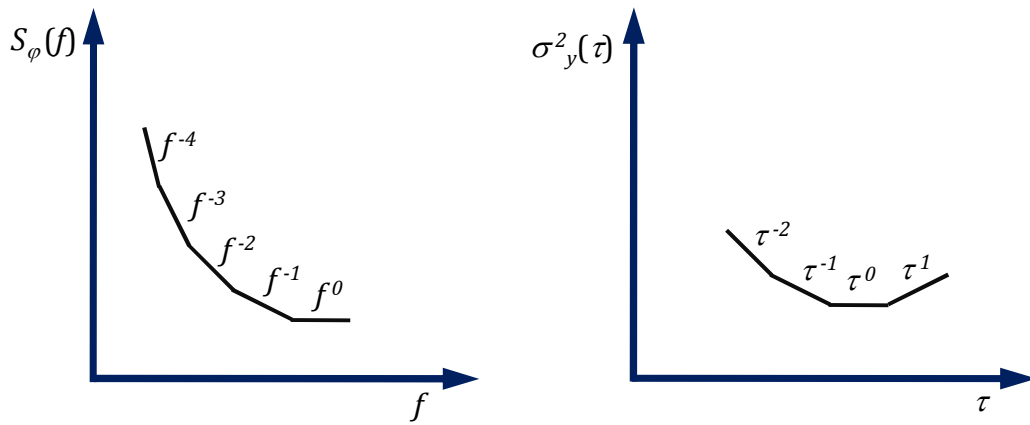


Figure 1.1.5 Représentation du bruit de phase dans les domaines fréquentiel et temporel.

Bruit	$S_y(f)$	$S_\varphi(f)$	Variance d'Allan $\sigma_y^2(\tau)$	Pente de	
				$S_\varphi(f)$	$\sigma_y^2(\tau)$
Aléatoire de Fréquence	$h_{-2}f^{-2}$	$v_0^2 h_{-2} f^{-4}$	$\frac{2\pi^2 h_{-2} \tau}{3}$	-4	1
Flicker de Fréquence	$h_{-1}f^{-1}$	$v_0^2 h_{-1} f^{-3}$	$2\ln(2)h_{-1}$	-3	0
Blanc de Fréquence	h_0	$v_0^2 h_0 f^{-2}$	$\frac{h_0}{2\tau}$	-2	-1
Flicker de Phase	$h_1 f$	$v_0^2 h_1 f^{-1}$	$\frac{h_1}{4\pi^2 \tau^2} \{1,038 + 3 \cdot \ln(2\pi f_h \tau)\}$	-1	≈ -2
Blanc de Phase	$h_2 f^2$	$v_0^2 h_2$	$\frac{3h_2 f_h}{4\pi^2 \tau^2}$	0	-2

Tableau 1.1.1 Processus de Bruit dans les domaines fréquentiel et temporel.

1.1.2.6 Modèle de Leeson [5], [6], [7]

La densité spectrale de puissance de bruit de phase d'un oscillateur peut être exprimée en utilisant un modèle simple proposé par Leeson [5] en 1966. Ce modèle est basé sur le principe d'un oscillateur dans lequel il y a un élément sélecteur de fréquence et un amplificateur dans une configuration en boucle fermée (section 1.1.1). Cette méthode étant linéaire, permet de décrire le système en termes de sa fonction de transfert comme un bloc fonctionnel, entrée-sortie. Reprenons le schéma de l'oscillateur de la figure 1.1.1, et considérons que $\Delta\theta(f)$ correspond aux fluctuations de phase en entrée de l'oscillateur et $\varphi(f)$ représente les fluctuations de phase en sortie de l'oscillateur (Fig. 1.1.6).

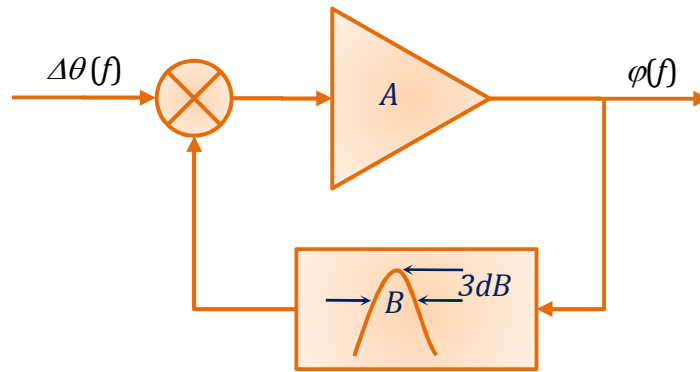


Figure 1.1.6 Schéma général d'un oscillateur.

Leeson dans son modèle propose une relation entre la densité spectrale des fluctuations de phase en entrée de l'oscillateur $S_{\Delta\theta}$, et la densité spectrale des fluctuations de phase en sortie de l'oscillateur S_{φ} , sous la forme suivante :

$$S_{\varphi}(f) = S_{\Delta\theta} \left[1 + \left(\frac{f_0}{2Qf} \right)^2 \right] \quad 1.1.22$$

où f représente la fréquence de Fourier, f_0 la fréquence d'oscillation et Q représente le facteur de qualité en charge de l'élément sélectif de la figure 1.1.6. Par ailleurs, la théorie des transmissions établit que, la fonction de transfert d'un filtre passe-bande, traversé par une onde modulée en phase, est équivalente à la fonction de transfert d'un filtre passe-bas traversé par le signal modulant cette onde [6]. De cette façon nous pouvons déduire la fonction de transfert équivalente du filtre passe bas à partir de celle du filtre passe bande :

$$H_{PB} = \frac{1}{1 + j \frac{2Qf}{f_0}} \quad 1.1.23$$

Dans cette expression, $\frac{f_0}{2Q}$ représente la demi-bande passante du filtre sélectif B , et Q est défini de la façon suivante :

$$Q = \frac{2\pi f_0}{2B} \quad 1.1.24$$

Finalement, la relation entre les fluctuations de phase en entrée de l'oscillateur $\Delta\theta(f)$, et les fluctuations de phase en sortie de l'oscillateur $\varphi(f)$, sont reliées de la façon suivante :

$$\varphi(f) = \left(1 + \frac{f_0}{j2Qf} \right) \Delta\theta(f) \quad 1.1.25$$

1.2. Génération de signaux hyperfréquence en utilisant le mélange hétérodyne

Avant de présenter la théorie des oscillateurs optomicroondes, qui font l'objet de notre étude, il est important de décrire brièvement les autres techniques utilisées pour la génération de signaux microondes par voie optique, techniques qui utilisent le mélange hétérodyne.

Cette technique consiste à détecter à l'aide d'un photodétecteur rapide, deux faisceaux optiques décalés en longueur d'onde, ces deux faisceaux pouvant être générés en utilisant une ou deux sources optiques.

1.2.1 Deux diodes lasers monomodes indépendantes [8], [9], [10]

Cette technique utilise deux diodes lasers qui génèrent deux ondes optiques décalées en fréquence. Le battement de fréquence entre ces deux ondes optiques est ensuite détecté avec un photodétecteur rapide. Cette méthode dans son implémentation la plus simple, permet de générer des signaux microondes de haute fréquence. Cependant, le principal problème reste la largeur spectrale du signal obtenu qui est importante, presque égale à la somme des largeurs de raie de chaque laser utilisé. Pour arriver donc à obtenir un signal microonde de faible bruit de phase, il est nécessaire d'implémenter une technique qui permette d'éliminer les fluctuations de phase relatives entre les deux lasers. Les techniques utilisées pour établir une cohérence de phase entre les deux sources optiques sont brièvement décrites ci-dessous :

1.2.1.1 Verrouillage par injection optique sur un mode latéral

Cette méthode utilise un laser maître qui est modulé en intensité à une fréquence sous-harmonique de la fréquence microonde à générer. Cela avec l'objectif de créer des modes latéraux dans le spectre optique. Deux de ces modes latéraux peuvent être amplifiés ensuite par deux diodes lasers esclaves qui sont verrouillées par le laser maître. Par conséquent, les deux lasers esclaves sont cohérents en phase avec le laser maître et entre eux.

1.2.1.2 Boucle à verrouillage de phase

La figure 1.2.1 montre le schéma de principe de cette technique dans laquelle, la phase d'une des diodes lasers est contrôlée activement en utilisant une boucle à verrouillage de phase. Les signaux optiques provenant des deux lasers sont combinés sur un photodétecteur. La phase du signal de battement est ensuite comparée avec un signal de référence microondes, issu d'un oscillateur externe, à l'aide d'un mélangeur. Le signal de sortie du mélangeur, proportionnel à la différence de

phase entre le signal de battement et le signal de référence, est appliqué à l'accès polarisation du laser VCO (*Voltage Controlled Oscillator*). Un autre photodétecteur est nécessaire pour récupérer le signal de sortie de l'oscillateur.

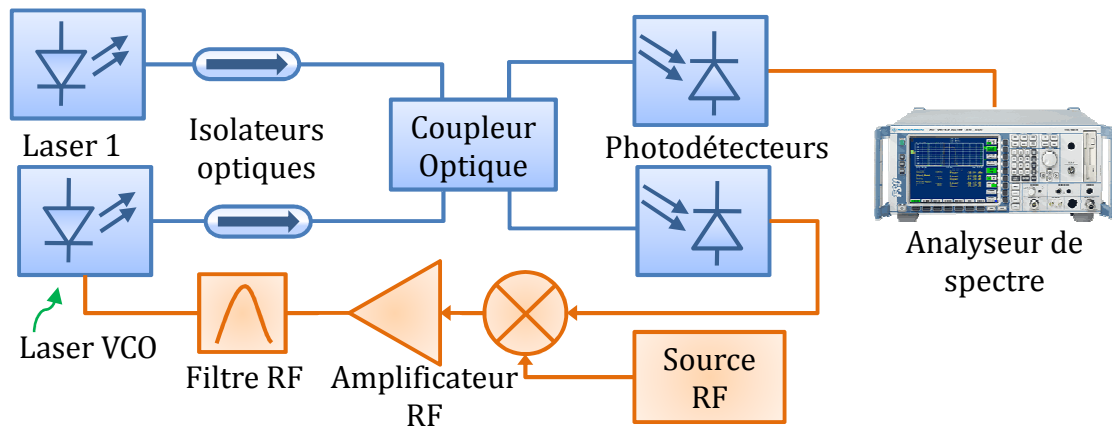


Figure 1.2.1 Boucle à verrouillage de phase.

Ces deux techniques permettent de générer des très hautes fréquences. La première de ces techniques a l'avantage de générer des signaux microondes de faible bruit et permet aussi l'élimination des harmoniques. Cependant, par rapport à la deuxième technique, celle-ci nécessite des couplages optiques contraignants et offre une plage d'accord en fréquence restreinte. Les deux techniques par contre, présentent l'inconvénient d'utiliser plusieurs diodes lasers et photodétecteurs.

1.2.2 Deux diodes lasers monomodes en configuration maître-esclave [11], [12]

La Fig. 1.2.2 montre le schéma descriptif de cette technique dans laquelle on utilise deux diodes laser monomodes, dans une configuration maître-esclave. Chaque laser présente un spectre monomode, une source RF externe permet de moduler le laser esclave à une sous-harmonique de la fréquence microonde désirée pour générer des raies de modulation dans son spectre optique. Le laser maître verrouille alors l'une de ces raies de modulation. Le signal de battement est récupéré par un photodétecteur, la pureté de ce signal généré dépend de celle de la source de référence RF.

Cette technique présente des avantages sur la technique décrite dans le paragraphe précédent : elle permet d'avoir une très grande flexibilité pour choisir la fréquence de battement et elle est d'une plus grande simplicité d'implémentation.

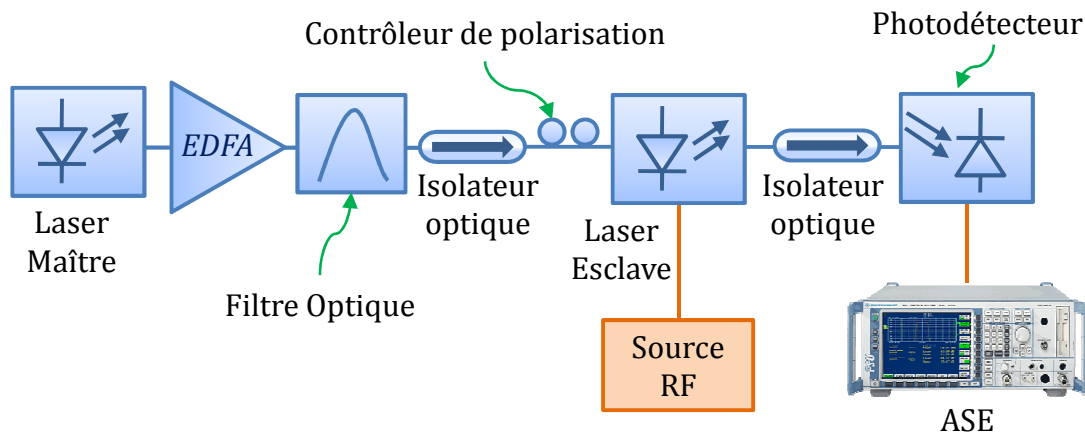


Figure 1.2.2 Deux diodes lasers monomodes en configuration maître-esclave

1.2.3 Une diode laser bimode [13]

Ce système est basé sur un type de diode laser DFB multisection, spécialement conçu pour produire en sortie une onde optique bimodale. Le battement de ces deux modes est récupéré avec un photodétecteur pour obtenir le signal désiré à une fréquence égale à la différence de fréquence des deux modes. L'intervalle de fréquences à générer peut être accordé en modifiant les courants de polarisation des différentes sections de la diode laser DFB. Il est possible d'utiliser des techniques de verrouillage pour rendre les modes cohérents en phase et réduire de cette façon, la largeur spectrale du signal généré.

Cette technique présente l'avantage principal, sur les techniques antérieurement décrites, de l'utilisation d'une seule source optique, ce qui permet de corrélérer tous les fluctuations de fréquence des modes induites par des perturbations thermiques et mécaniques. Cependant l'accordabilité en fréquence de ce type d'oscillateur est relativement faible. La Fig. 1.2.3 illustre le principe de fonctionnement de cette technique.

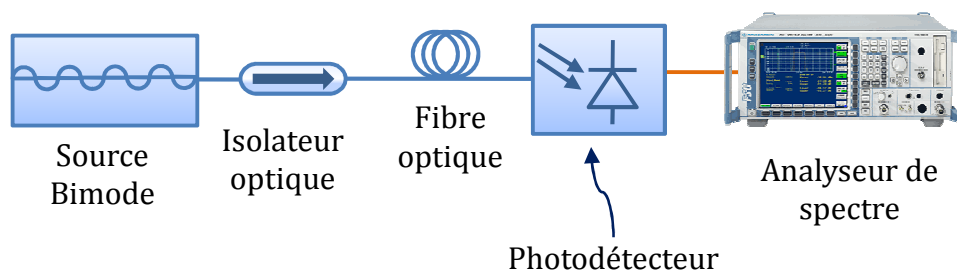


Figure 1.2.3 Une diode laser bimode

Le tableau 1.1.2 ci-dessous, présente un résumé de différentes techniques hétérodynes utilisées pour la génération optique de signaux hyper-fréquences :

Type d'oscillateur	Fréquence d'oscillation	Bruit de Phase	Largeur Spectrale
Deux lasers indépendants [10]	64 GHz	-75 dBc/Hz @ 10kHz -95 dBc/Hz @ 100kHz	<1 Hz
Deux lasers en configuration maître-esclave [11]	50 GHz	-100 dBc/Hz @ 100kHz	---
Un laser bimode [13]	57 GHz	-77 dBc/Hz @ 10kHz -85 dBc/Hz @ 100kHz	<10 Hz

Tableau 1.1.2 Comparaison de différentes techniques hétérodynes utilisées pour la génération optique de signaux hyper-fréquences.

Les techniques présentées jusqu'au présent ont toutes l'avantage de permettre la génération de très hautes fréquences. Cependant, certaines d'entre elles restent limitées en termes de largeur spectrale et/ou de bruit de phase. L'oscillateur optomicroonde, qui sera analysé dans la section suivante, présente une amélioration des performances, notamment au niveau du bruit de phase par rapport aux techniques précédemment étudiées.

1.3. Les Oscillateurs Optomicroondes [14], [15]

L'oscillateur optomicroonde OEO (de l'anglais *optoelectronic oscillator*) est un système développé depuis 1995 par Yao et Maleki [14], [15] basé sur une architecture proposée par Neyer et Voges en 1982 [16]. Cette technologie hybride qui utilise des composants optiques et électroniques, convertit l'énergie lumineuse continue, issue d'une diode laser, en signal microonde d'excellente pureté spectrale. Cette configuration utilise une diode laser et un circuit de contre-réaction formé par un modulateur d'intensité, une ligne à retard (fibre optique), un photodétecteur, un amplificateur RF et un filtre RF. La figure 1.3.1 montre le schéma proposé par Yao et Maleki en [14] et [15].

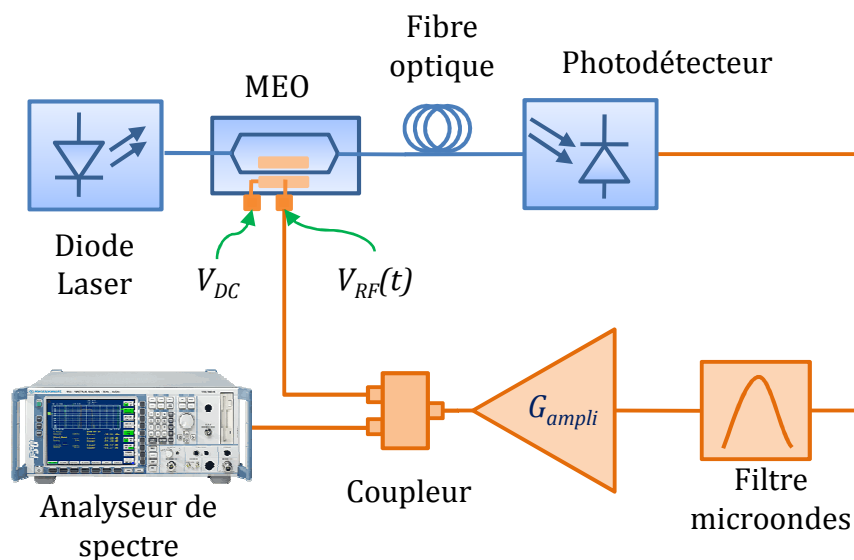


Figure 1.3.1 Oscillateur optomicroondes

Cet oscillateur permet de générer des signaux stables électriques ainsi qu'optiques jusque dans le domaine millimétrique (limité seulement par la bande passante du modulateur d'intensité) avec un bruit de phase inférieur à -140 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse [15]. L'OEO peut être considéré comme un oscillateur contrôlé en tension avec une sortie électrique et une sortie optique. Dans les paragraphes suivants, nous présentons la modélisation de ce type d'oscillateur et les expressions théoriques qui en découlent, relatives à la largeur de raie et caractéristiques d'oscillation.

1.3.1 Description du Système

Dans l'OEO, une diode laser fournit un signal optique continu qui est injecté dans un modulateur electro-optique (MEO). La sortie du modulateur est connectée à une fibre optique qui joue le rôle de ligne à retard. Le faisceau optique modulé est ensuite détecté par un photodétecteur, puis filtré avec un filtre passe bande et finalement amplifié par un amplificateur microonde.

Afin d'obtenir des oscillations dans cette boucle, il est nécessaire que certaines conditions soient vérifiées : une condition de phase et une condition de gain. Pour obtenir ces conditions, nous allons d'abord développer une analyse du système en boucle ouverte, ensuite en boucle fermée et finalement nous développerons une expression pour la densité spectrale des fluctuations de fréquence. Comme nous l'avons remarqué dans les sections précédentes, cette densité spectrale permet de quantifier la qualité du signal généré.

1.3.2 Analyse en Boucle ouverte [14], [15], [17], [18], [19]

Dans cette analyse nous allons considérer une liaison constituée par une diode laser, un modulateur d'intensité, une fibre optique et un photodétecteur (Fig. 1.3.2). Nous allons d'abord décrire le processus modulation, puis nous analyserons l'expression du signal électrique photodétecté.

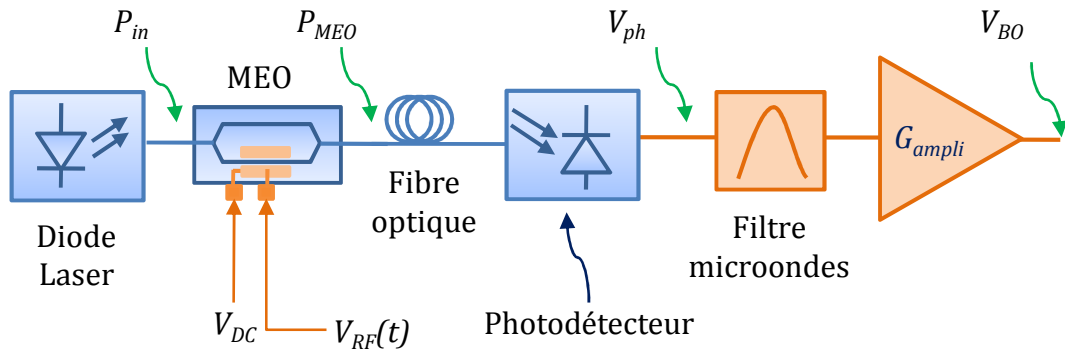


Figure 1.3.2 Analyse en boucle fermée de l'OEO

1.3.2.1 Modulation

La transmittance optique du MEO peut s'écrire de la façon suivante :

$$H_{MEO} = \frac{P_{MEO}(t)}{P_{in}} = \frac{\alpha_{MEO}}{2} \left[1 + M \cos \left(\frac{\pi V_{DC}}{V_{\pi DC}} + \frac{\pi V_{RF}(t)}{V_{\pi RF}} + \theta_{DC} + \theta_{RF} \right) \right] \quad 1.3.1$$

Les différents paramètres dans cette équation sont expliqués ci-dessous :

- ♣ V_{DC} représente la tension continue appliquée au modulateur pour le polariser.
- ♣ $V_{RF}(t) = V_A \sin(\omega_0 t)$ est le signal qui permet de moduler l'onde optique injectée à l'entrée du modulateur.
- ♣ M est le facteur de modulation défini par le rapport d'extinction de la façon suivante :

$$\frac{P_{ON}}{P_{OFF}} = \frac{1 + M}{1 - M}$$

avec P_{ON} et P_{OFF} qui correspondent aux puissances maximale et minimale en sortie du MEO, respectivement. Le paramètre M sera considéré par la suite comme unitaire.

- ♣ $V_{\pi DC}$ et $V_{\pi RF}$ sont les tensions nécessaires pour obtenir un déphasage de π au niveau des électrodes DC et AC respectivement.
- ♣ α_{MEO} représente les pertes optiques générées entre l'entrée et la sortie du modulateur, c'est-à-dire les pertes d'insertion du MEO.
- ♣ θ_{DC} représente l'autopolarisation interne du MEO.
- ♣ θ_{RF} correspond au désaccord en vitesse entre les ondes guidées optique et microonde.

1.3.2.2 Détection du signal optique modulé

La tension électrique photodétectée \tilde{V}_{ph} (Fig. 1.3.2) est donnée par l'équation suivante:

$$\tilde{V}_{ph} = H_{MEO} \tilde{\alpha}_O P_{in} \tilde{S} R_{ph} \quad 1.3.2$$

Nous allons considérer les fonctions de transfert des composants constituant l'OOM sur la forme complexe, ainsi les différents termes de l'équation 1.3.2 sont définis comme suit :

- ♣ R_{ph} représente la résistance de charge du photodétecteur,
- ♣ $\tilde{\alpha}_O$ représente les pertes optiques dans la boucle telles que :

$$\tilde{\alpha}_O = \frac{\tilde{\alpha}_{MEO}}{2} \tilde{\alpha}_{FO}$$

où $\tilde{\alpha}_{FO} = \alpha_{FO} e^{-j\omega\tau_d} = \alpha_{FO} e^{-j\omega\phi_{FO}}$ caractérise les pertes de la fibre optique : α_{FO} représente les pertes d'insertion et τ_d le retard associé à la fibre optique.

- ♣ $\tilde{S} = S e^{j\phi_S}$ représente la responsivité du photodétecteur S et son déphasage associé ϕ_S

L'expression 1.3.2 nous permettra par la suite de déterminer la condition de gain nécessaire pour l'oscillation.

1.3.2.3 Filtrage et linéarisation du signal électrique :

Après démodulation de l'onde optique par le photodétecteur, le signal électrique obtenu est filtré par un filtre passe-bande RF puis amplifié par un amplificateur RF, en sortie duquel nous obtenons la tension \tilde{V}_{BO} (Fig. 1.3.2) qui peut s'écrire sous la forme :

$$\tilde{V}_{BO} = \tilde{\alpha}_E \tilde{F} \tilde{G}_{ampli} \tilde{V}_{ph} \quad 1.3.3$$

où $\tilde{G}_{ampli} = G_{ampli} e^{j\phi_G}$ représente le gain en tension de l'amplificateur G_{ampli} avec son déphasage associé ϕ_G , \tilde{F} représente les pertes d'insertion du filtre RF F et son déphasage optique ϕ_F et $\tilde{\alpha}_E$, les pertes électriques dans la boucle.

Nous allons faire quelques simplifications mathématiques afin de visualiser l'effet de linéarisation du passage par le filtre et retrouver une expression simplifiée de \tilde{V}_{BO} . D'abord, le terme cosinus dans l'équation 1.3.1 peut être exprimé de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \cos\left(\frac{\pi V_{DC}}{V_{\pi DC}} + \frac{\pi V_{RF}(t)}{V_{\pi RF}} + \theta_{DC} + \theta_{RF}\right) = \\ \cos\left\{\frac{\pi V_A \sin(\omega_0 t)}{V_{\pi RF}}\right\} \cos\left\{\frac{\pi V_{DC}}{V_{\pi DC}} + \theta_{DC} + \theta_{RF}\right\} - \sin\left\{\frac{\pi V_A \sin(\omega_0 t)}{V_{\pi RF}}\right\} \sin\left\{\frac{\pi V_{DC}}{V_{\pi DC}} + \theta_{DC} + \theta_{RF}\right\} \end{aligned} \quad 1.3.4$$

Ensuite, nous utilisons les propriétés suivantes des fonctions cosinus et sinus qui nous permettent de développer les termes de l'équation 1.3.4 en série de fonctions de Bessel :

$$\begin{aligned} \cos(x \sin \theta) &= J_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(x) \cos 2n\theta \\ \sin(x \sin \theta) &= 2 \sum_{p=1}^{\infty} J_{2p-1}(x) \sin\{(2p-1)\theta\} \end{aligned} \quad 1.3.5$$

Nous obtenons ainsi :

$$\begin{aligned} \cos\left\{\frac{\pi V_A \sin(\omega_0 t)}{V_{\pi RF}}\right\} &= J_0\left(\frac{\pi V_A}{V_{\pi RF}}\right) + 2J_2\left(\frac{\pi V_A}{V_{\pi RF}}\right) \cos(2\omega_0 t) + 2J_4\left(\frac{\pi V_A}{V_{\pi RF}}\right) \cos(4\omega_0 t) + \dots \\ \sin\left\{\frac{\pi V_A \sin(\omega_0 t)}{V_{\pi RF}}\right\} &= 2J_1\left(\frac{\pi V_A}{V_{\pi RF}}\right) \sin(\omega_0 t) + 2J_3\left(\frac{\pi V_A}{V_{\pi RF}}\right) \sin(3\omega_0 t) + \dots \end{aligned} \quad 1.3.6$$

Finalement, à partir des relations 1.3.6 nous pouvons constater que la tension électrique photodétectée \tilde{V}_{ph} dans 1.3.2, contient des harmoniques, de la fréquence ω_0 de la tension sinusoïdale $V_{RF}(t)$. Lors du passage par le filtre, ces distorsions harmoniques induites par les

composants en régime non-linéaire et les modes extérieurs à la bande passante du modulateur sont très atténués voir supprimés. De cette façon en sortie du filtre on aura un seul mode fondamental. Ainsi, une fois le signal passé par le filtre, nous obtenons une linéarisation de la tension en boucle ouverte (subsiste le terme dépendant de la fréquence fondamentale) :

$$V_{BO} = -2AP_{in} \cdot J_1(Y) \sin(X) \sin(\omega_0 t) \quad 1.3.7$$

avec :

$$A = \tilde{\alpha}_E \tilde{\alpha}_O \tilde{S} R_{ph} \tilde{G}_{ampli}$$

$$X = \frac{\pi V_{DC}}{V_{\pi DC}} + \theta_{DC} + \theta_{RF} \quad 1.3.8$$

$$Y = \frac{\pi V_A}{V_{\pi RF}}$$

Connaissant l'expression de la tension en boucle ouverte \tilde{V}_{BO} , nous pouvons maintenant déterminer la condition du gain, nécessaire pour l'oscillation. A l'aide de la relation 1.3.7 nous pouvons définir le gain de boucle ouverte par :

$$V_{BO} = G_{BO} \cdot V_{RF}(t) \quad 1.3.9$$

Et donc

$$G_{BO} = \frac{-2AP_{in}}{V_A} \cdot J_1(Y) \sin(X) \quad 1.3.10$$

$$G_{BO} = \frac{-2AP_{in}}{V_A} \cdot J_1\left(\frac{\pi V_A}{V_{\pi RF}}\right) \sin\left(\frac{\pi V_{DC}}{V_{\pi DC}} + \theta_{DC} + \theta_{RF}\right)$$

A partir des équations 1.3.7 et 1.3.10 nous constatons que V_{BO} et G_{BO} sont des fonctions non linéaires de l'amplitude V_A de la tension $V_{RF}(t)$, dans le cas où $V_A \ll V_{\pi RF}$ il est possible d'approximer la fonction de Bessel J_1 par son développement de 1^{ère} ordre :

$$J_1(Y) \cong \frac{Y}{2} = \frac{\pi V_A}{2V_{\pi RF}} \quad 1.3.11$$

A l'aide de l'expression 1.3.11, nous pouvons donc réécrire l'équation 1.3.7 pour V_{BO} et exprimer le gain de petit signal en boucle ouverte G_s de la façon suivante :

$$V_{BO} = -AP_{in} \cdot \frac{\pi V_A}{V_{\pi RF}} \sin(X) \sin(\omega_0 t) \quad 1.3.12$$

$$G_s \equiv \left. \frac{\partial V_{BO}}{\partial V_{RF}} \right|_{V_{RF} \rightarrow 0} = -AP_{in} \frac{\pi}{V_{\pi RF}} |\sin(X)|$$

La relation 1.3.12 nous permet de comprendre qu'une fois choisis les composants à utiliser, le gain de petit signal ne dépend que de la puissance d'alimentation P_{in} et de la tension de polarisation, V_{DC} du modulateur de phase.

En fin, nous pouvons exprimer le gain en boucle ouverte en termes de gain de petit signal, en utilisant les relations 1.3.10 et 1.3.12 :

$$|G_{BO}| = |G_s| \frac{2V_{\pi RF}}{\pi V_A} J_1 \left(\frac{\pi V_A}{V_{\pi RF}} \right) \quad 1.3.13$$

1.3.3 Analyse en Boucle fermée [14], [15], [17], [18], [19]

Dans ce système à contre réaction nous pouvons différencier deux parties, comme le montre la figure 1.3.3 : une voie directe qui, dans notre cas sera formée par l'amplificateur de fonction de transfert $\tilde{G}_{ampli} = G_{ampli} e^{j\phi_G}$ et une contre réaction constituée de la diode laser, du modulateur d'intensité, de la fibre optique, de la photodiode et du filtre RF (c'est-à-dire des composants de l'analyse en boucle ouverte sans l'amplificateur). Cette contre réaction a la fonction de transfert

$$\tilde{H}_{CR} = \frac{\tilde{G}_{BO}}{\tilde{G}_{Ampli}}$$

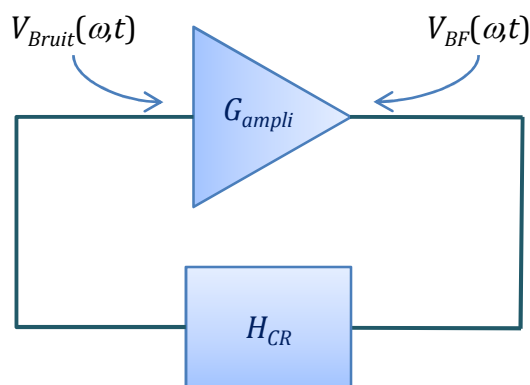


Figure 1.3.3 Modèle de l'oscillateur optomicroondes utilisé pour l'analyse en boucle fermée

Nous trouverons dans ce système plusieurs sources de bruit qui vont être à l'origine des oscillations : Le RIN du laser, le bruit Schottky lié à la photodiode et le bruit thermique des

éléments résistifs. On détaillera ces processus de bruit dans le chapitre suivant. La somme des contributions des différents bruits peut être considérée comme un bruit blanc contenant toutes les composantes de fréquence dans la bande passante des différents composants utilisés. Ce bruit peut être vu comme une collection d'ondes sinusoïdales avec des phases et amplitudes aléatoires. Pour simplifier notre étude, nous allons analyser le comportement d'une seule composante spectrale de bruit dans la boucle puisque, le système étant linéarisé, nous pouvons appliquer le principe de superposition.

La relation de récurrence entre les tensions $\tilde{V}_n(\omega, t)$ à l'entrée de l'amplificateur s'écrit :

$$\tilde{V}_n(\omega, t) = \tilde{G}_{BO} \tilde{V}_{n-1}(\omega, t - \tau) \quad 1.3.14$$

où τ est le délai imposé par la boucle, n est le nombre de fois que la composante spectrale a circulé dans la boucle et :

$$\tilde{V}_{n=0}(\omega, t) = \tilde{V}_{Bruit}(\omega, t) = \tilde{V}_{Bruit}(\omega) e^{j\omega t} \quad 1.3.15$$

La tension de bruit totale en sortie de l'amplificateur (ou à l'entrée RF du MEO) peut s'écrire comme la superposition de toutes les tensions \tilde{V}_n :

$$\tilde{V}_{BF}(\omega, t) = \tilde{G}_{ampli} \tilde{V}_{Bruit}(\omega) \sum_{n=0}^{\infty} \tilde{G}_{BO}^n e^{j\omega(t-n\tau)} \quad 1.3.16$$

Le gain en boucle ouverte \tilde{G}_{BO} étant inférieur à 1, la somme dans l'expression 1.3.16 apparaît comme une progression géométrique d'un nombre infini de termes et s'écrit donc :

$$\frac{1}{1 - \tilde{G}_{BO} e^{-j\omega\tau}}$$

d'où :

$$\tilde{V}_{BF}(\omega, t) = \frac{\tilde{G}_{ampli} \tilde{V}_{Bruit}(\omega) e^{j\omega t}}{1 - \tilde{G}_{BO} e^{-j\omega\tau}} \quad 1.3.17$$

Finalement, nous obtenons la fonction de transfert en tension, en boucle fermée :

$$\frac{\tilde{V}_{BF}(\omega, t)}{\tilde{V}_{Bruit}(\omega, t)} = \frac{G_{ampli} e^{j\phi_G}}{1 - G_{BO} e^{-j(\omega\tau + \phi_0)}} \quad 1.3.18$$

et la fonction du transfert en puissance, en boucle fermée, égale à :

$$\left| \frac{\tilde{V}_{BF}(\omega, t)}{\tilde{V}_{Bruit}(\omega, t)} \right|^2 = \frac{G_{ampli}^2}{1 + |G_{BO}|^2 - 2|G_{BO}| \cos(\omega\tau + \phi_0)} \quad 1.3.19$$

où $\phi_0 = 0$ si $G_{BO} > 0$ et $\phi_0 = \pi$ si $G_{BO} < 0$

1.3.3.1 Conditions d'oscillation

Pour que les oscillations puissent apparaître en boucle fermée il est nécessaire de satisfaire les conditions suivantes :

$$\begin{aligned} |G_{BO}| &= 1 \\ \omega_{osc}\tau + \phi_0 &= 2k\pi \end{aligned} \quad 1.3.20$$

k désignant un entier naturel.

1.3.3.2 Tension et puissance d'oscillation

Reprenons l'équation 1.3.13 et appelons V_{osc} l'amplitude de la tension d'oscillation. Avec la condition pour le gain donnée en 1.3.20 nous pouvons écrire :

$$|G_{BO}| = |G_S| \frac{2V_{\pi RF}}{\pi V_{osc}} J_1\left(\frac{\pi V_{osc}}{V_{\pi RF}}\right) = 1 \quad 1.3.21$$

Dans l'hypothèse où $V_{osc} \ll V_{\pi RF}$ nous pouvons développer la fonction de Bessel de première espèce en série de Taylor, au cinquième ordre :

$$J_1\left(\frac{\pi V_{osc}}{V_{\pi RF}}\right) \approx \frac{\pi V_{osc}}{2V_{\pi RF}} - \frac{\left(\frac{\pi V_{osc}}{2V_{\pi RF}}\right)^3}{2} + \frac{\left(\frac{\pi V_{osc}}{2V_{\pi RF}}\right)^5}{12} \quad 1.3.22$$

Ainsi l'équation 1.3.21 devient :

$$|G_{BO}| = |G_S| \frac{2V_{\pi RF}}{\pi V_{osc}} \left(\frac{\pi V_{osc}}{2V_{\pi RF}} - \frac{\left(\frac{\pi V_{osc}}{2V_{\pi RF}}\right)^3}{2} + \frac{\left(\frac{\pi V_{osc}}{2V_{\pi RF}}\right)^5}{12} \right) = 1 \quad 1.3.23$$

D'où nous pouvons trouver l'expression pour la tension d'oscillation, à l'ordre 3 :

$$V_{osc} = \frac{2\sqrt{2}V_{\pi RF}}{\pi} \sqrt{1 - \frac{1}{|G_S|}} \quad 1.3.24$$

et à l'ordre 5 :

$$V_{osc} = \frac{2\sqrt{3}V_{\pi RF}}{\pi} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{4}{|G_S|} - 1} \right)^{\frac{1}{2}} \quad 1.3.25$$

La figure 1.3.4 représente une simulation de la tension d'oscillation normalisée en fonction du gain petit signal d'après les équations 1.3.24 et 1.3.25. Notons que pour $G_S < 1.5$ le développement au troisième ordre est une bonne approximation et pour $G_S < 3$ le développement à l'ordre 5 est suffisant :

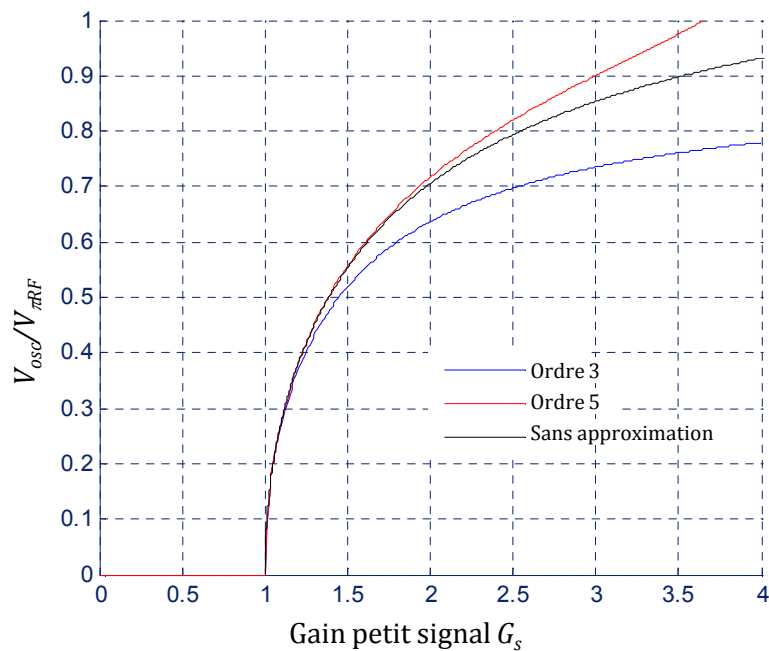


Figure 1.3.4 tension d'oscillation normalisée en fonction du gain petit signal

A partir des équations 1.3.24 et 1.3.25 nous pouvons aussi déterminer la puissance d'oscillation de notre oscillateur. Remarquons que cette puissance est limitée par les niveaux de saturation du modulateur et de l'amplificateur RF :

A l'ordre 3 :

$$P_{osc} = \frac{V_{osc}^2}{2R_{ch}} = \frac{1}{R_{ch}} \left(\frac{2V_{\pi RF}}{\pi} \right)^2 \left(1 - \frac{1}{|G_S|} \right) \quad 1.3.26$$

A l'ordre 5 :

$$P_{osc} = \frac{V_{osc}^2}{2R_{ch}} = \frac{6}{R_{ch}} \left(\frac{V_{\pi RF}}{\pi} \right)^2 \left(1 - \frac{1}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{4}{|G_S|} - 1} \right) \quad 1.3.27$$

où R_{ch} représente la résistance de charge de l'amplificateur

Les expressions 1.3.24 et 1.3.25 nous permettent de constater qu'il existe une condition pour le gain de petit signal tel que $|G_S| \geq 1$. En conséquence, si nous utilisons l'équation 1.3.12 avec $|G_S| = 1$ nous obtenons une condition pour la puissance optique fournie par la diode laser en entrée du MEO, nécessaire pour l'oscillation, définie par :

$$P_{min} = \frac{V_{\pi RF}}{A\pi|\sin X|} \quad 1.3.28$$

A et X étant définis par les équations 1.3.8.

1.3.3.3 Courant photodéteecté

Le calcul du courant photodéteecté nous permet de compléter le modèle de l'oscillateur. De cette façon nous pouvons définir l'instant où l'oscillation apparaît. A partir de l'expression 1.3.2 nous déterminons le courant photodéteecté \tilde{I}_{ph} :

$$\tilde{I}_{ph} = \frac{\tilde{V}_{ph}}{R_{ph}} = H_{MEO} \tilde{\alpha}_{FO} P_{in} \tilde{S} \quad 1.3.29$$

$$\tilde{I}_{ph} = \tilde{\alpha}_O P_{in} \tilde{S} \left\{ 1 + M \cos \left(\frac{\pi V_{DC}}{V_{\pi DC}} + \frac{\pi V_{RF}(t)}{V_{\pi RF}} + \theta_{DC} + \theta_{RF} \right) \right\}$$

Cette expression du courant photodéteecté peut être développée de façon analogue à ce qui a été fait dans la section 1.3.2.3 pour la tension en boucle ouverte \tilde{V}_{BO} ; de cette façon 1.3.29 devient :

$$|I_{ph}| = \alpha_O P_{in} S \cdot |1 + MJ_0(Y) \cos(X) - 2MJ_1(Y) \sin(X) \sin(\omega_0 t)| \quad 1.3.30$$

La relation 1.3.30 nous permet de différencier deux états de fonctionnement de l'oscillateur :

- ♣ Le premier état quand la puissance optique est insuffisante pour assurer des oscillations, dans ce cas le deuxième terme 1.3.30 est nul et le courant devient :

$$|I_{ph}| = \alpha_O P_{in} S \cdot |1 + MJ_0(Y) \cos(X)| \quad 1.3.31$$

- ♣ Le deuxième état quand la puissance optique est suffisante pour assurer les oscillations, dans ce cas le courant est donné par la relation complète 1.3.30.

1.3.3.4 Fréquence d'oscillation

La condition 1.3.20 nous indique que la fonction de transfert en puissance de l'oscillateur est formée par un ensemble de modes équidistants similaires à ceux d'une cavité Fabry-Perot. Ces modes sont espacés à des fréquences données par la relation suivante (issue de la condition de phase 1.3.20):

$$f_{osc} = \frac{k}{\tau} - \frac{\phi_0}{2\pi\tau} \quad 1.3.32$$

L'écart fréquentiel entre ces modes est connu avec le nom d'ISL (Intervalle Spectral Libre). Il est donné par l'expression suivante :

$$ISL = \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_F + \tau_C} \quad 1.3.33$$

avec τ_C qui représente le délai induit par les différents composants du système et τ_F représente le délai dû à la fibre optique défini par :

$$\tau_F = \frac{n_F L}{c} \quad 1.3.34$$

où n_F est l'indice de la fibre, L la longueur de la fibre, et c la vitesse de la lumière dans le vide.

A cause du filtre RF dans la boucle, un seul mode remplit la condition de gain et de cette façon, seul ce mode oscille dans la boucle. La figure 1.3.5 illustre les modes d'oscillation.

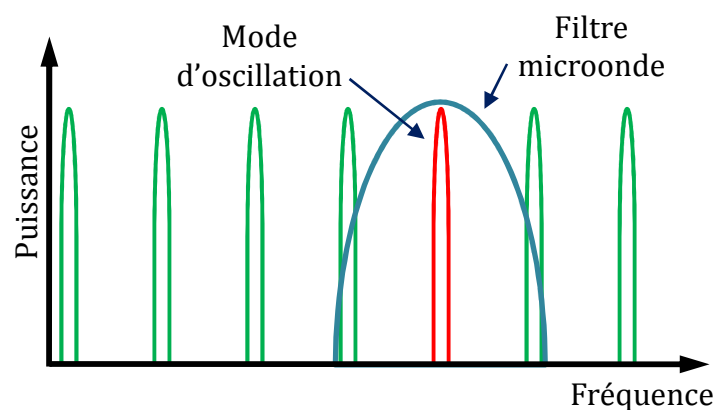


Figure 1.3.5 modes d'oscillation de l'OEO

1.3.3.5 Qualité de l'oscillation

Nous allons considérer maintenant l'influence du bruit sur le signal en sortie de l'oscillateur. Comme nous l'avons remarqué dans la section précédente, la densité spectrale de puissance du signal généré nous permet d'évaluer sa pureté spectrale. A partir de l'expression 1.3.15 de la tension de bruit écrite pour une fréquence f' située à une distance f de la fréquence d'oscillation f_0 , et désignant par R la résistance de charge de l'amplificateur, nous obtenons la puissance de bruit à cette fréquence f' à l'entrée de l'amplificateur :

$$P_{Bruit}(f') = \frac{|V_{Bruit}(f')|^2}{2R} = S_{Bruit}(f')\Delta f \quad 1.3.35$$

avec $f' = f - f_0$.

En sortie de l'amplificateur nous pouvons donner l'expression pour la densité spectrale de puissance du signal en sortie de l'amplificateur, normalisée par rapport à la puissance d'oscillation P_{osc} tel que :

$$S_{bf}(f') = \frac{P_{bf}(f')}{\Delta f \cdot P_{osc}} \quad 1.3.36$$

En remplaçant la puissance de boucle fermée $P_{bf}(f')$ par sa valeur donnée par 1.3.19 et en utilisant la valeur de $|V_{Bruit}(f')|^2$ de l'expression 1.3.35, 1.3.36 devient :

$$S_{bf}(f') = \frac{S_{Bruit}(f') \cdot G_{ampli}^2}{P_{osc} [1 + |G_{BO}|^2 - 2|G_{BO}| \cos(2\pi f' \tau)]} \quad 1.3.37$$

Nous effectuons certaines simplifications ayant pour objectif d'exprimer le gain de boucle ouverte G_{BO} en fonction de la densité spectrale de bruit $S_{Bruit}(f')$. D'abord, la normalisation par rapport à la puissance de l'oscillation P_{osc} nous permet d'utiliser la condition suivante :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} S_{bf}(f') df' = \int_{-\frac{1}{2\tau}}^{+\frac{1}{2\tau}} S_{bf}(f') df' = 1 \quad 1.3.38$$

où nous avons assumé que la largeur spectrale du mode oscillant est beaucoup plus petite que la séparation entre modes $1/\tau$, et donc l'intégrale sur $1/\tau$ est correcte. Maintenant nous remplaçons l'expression 1.3.37 dans 1.3.38 pour obtenir :

$$\frac{S_{Bruit}(f') \cdot G_{ampli}^2}{P_{osc} \cdot \tau (1 - |G_{BO}|)^2} = 1 \quad 1.3.39$$

d'où finalement, nous pouvons obtenir deux résultats importants :

Le rapport bruit - signal RBS en sortie de l'amplificateur, qui est donné par :

$$RBS = \frac{G_{ampli}^2 S_{Bruit}(f')}{P_{osc}} \quad 1.3.40$$

et le gain en boucle ouverte en fonction de RBS , qui s'écrit :

$$|G_{BO}| = 1 - \sqrt{\frac{RBS}{\tau}} \quad 1.3.41$$

1.3.3.6 Largeur spectrale à mi-hauteur

La largeur spectrale à mi hauteur Δf_{FWHM} (de l'anglais *full width at half-maximum*) est un paramètre utilisé pour déterminer la pureté spectrale d'un signal. Elle est définie comme la largeur en fréquence, mesurée au point où la densité spectrale de puissance est égale à la moitié de sa valeur maximale. Pour la calculer nous utiliserons l'hypothèse $f \ll 1/\tau$ pour simplifier le cosinus de l'expression 1.3.37 en utilisant le développement au deuxième ordre en série de Taylor :

$$\cos(2\pi f' \tau) \approx 1 - \frac{(2\pi f' \tau)^2}{2} \quad 1.3.42$$

ainsi, l'équation 1.3.37 devient :

$$S_{bf}(f') = \frac{S_{Bruit}(f') \cdot G_{ampli}^2}{P_{osc} [(1 - |G_{BO}|)^2 + |G_{BO}| (2\pi f' \tau)^2]} \quad 1.3.43$$

A partir de l'expression 1.3.43, nous pouvons évaluer la largeur à mi-hauteur de la façon suivante :

Pour $f' = 0$

$$S_{bf}(0) = \frac{RBS}{(1 - |G_{BO}|)^2} \quad 1.3.44$$

Pour $f' = \frac{\Delta f_{FWHM}}{2}$

$$S_{bf}\left(\frac{\Delta f_{FWHM}}{2}\right) = \frac{RBS}{(1 - |G_{BO}|)^2 + |G_{BO}| \left(2\pi \frac{\Delta f_{FWHM}}{2} \tau\right)^2} \quad 1.3.45$$

et étant donné que :

$$S_{bf}\left(\frac{\Delta f_{FWHM}}{2}\right) = \frac{S_{bf}(f' = 0)}{2} \quad 1.3.46$$

nous pouvons écrire :

$$\frac{RBS}{(1 - |G_{BO}|)^2 + |G_{BO}| \left(2\pi \frac{\Delta f_{FWHM}}{2} \tau\right)^2} = \frac{RBS}{(1 - |G_{BO}|)^2} \quad 1.3.47$$

et en substituant l'expression de $|G_{BO}|$ 1.3.41 dans 1.3.44 nous obtenons la valeur de Δf_{FWHM} en fonction de RBS :

$$\Delta f_{FWHM} = \frac{\sqrt{\frac{RBS}{\tau}}}{\pi \cdot \tau} \left(1 - \sqrt{\frac{RBS}{\tau}}\right)^{-\frac{1}{2}} \approx \frac{\sqrt{\frac{RBS}{\tau}}}{\pi \cdot \tau} \quad 1.3.48$$

1.3.3.7 Facteur de qualité

Le facteur de qualité Q est défini par :

$$Q = \frac{f_{osc}}{\Delta f_{FWHM}} \quad 1.3.49$$

d'où à l'aide de 1.3.48 nous obtenons :

$$Q = \frac{\pi f_{osc} \tau}{\sqrt{\frac{RBS}{\tau}}} \quad 1.3.50$$

L'expression 1.3.50 nous permet de visualiser la relation entre Q et RBS et entre Q et τ . D'abord nous voyons clairement l'intérêt de réduire la valeur du rapport bruit/signal RBS ; c'est-à-dire, réduire les sources de bruit. Nous pouvons remarquer aussi l'intérêt d'avoir un τ élevé pour que le facteur de qualité de l'oscillateur soit élevé. Cependant, la relation 1.3.33 nous rappelle que l'ISL est inversement proportionnel à τ ce qui veut dire que les modes sont plus proches au fur et à mesure que τ augmente. Cela implique d'utiliser un filtre plus performant pour pouvoir sélectionner un seul mode d'oscillation. Or les filtres de bande passante étroite sont plus chers et difficiles à réaliser, spécialement en hyper-fréquences. En conclusion, il est nécessaire de trouver un compromis entre l'ISL et Q .

1.3.4 L'oscillateur double boucle (ODB) [19][20]

Le principal problème de l'oscillateur opto-electronique (section précédente) est la limitation imposée sur la valeur du délai total dans la boucle τ par la difficulté de construire des filtres à bande étroite en microondes. Pour pallier cet inconvénient, une architecture d'oscillateur à double boucle a été proposée par Yao et Maleki [20]. Dans ce type d'oscillateur nous avons le même principe que dans l'oscillateur optomicroonde conventionnel mais avec une différence importante : l'utilisation de deux lignes à retard de longueurs différentes, c'est-à-dire deux boucles avec des fibres des longueurs différentes, puisque la principale contribution au délai dans la boucle est apportée par la fibre optique. De cette façon, nous aurons une boucle longue pour assurer un faible bruit de phase et une boucle courte pour assurer une séparation entre modes suffisamment grande pour ne sélectionner qu'un seul mode en sortie de l'oscillateur.

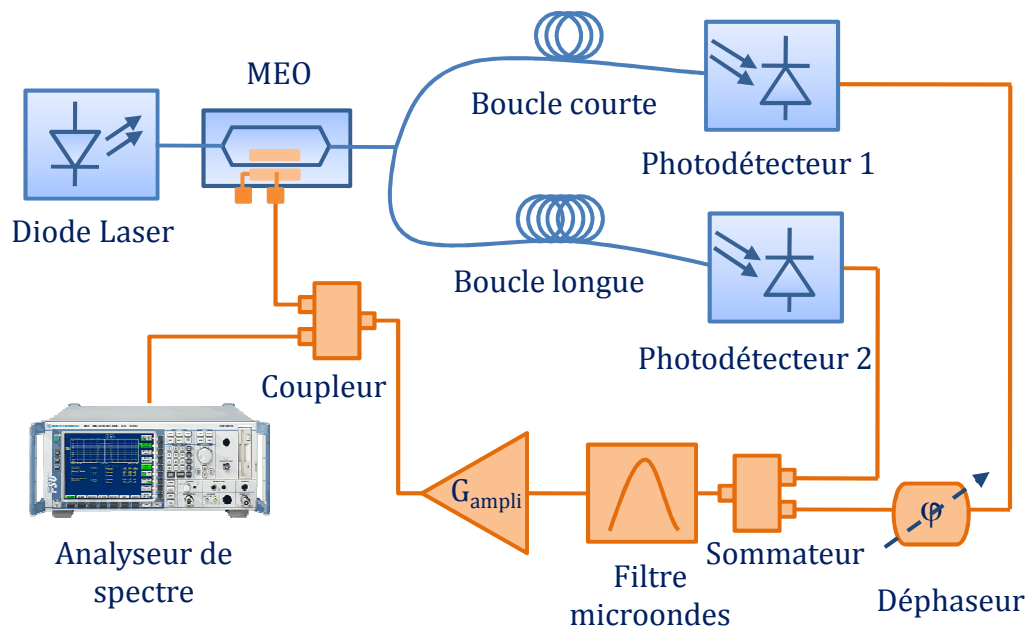


Figure 1.3.6 L'oscillateur optoélectronique double boucle

1.3.4.1 Description du Système

La configuration de ce type d'oscillateur est schématisée sur la figure 1.3.6. Un diviseur de puissance optique est nécessaire pour partager la puissance en sortie du modulateur électro-optique et chaque sortie du diviseur est donc connectée à l'une des fibres optiques. Les signaux optiques reçus en sortie de chaque fibre sont photodétectés, pour être ensuite recombinaés à l'aide d'un sommateur électrique.

Avec cette configuration, chaque boucle nous permet d'obtenir un peigne de modes dont les intervalles spectraux libres dépendent de la longueur de chaque boucle. A l'aide d'un déphaseur installé dans l'une des boucles, il est possible de régler l'ISL de celle-ci afin de synchroniser deux modes issus de chacune des boucles. De cette façon le gain combiné des deux boucles à la fréquence d'oscillation accordée permet d'entretenir l'oscillation souhaitée.

1.3.4.2 Analyse en Boucle fermée

L'analyse de ce type d'oscillateur est analogue à celle de la section 1.3.3. Les notations utilisées dans la section précédente continueront à être valides pour les équations présentées dans cette section avec en plus, les définitions suivantes :

- ♣ R_{ph1} et R_{ph2} sont les résistances de charge des photodétecteurs associés à chaque boucle.
- ♣ $\tilde{S}_1 = S_1 e^{j\phi_{S1}}$ et $\tilde{S}_2 = S_2 e^{j\phi_{S2}}$ représentent les responsivités S_1 et S_2 et leurs déphasages ϕ_{S1} et ϕ_{S2} correspondants à chaque photodétecteur.
- ♣ $\tilde{\alpha}_{FO1} = \alpha_{FO1} e^{-j\omega\tau_{FO1}} = \alpha_{FO1} e^{j\phi_{FO1}}$ et $\tilde{\alpha}_{FO2} = \alpha_{FO2} e^{-j\omega\tau_{FO2}} = \alpha_{FO2} e^{j\phi_{FO2}}$ sont les fonctions de transfert des fibres optiques dans chacune des boucles.
- ♣ P_{B1} et P_{B2} sont les fractions de puissance optique injectées dans chacune des fibres telles que $P_{B2} = 1 - P_{B1}$.
- ♣ $\tilde{\alpha}_E = \alpha_E e^{j\phi_E}$ représente les pertes électriques associées au système.

De façon analogue à l'analyse de la section précédente et à partir de l'équation 1.3.10 nous pouvons exprimer le gain en boucle ouverte pour chacune des boucles dans l'oscillateur, de la façon suivante :

$$\begin{aligned}\tilde{G}_{BO1} &= \frac{-2A_1 P_{in}}{V_A} \cdot J_1 \left(\frac{\pi V_A}{V_{\pi RF}} \right) \sin \left(\frac{\pi V_{DC}}{V_{\pi DC}} + \theta_{DC} + \theta_{RF} \right) \\ \tilde{G}_{BO2} &= \frac{-2A_2 P_{in}}{V_A} \cdot J_1 \left(\frac{\pi V_A}{V_{\pi RF}} \right) \sin \left(\frac{\pi V_{DC}}{V_{\pi DC}} + \theta_{DC} + \theta_{RF} \right)\end{aligned}\tag{1.3.51}$$

avec

$$A_1 = \tilde{\alpha}_E \tilde{\alpha}_{O1} \tilde{S}_1 R_{ph1} \tilde{G}_{ampli} P_{B1} \text{ et } A_2 = \tilde{\alpha}_E \tilde{\alpha}_{O2} \tilde{S}_2 R_{ph2} \tilde{G}_{ampli} P_{B2}.$$

A partir de l'analyse faite précédemment nous pouvons utiliser la relation pour le gain petit signal donnée par l'équation 1.3.12 pour définir :

$$|G_s|' = -P_{in} \frac{\pi}{V_{\pi RF}} |\sin(X)|\tag{1.3.52}$$

Ce qui nous permet d'écrire les gains en boucle ouverte 1.3.51 en fonction du gain de petit signal de la façon suivante :

$$|G_{BO1}| = |G_S|' \frac{2V_{\pi RF} A_1}{\pi V_{RF}} J_1 \left(\frac{\pi V_{RF}}{V_{\pi RF}} \right) \quad 1.3.53$$

$$|G_{BO2}| = |G_S|' \frac{2V_{\pi RF} A_2}{\pi V_{RF}} J_1 \left(\frac{\pi V_{RF}}{V_{\pi RF}} \right)$$

Ensuite, de la même façon qu'avec l'oscillateur simple boucle, nous pouvons écrire :

$$\tilde{V}_{BF}(\omega, t) = \tilde{G}_{ampli} \tilde{V}_{Bruit}(\omega) e^{j\omega t} \sum_{n=0}^{\infty} (G_{BO1} e^{-j\omega\tau_1} + G_{BO2} e^{-j\omega\tau_2})^n \quad 1.3.54$$

Si nous considérons les gains en boucle ouverte \tilde{G}_{BO1} et $\tilde{G}_{BO2} < 1$ nous pouvons calculer la somme de l'expression 1.3.54 pour obtenir :

$$\tilde{V}_{BF}(\omega, t) = \frac{\tilde{G}_{ampli} \tilde{V}_{Bruit}(\omega) e^{j\omega t}}{1 - (\tilde{G}_{BO1} e^{-j\omega\tau_1} + \tilde{G}_{BO2} e^{-j\omega\tau_2})} \quad 1.3.55$$

A partir de l'expression précédente nous pouvons déduire le gain en tension :

$$\frac{\tilde{V}_{BF}(\omega, t)}{\tilde{V}_{Bruit}(\omega, t)} = \frac{\tilde{G}_{ampli}}{1 - (G_{BO1} e^{-j(\omega\tau_1 + \phi_{01})} + G_{BO2} e^{-j(\omega\tau_2 + \phi_{02})})} \quad 1.3.56$$

Et par conséquent le gain en puissance peut s'exprimer par :

$$\left| \frac{\tilde{V}_{BF}(\omega, t)}{\tilde{V}_{Bruit}(\omega, t)} \right|^2 = \frac{G_{ampli}^2}{1 + |G_{BO1}|^2 + |G_{BO2}|^2 + 2|G_{BO1}| \cdot |G_{BO2}| \cos(\Phi_1 - \Phi_2) - 2G_{BO1} \cdot \cos(\Phi_1) - 2G_{BO2} \cdot \cos(\Phi_2)} \quad 1.3.57$$

avec :

$$\Phi_1 = \omega\tau_1 + \phi_{01} \text{ et } \Phi_2 = \omega\tau_2 + \phi_{02}$$

1.3.4.3 Conditions d'oscillation

Dans le cas de l'oscillateur double boucle, si le gain de chaque boucle est inférieur à l'unité, il n'y aura pas d'oscillation indépendante dans chaque boucle ; cependant, si les conditions suivantes sont satisfaites il y aura une oscillation collective dans les deux boucles :

$$\Phi_1 = \omega\tau_1 + \phi_{01} = 2k\pi \quad 1.3.58$$

$$\Phi_2 = \omega\tau_2 + \phi_{02} = 2m\pi$$

Pour obtenir finalement,

$$\Phi_1 - \Phi_2 = 2(k - m)\pi \quad 1.3.59$$

k et m étant des nombres entiers.

Une fois que le gain combiné de deux boucles est suffisant pour que les oscillations apparaissent, nous pouvons utiliser les conditions 1.3.58 et 1.3.59 dans 1.3.57 pour exprimer la puissance en sortie de l'oscillateur :

$$P_{osc} = \frac{|V_{osc}|^2}{2R_{ch}} = \frac{G_{ampli}^2 |\tilde{V}_{Bruit}(\omega, t)|^2 / 2R_{ch}}{1 + |G_{B01}|^2 + |G_{B02}|^2 + 2|G_{B01}| \cdot |G_{B02}| - 2|G_{B01}| - 2|G_{B02}|} \quad 1.3.60$$

Pour que les oscillations démarrent à partir du bruit, il faut que :

$$1 + |G_{B01}|^2 + |G_{B02}|^2 + 2|G_{B01}| \cdot |G_{B02}| - 2|G_{B01}| - 2|G_{B02}| = 0 \quad 1.3.61$$

Et si nous considérons que $G_{B01} = G_{B02}$, l'expression 1.3.61 devient :

$$|G_{B01}| = |G_{B02}| = 0,5 \quad 1.3.62$$

qui est le seuil d'oscillation pour cette configuration d'oscillateur.

La Fig. 1.3.7 montre les résultats correspondants à la simulation de l'équation 1.3.57. Les valeurs utilisées pour la simulation ont été : $|G_{B01}| = |G_{B02}| = 0,5 - 10^{-8}$, $\tau_1 = 0,1 \mu s$, $\tau_2 = 1 \mu s$, et $\frac{|\tilde{V}_{Bruit}(\omega, t)|^2}{2R_{ch}} = 1$. La Fig. 1.3.7-a représente la puissance normalisée pour la boucle longue seule. La Fig. 1.3.7-b représente la puissance normalisée pour la boucle courte seule et finalement, la Fig. 1.3.7-c montre le mode d'oscillation résultant après la synchronisation des deux boucles. Les puissances sont normalisée par rapport à la puissance pic du spectre en double boucle.

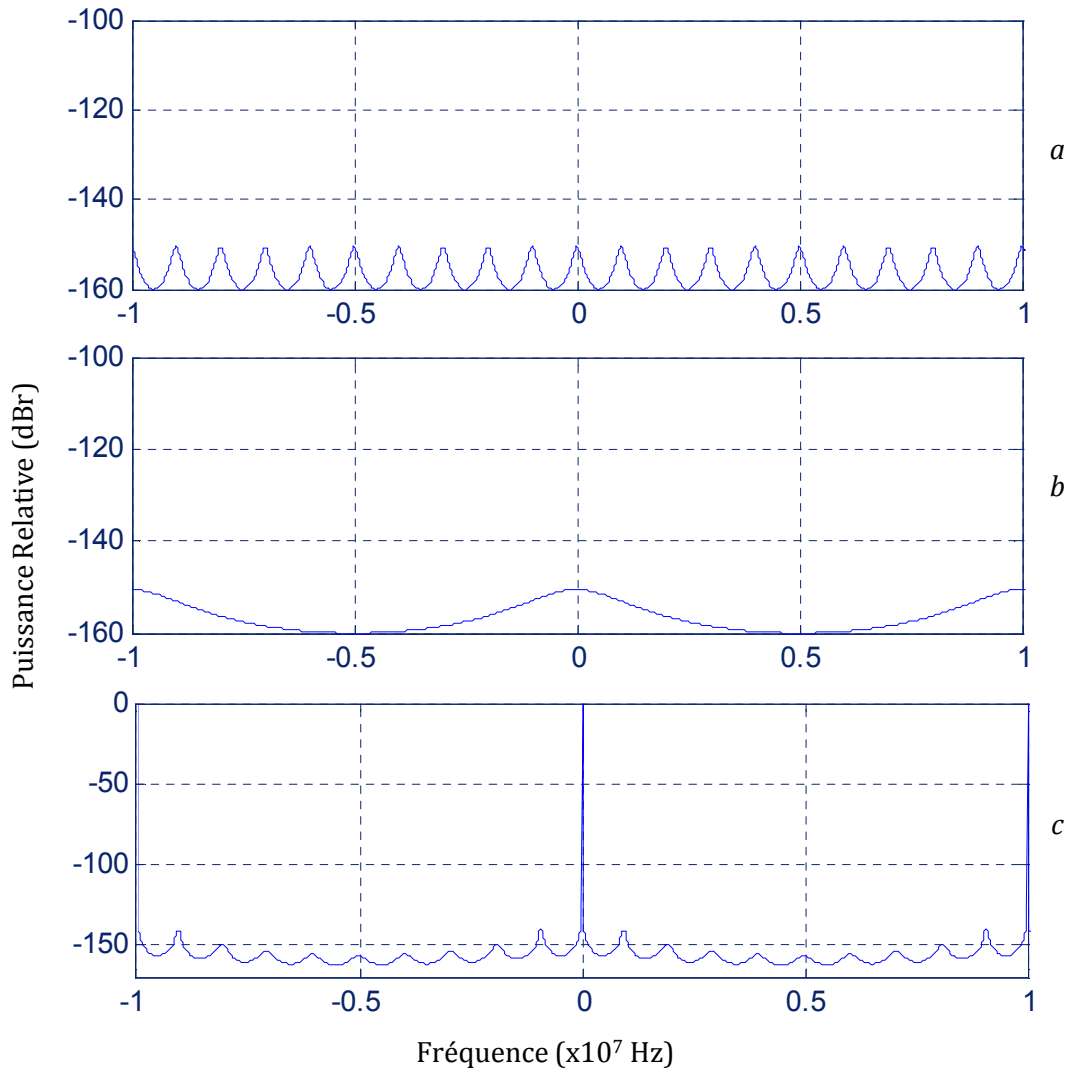


Figure 1.3.7. a- Puissance normalisée pour la boucle longue seule. b- Puissance normalisée pour la boucle courte seule. c- Mode d'oscillation résultant après la synchronisation des deux boucles.

1.3.4.4 Largeur spectrale à mi-hauteur

Finalement, pour conclure l'analyse de cette configuration double boucle nous écrivons l'expression de la largeur à mi-hauteur, d'après [19] :

$$\Delta f_{FWHM} = \frac{2(1 - 2G_{BO})}{\sqrt{G_{BO}\{(2\pi\tau_1)^2 + (2\pi\tau_2)^2 - G_{BO}(2\pi)^2(\tau_1 - \tau_2)^2\}}} \quad 1.3.63$$

avec

$$G_{BO} = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{RBS}{\tau}} \quad 1.3.64$$

Où RBS est défini par l'équation 1.3.40 et τ désigne le délai de la boucle la plus longue.

Références

- [1] J. Millman, C. C. Halkias, "Integrated Electronics: Analog and Digital Circuits and Systems", McGraw-Hill, Chapitre 14, ISBN-13 978-0070423152, 1972
- [2] Hewlett Packard, "RF and Microwave phase noise measurement seminar", mars 1988.
- [3] J. Rutman, "Characterization of phase and Frequency Instabilities in Precision Frequency Sources: Fifteen Years of Progress", Proceedings of the IEE, Vol. 66, No. 9, pp. 1048-1075, septembre 1978.
- [4] J. A. Barnes, A. R. Chi, L. S. Cutler, D. J. Healy, D. B. Leeson, T. E. McGunigal, J. A. Mullen, W. L. Smith, R. L. Sydnor, R.F.C. Vessot and G. M. R. Winkler, "Charaterization of Frequency Stability". IEEE Transactions on Instrumentation and Measurements, Vol. IM-20, No. 2, pp. 105- 120, mai 1971.
- [5] D. B. Leeson, "A simple model of feedback oscillator noise spectrum", Proceedings IEEE Letters, Vol. 54, pp. 329-330, février 1996.
- [6] G. Sauvage, "Phase Noise in Oscillators: A Mathematical Analysis of Leeson's Model", IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, Vol. IM-26, No. 4, pp. 408-410, décembre 1977.
- [7] X. Huang, F. Tan, W. Wei, W. Fu, " A Revisit to Phase Noise Model of Leeson", Frequency Control Symposium, joint with the 21st European Frequency and Time Forum IEEE, pp .238-240, 2007.
- [8] L. Goldberg, R. D. Esman, and K. J. Williams, "Generation and control of microwave signals by optical techniques", IEEE Proceedings-J, Vol. 139, No. 4, pp. 288-295, août 1992.
- [9] Z. F. Fan, and M. Dagenais, "Optical Generation of a mHz-Linewidth Microwave Signal Using Semiconductor Lasers and a Discriminator-Aided Phase-Locked Loop", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 45, No. 8, août 1997.
- [10] R.P. Braun, G. Grosskopf, D. Rohde and F. Schmidt, "Low-Phase-Noise Millimeter-Wave Generation at 64 GHz and Data transmission Using Optical Sideband Injection Locking", IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 10, No. 5, pp. 728-730, mai 1998.
- [11] L. Noel, D. Marcenac, and D. Wake, "Optical millimetre-wave generation technique with high efficiency, purity and stability", Electronics Letters, Vol. 32, No. 1, pp. 1997-1998, octobre 1996.
- [12] P. Bouyer, T. L. Gustavson, K. G. Haritos, and M. A. Kasevich, "Microwave signal generation with optical injection locking", Optics Letters, Vol. 21, No. 18, pp. 1502-1504, septembre 1996.

-
- [13] D. Wake, C. R. Lima, and P. A. Davies, "Optical Generation of Millimeter-Wave Signals for Fiber-Radio Systems Using a Dual-Mode DFB Semiconductor Laser", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 43, No. 9, pp. 2270-2275, septembre 1995.
- [14] X. S. Yao and L. Maleki, « Optoelectronic Oscillator for Photonic Systems », *IEEE journal of Quantum Electronics*, Vol. 32, No 7, Juillet 1996.
- [15] X. S. Yao and L. Maleki, "Optoelectronic microwave oscillator", *Optical Society of America B*, Vol. 13, No. 8, août 1996.
- [16] A. Neyer and E. Voges, "High-frequency electro-optic oscillator using an integrated interferometer", *Applied Physics Letter*, Vol. 40, No 1, pp. 6-8, 1982.
- [17] C. Morlaas Courties, « Etude et réalisation d'un oscillateur hybride microonde et optique fibrée monomode pour application à la détection hétérodyne à 1.5 μm », thèse en optoélectronique-hyperfréquence, Ecole nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace (SUPAERO), Toulouse, octobre 2000.
- [18] M. Kaba, « Etude approfondie et réalisation d'un oscillateur opto-microondes pour applications fibrées à 1550 nm », thèse en optoélectronique-hyperfréquence, Ecole nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace (SUPAERO), Toulouse, octobre 2003.
- [19] A. Le Kernec, « Etude et réalisation d'une source opto-microonde basée sur une architecture en anneau. Potentialités de miniaturisation par l'utilisation de microrésonateurs optiques », thèse en optoélectronique-hyperfréquence, Institut supérieur de l'aéronautique et de l'espace (ISAE), Toulouse, novembre 2007.
- [20] X. S. Yao, L. Maleki, Y. Ji, G. Lutes, and M. Tu, "Dual-Loop Opto-electronic Oscillator" *IEEE International Frequency Control Symposium*, pp. 545-549, 1998.

Chapitre 2

Oscillateur optoélectronique à base de VCSEL

Les Oscillateurs Optoélectroniques sont actuellement une alternative aux oscillateurs entièrement électriques. Les technologies actuelles sont assez performantes et ont été assez étudiées pour donner origine à une nouvelle génération d'oscillateurs. Dans ce chapitre, un oscillateur optoélectronique est proposé, en utilisant comme source optique un VCSEL.

La technologie VCSEL, très développé pendant les deux dernières décades, a atteint une maturité en performance, permettant d'envisager son utilisation dans de nouvelles applications telles que la génération optoélectronique de signaux microondes.

La première partie de ce chapitre est dédiée à la théorie générale du fonctionnement du VCSEL et ses principaux avantages et caractéristiques. Les sections suivantes présentent l'oscillateur optoélectronique à base de VCSEL, les équations correspondantes qui décrivent le système et les résultats pratiques obtenus en utilisant différents types de VCSELS.

2.1 Présentation de la théorie élémentaire du VCSEL [1], [2], [3], [4], [5].

2.1.1 Description générale

Dans un laser à semiconducteur conventionnel, l'émission laser est perpendiculaire à l'injection des porteurs, ces lasers émettent horizontalement par la tranche (Fig. 2.1.1-b). Cette caractéristique présente plusieurs problèmes d'adaptation dans certaines applications. Par exemple, dans les liaisons optoélectroniques, les lasers conventionnels ne sont pas adaptés à la miniaturisation des modules d'émission ; ils ne peuvent pas, non plus, être utilisés aisément dans un système de transmission sur plusieurs canaux parallèles. Ces inconvénients, ont stimulé la création d'une nouvelle technologie qui puisse répondre à ces besoins. Les lasers à cavité verticale émettant par la surface, VCSELS (de l'anglais *vertical-cavity surface-emitting laser*) présentent des structures émettant suivant un axe perpendiculaire au plan de masse, c'est-à-dire dont la cavité est perpendiculaire à la jonction P-N. Dans un VCSEL, la cavité optique est définie par des réflecteurs de Bragg constitués par des couches alternant forts et faibles indices de réfraction n_1 et n_2 de part et d'autre de la jonction P-N. L'axe résonateur est alors l'axe vertical permettant l'émission laser par la surface de la structure (Figs. 2.1.1-a et 2.1.2).

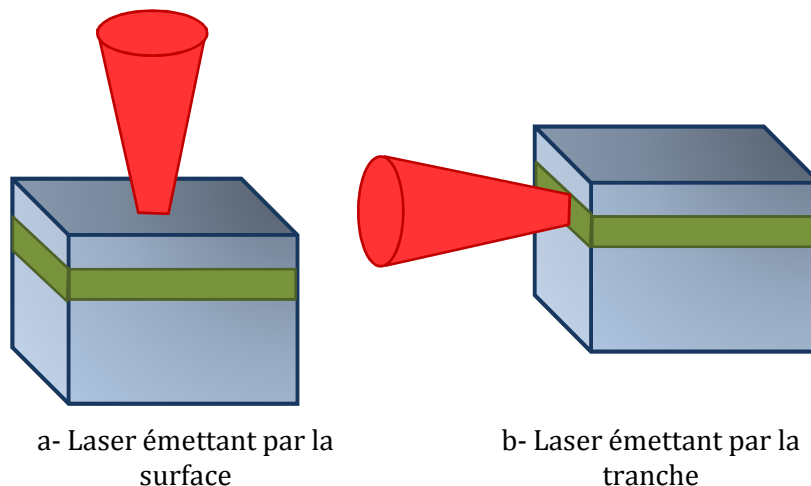


Figure 2.1.1 Schéma d'un laser classique comparé avec celui d'un laser à émission par la surface.

La présence de miroirs permet aux photons d'osciller dans la cavité et de sortir par une des surfaces. La longueur de la zone active dans un VCSEL étant plus faible que dans un laser conventionnel, les miroirs doivent avoir un coefficient de réflexion très élevé. Par exemple, pour un VCSEL comme celui de la figure 2.1.2, le coefficient de réflexion est de 99% pour le miroir

supérieur et de 99,99% pour le miroir inférieur. Le dopage positif du miroir supérieur et négatif du miroir inférieur permet la circulation du courant de polarisation à travers les réflecteurs de Bragg. Ils jouent le rôle d'un filtre sélectif pour permettre l'émission d'une longueur d'onde déterminée.

L'injection de porteurs se fait par l'intermédiaire de deux électrodes, situées au dessus du miroir supérieur et en dessous du substrat. L'ouverture circulaire au centre de l'électrode supérieure sert à laisser passer la lumière dans le sens vertical.

La zone active dans un VCSEL est constituée de puits quantiques distribués dans une double hétérostructure, cela permet de réduire fortement le courant de seuil et l'épaisseur de la cavité.

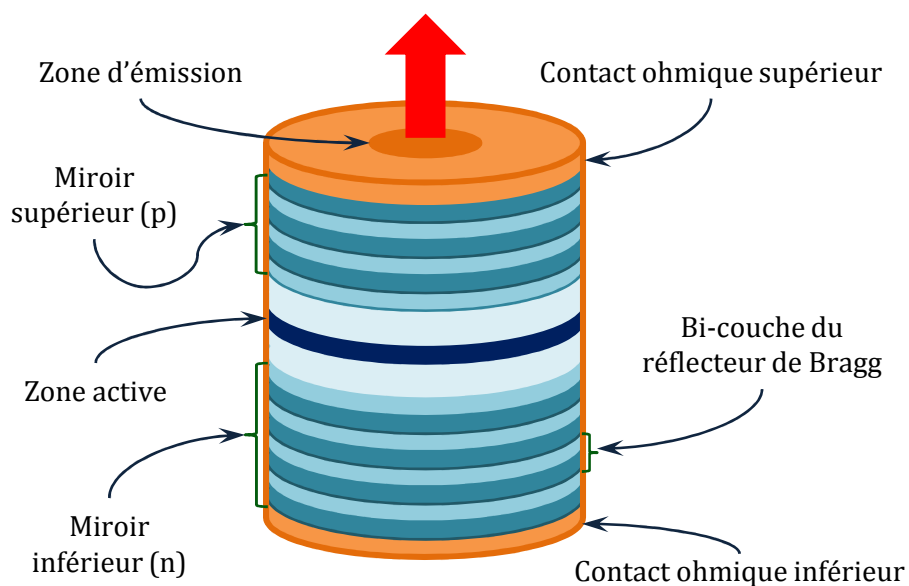


Figure 2.1.2 Structure d'une diode laser émettant par la surface VCSEL.

2.1.2 Avantages et inconvénients des VCSELs par rapport aux lasers conventionnels [1], [3], [4], [6].

2.1.2.1 Avantages

Les VCSELs présentent des avantages par rapport aux lasers émettant par la tranche dus à la construction même de ce type de lasers. Certains de ces avantages, qui ont stimulé le développement technologique des VCSELs de ces dernières années, sont présentés ci-dessous :

- ♣ Le courant de seuil est très bas à cause de son volume réduit, les niveaux peuvent atteindre les microampères [6].
- ♣ La longueur d'onde et les courants de seuil sont moins sensibles aux variations de la température.
- ♣ La large bande passante qui assure la capacité de modulation à haute fréquence à très faible courant de polarisation.
- ♣ Le faisceau émis par les VCSELs est circulaire et faiblement divergent, il est donc, facilement injecté dans les fibres optiques.
- ♣ L'émission est verticale par rapport au substrat, ce qui permet de faire des tests initiaux avant de séparer les dispositifs en différentes puces. Ceci rend la fabrication beaucoup plus aisée et moins coûteuse.

2.1.2.2 Inconvénients

La technologie VCSEL a également, certains inconvénients :

- ♣ Les VCSELs ont une limitation de Puissance (au maximum quelques dizaines de mW) due au passage du courant de polarisation par les miroirs de Bragg, qui ont une résistance assez élevée. Un échauffement important des réflecteurs peut détériorer la réflectivité des miroirs.
- ♣ Afin d'obtenir une puissance optique de sortie non négligeable, il est nécessaire d'élargir la zone active, ce qui entraîne l'apparition des modes transverses. Ceci, oblige l'utilisation de fibres optiques multimodes, qui ont une d'atténuation plus élevée et des problèmes de dispersion modale pour la transmission en télécommunications.
- ♣ Bien que les VCSELs aux longueurs d'onde des télécommunications existent sur le marché, ils restent encore assez chers et comportent des certaines difficultés pour leur réalisation. En effet, les matériaux couramment utilisés pour l'émission à ces longueurs d'onde ne sont pas très adaptés pour faire des réflecteurs de Bragg.

2.1.2.3 Evolution des VCSELs et différences avec les lasers classiques

Les tableaux 2.1.1 et 2.1.2 présentent l'évolution du VCSEL à travers ces dernières années et les principales différences physiques entre les VCSELs et les lasers conventionnels, respectivement.

Année	Événement
1977-1979	Première suggestion et premières démonstrations [1].
1988	Premier dispositif fonctionnant à température ambiante, en fonctionnement continu [2].
1993-2000	Production massive et commercialisation de VCSELs à 850 nm, création de VCSELs à 1550 nm, vert, bleu et ultraviolet. Extensions des applications pour les VCSELs [3], [6].
2006	Utilisation du VCSEL comme source optique dans les oscillateurs optomicroonde [7],[8].

Tableau 2.1.1 Historique du développement du VCSEL depuis son apparition en 1977.

Paramètre	Diodes Laser conventionnelles (Type DFB)	VCSELs
Épaisseur de la zone active	100 Å - 0,1 μm	80 Å - 0,5 μm
Aire de la zone active	3 \times 300 μm^2	5 \times 5 μm^2
Longueur de la cavité	300 μm	\approx 1 μm
Volume de la zone active	60 μm^3	0,07 μm^3
Réfectivité	0,3 %	0,99 – 0,999 %
Temps de vie des photons	1 ps	1 ps
Fréquence de résonance (à faible courant de polarisation)	< 5 GHz	> 10 GHz

Tableau 2.1.2 Principales différences physiques entre un VCSEL et un laser conventionnel émettant par la tranche [1].

2.1.3 Paramètres basiques du VCSEL [1]

2.1.3.1 Courant de seuil

Le courant de seuil d'un VCSEL peut être exprimé, en termes de la densité de courant de seuil J_{seuil} , de la façon suivante:

$$I_{seuil} = \pi \left(\frac{D}{2}\right)^2 J_{seuil} = \frac{qVN_{th}}{\eta_i\tau_s} \quad 2.1.1$$

où q est la charge de l'électron, V est le volume de la zone active, N_{th} est la densité de porteurs de seuil, η_i est le rendement quantique interne, τ_s est le temps de recombinaison et D est le diamètre de la zone active.

A partir de l'équation 2.1.1, nous pouvons déduire qu'il est essentiel de réduire le volume de la région active pour diminuer le courant de seuil. Le tableau 2.1.2 montre la différence entre le volume de la zone active pour un laser classique et un VCSEL. Il est évident alors, que le courant de seuil soit beaucoup plus faible pour les VCSELS que pour les lasers conventionnels.

2.1.3.2 Puissance optique

La puissance optique en sortie d'un VCSEL peut s'exprimer par :

$$P_o = \eta_d \cdot \eta_{spon} \cdot \beta \cdot h \cdot \nu \cdot I, \quad (I \leq I_{seuil}) \quad 2.1.2$$

$$P_o = \eta_d \cdot h \cdot \nu \cdot (I - I_{seuil}) + \eta_d \cdot \eta_{spon} \cdot \beta \cdot h \cdot \nu \cdot I_{seuil}, \quad (I \geq I_{seuil})$$

avec η_d qui représente le rendement quantique différentiel du miroir supérieur (celui qui permet la sortie de la lumière), η_{spon} est le rendement d'émission spontanée, β est le facteur d'émission spontanée, h est la constante de Planck, ν est la fréquence d'émission du laser et I est le courant injecté au laser.

2.1.3.3 Fréquence de modulation

La bande passante, c'est-à-dire la fréquence maximale à laquelle il peut être modulé est donnée par la relation :

$$f_{3dB} = 1,55 \cdot f_r \quad 2.1.3$$

où f_r est la fréquence de relaxation exprimée par la relation :

$$f_r = \frac{1}{2\pi\tau_s} \sqrt{\frac{\tau_s}{\tau_p} \left(\frac{I}{I_{seuil}} - 1 \right)} \quad 2.1.4$$

où τ_s est le temps de recombinaison et τ_p la durée de vie des photons.

2.1.4 Matériaux et structures pour la création des VCSELS [3], [5]

Le schéma de la figure 2.1.2 présente la structure basique d'un VCSEL ; cependant, dans le but d'optimiser l'acheminement des porteurs vers la zone active et le confinement de photons, différentes architectures ont été mises en place. Certaines d'entre elles seront présentées par la suite, ainsi que quelques matériaux utilisés dans l'élaboration des VCSELS.

2.1.4.1 Matériaux

Le tableau 2.1.3 illustre les différents matériaux qui peuvent être utilisés pour la fabrication des VCSELS, selon la longueur d'onde désirée.

Alliage	Longueur d'onde (μm)
GaAlInP/GaAs	0,63-0,67
GaAlAs/GaAs	0,78-0,88
GaInAs/GaAs	0,98-1,2
GaInNAs/GaAs	1,2-1,3
GaInAsP/InP	1,3-1,6
AlGaInAs/InP	

Tableau 2.1.3 Longueur d'onde émise en fonction des principaux matériaux utilisés pour l'élaboration des VCSELS.

2.1.4.2 Structures de confinement pour les VCSELs à 850 nm

Plusieurs structures ont été étudiées pour améliorer certaines caractéristiques, telles que le rendement dans les VCSELs, nous présentons certaines d'entre elles permettant la réalisation de VCSELs à 850 nm :

L'implantation de protons

Les zones qui entourent le réflecteur de Bragg ont été bombardées de protons et sont donc fortement isolantes, améliorant ainsi le guidage des porteurs vers la zone active (Figure 2.1.3). Cette structure, facile à réaliser fut la première à être commercialisée. Par contre, l'un des principaux inconvénients de ce type de VCSEL est la forte résistivité du réflecteur de Bragg, ce qui entraîne un échauffement dans la cavité.

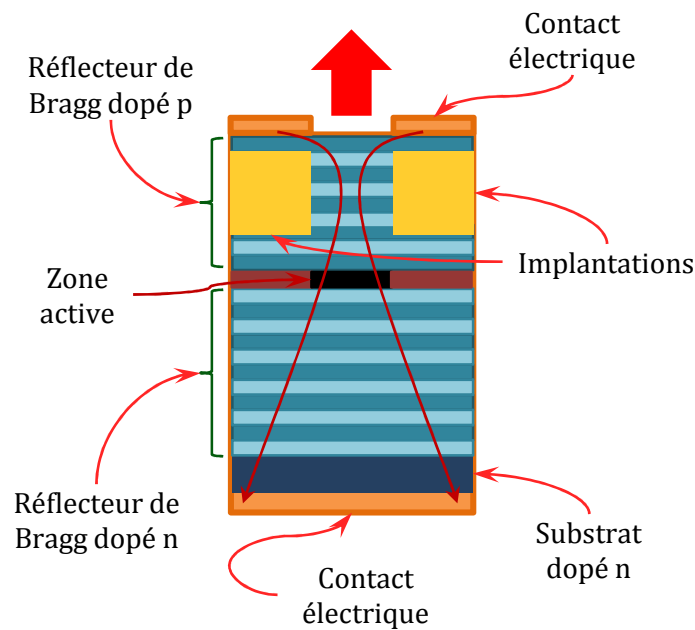


Figure 2.1.3 VCSEL à implantation de protons.

Les structures enterrées

Le miroir arrière et la zone active sont "enterrés" dans un matériau d'indice plus faible que celui de la cavité et de conductivité moindre (Figure 2.1.4). Il s'agit donc d'un guidage par l'indice du faisceau optique. Le processus de fabrication de ce genre de structure s'avère très complexe et ne permet pas un développement plus important à 850nm.

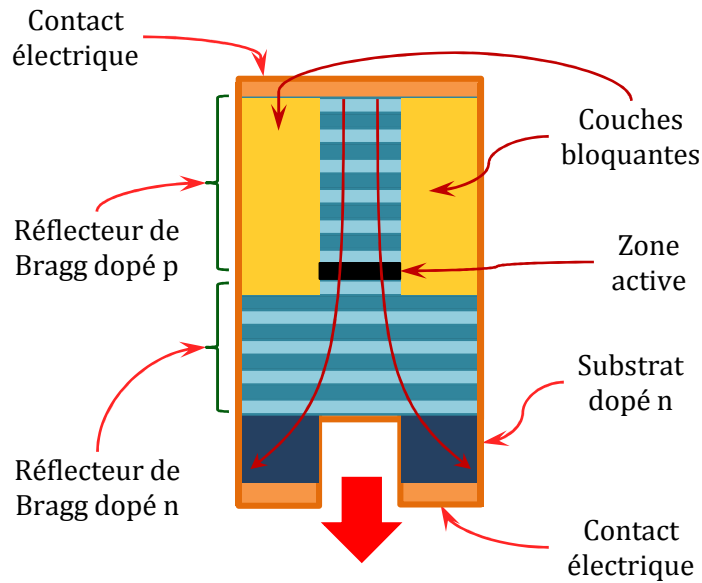


Figure 2.1.4 VCSEL à structure enterrée.

Les VCSELs à diaphragme d'oxyde

Dans ce type de VCSEL une fine couche est oxydée de façon à laisser une ouverture circulaire au dessus de la zone active. Cette structure permet un excellent confinement des porteurs (Figure 2.1.5). La couche oxydée est isolante et son indice est inférieur à celui du semiconducteur. Les VCSELs à diaphragme d'oxyde sont massivement produits et commercialisés.

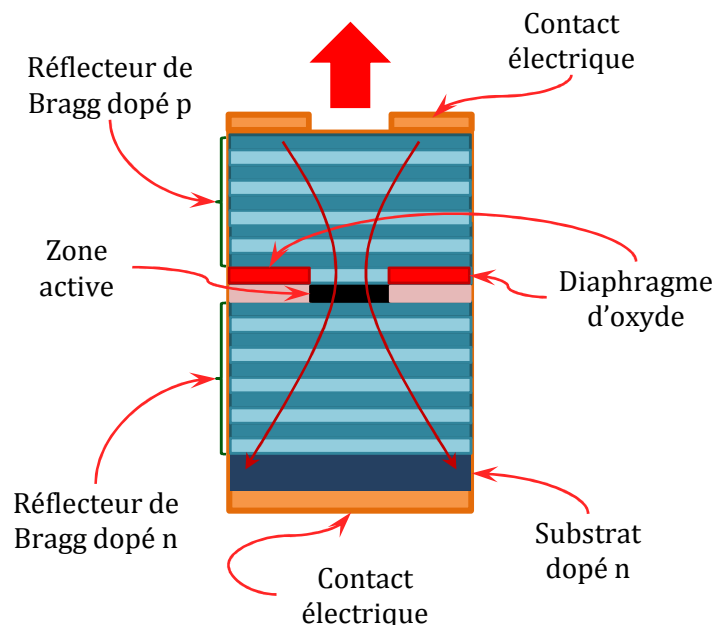


Figure 2.1.5 VCSEL à diaphragme d'oxyde.

Nous avons utilisé un VCSEL à diaphragme d'oxyde pour la réalisation de l'oscillateur optoélectronique à base de VCSEL (VBO), sujet de la section suivante de ce chapitre. La figure 2.1.6 montre la structure réelle de ce VCSEL à 850nm, fabriqué par ULM Photonics [9]. Cette structure

est faite en utilisant l'épitaxie par jets moléculaires. Le miroir inférieur est constitué d'une trentaine de bi-couches de AlAs/Al_{0,2}Ga_{0,8}As dopées au silicium. La zone active est réalisée par trois puits quantiques de 8 nm d'épaisseur, séparés par des barrières de Al_{0,2}Ga_{0,8}As de 10 nm d'épaisseur. Le miroir supérieur type p est constitué de 26 bi-couches de Al_{0,2}Ga_{0,8}As/Al_{0,9}Ga_{0,1}As dopées au carbone.

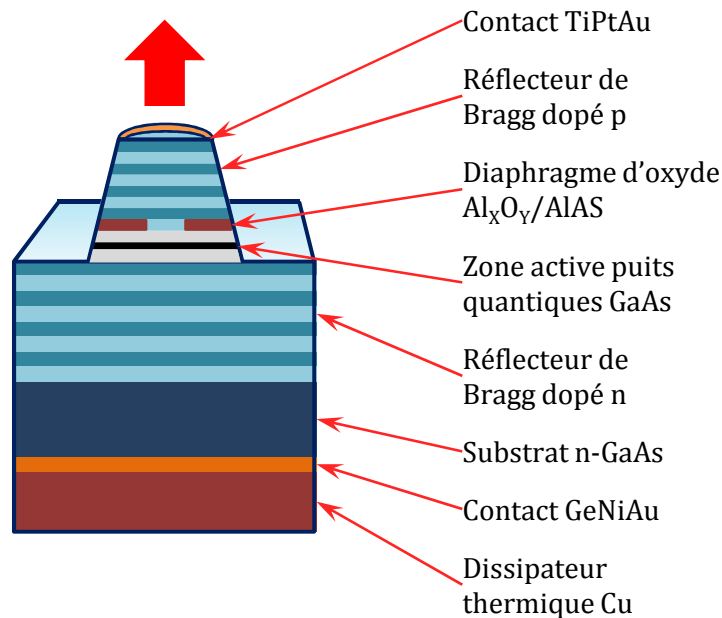


Figure 2.1.6 Structure d'un VCSEL à 850 nm fabriqué par ULM Photonics [9].

2.1.4.3 VCSELs aux grandes longueurs d'onde [5]

La réalisation des VCSELs aux longueurs d'onde des télécommunications affronte des nombreux challenges. Nous présentons deux exemples illustrant ces difficultés :

- ♣ Problèmes liés à la structure : les couches constituantes des réflecteurs de Bragg sont plus épaisses à 1550 nm qu'à 850 nm. L'augmentation de l'épaisseur des miroirs engendre une augmentation de l'échauffement du composant.
- ♣ Problèmes liés au choix des alliages utilisés : Le "band-gap" de l'AlAs/GaAlAs es trop important pour permettre l'émission aux longueurs d'onde de télécommunication. Certains alliages dérivés de l'InP, dont le "band-gap" favorise l'émission à 1550 nm, ne permettent pas de réaliser des réflecteurs de Bragg assez performants pour la réalisation d'un VCSEL.

Malgré ces obstacles, certaines structures proposées ont donné des résultats probants dans les dernières années. Nous nous contenterons ici de la présentation d'une architecture proposée par Vertilas, qui nous intéresse particulièrement puisqu'un VCSEL de ce type, émettant à 1550 nm, à été utilisé pour la réalisation d'un VBO.

VCSELS à jonction tunnel et DBR diélectrique [5], [10].

Cette structure présente une zone active basée en InGaAlAs, dotée d'une jonction tunnel. La cavité est réalisée par un miroir de Bragg et par un miroir diélectrique

Ce type de VCSEL est constitué presque exclusivement de semiconducteur dopé N, qui est meilleur conducteur électrique. La jonction tunnel, qui fournit les trous dans la zone active, est constituée de deux couches très fortement dopées N et P. Elle est responsable du confinement latéral des porteurs (figure 2.1.7).

Le miroir supérieur est constitué d'une quarantaine de bicouches InAlAs/InGaAlAs présentant une réflectivité totale supérieure à 99%. Le miroir inférieur diélectrique est réalisé par une paire et demi de couches $\text{CaF}_2/\text{a-Si}$. L'écart très important d'indice entre les couches permet une réflectivité élevée (>99%) en très peu de couches. Ce diélectrique n'étant pas conducteur, le miroir présente un diamètre réduit et le contact électrique est établi tout autour de ce diamètre.

Afin de permettre un fonctionnement à faible température dans la zone active et donc un gain élevé, un dissipateur thermique est solidarisé au contact électrique inférieur.

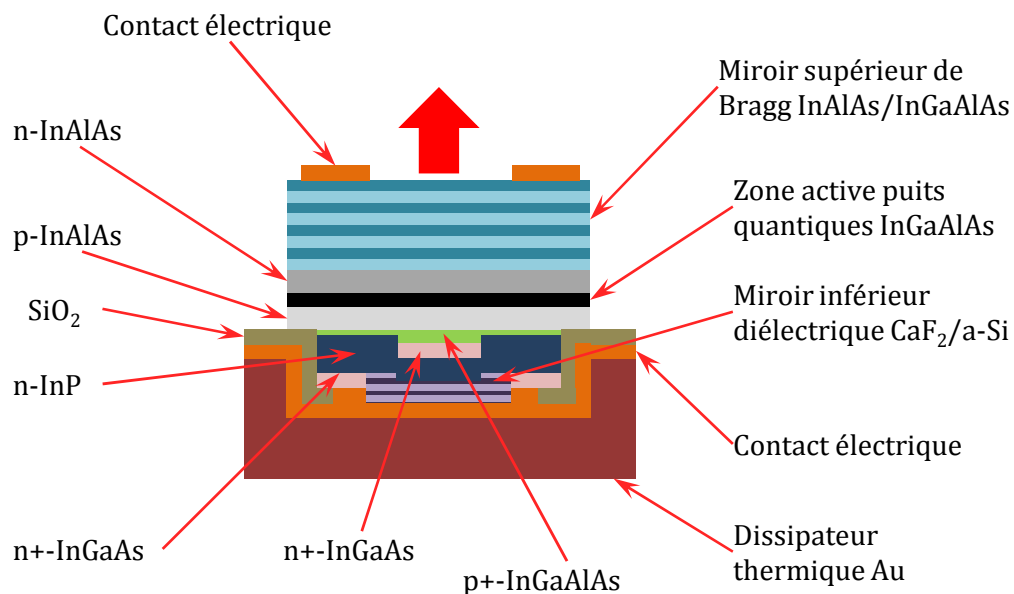


Figure 2.1.7 Structure d'un VCSELs à 1550 nm fabriqué par Vertilas [10].

2.1.5 Applications des VCSELs [1]

Pour finir cette brève introduction sur les VCSELs, le tableau 2.1.4 présente un résumé des différentes applications des VCSELs

Champ d'application	Exemples
Applications domestiques	Imprimantes laser, têtes de lecture des platines disque compact ou DVD, sauvegardes de données par effet magnéto-optique, pointeurs laser, souris laser, illumination.
Détection et télémétrie	Spectroscopie, médecine, biologie, lecteurs de code à barres, réalisation de robots et drones de faible taille et d'autonomie élevée.
Datacoms et télécoms	Liaisons optiques, réseaux LAN, transmission parallèles avec des matrices de VCSELs.

Tableau 2.1.4 Applications des VCSELs

2.2 L'oscillateur optoélectronique à base de VCSEL (VBO) [11]

Le VBO (de l'anglais *VCSEL Based Oscillator*) est un oscillateur bouclé qui utilise un VCSEL comme source optique. Cette caractéristique donne certains avantages, quand il s'agit de systèmes embarqués ; notamment, la basse consommation de courant, le faible coût et la stabilité en température sont des propriétés qui font du VCSEL une excellente option pour la construction d'oscillateurs optoélectroniques.

La configuration bouclée choisie pour cet oscillateur est assez simple et cherche, comme nous l'avons déjà signalé, à diminuer le coût de construction de l'oscillateur. En conséquence, dans cette configuration nous n'avons pas utilisé de modulateur d'intensité. La boucle est constituée d'un VCSEL, d'une fibre optique qui joue le rôle de ligne à retard, d'un photodétecteur (PD) pour transformer le signal optique en électrique, d'un filtre passe bande RF centré sur la fréquence f_0 , et d'un amplificateur RF de gain G_{ampli} . Le principe de fonctionnement du VBO est la conversion d'une onde lumineuse, fournie par un VCSEL, en signal micro-onde spectralement pur. De façon analogue au phénomène décrit dans les configurations d'oscillateurs antérieures, les oscillations sont initiées par le bruit qui est filtré et amplifié. Ce signal module la porteuse optique qui est photodétectée pour générer un signal microonde. Le signal est ensuite filtré, amplifié et rebouclé directement sur l'accès électrique du VCSEL, créant une oscillation auto-entretenue (Fig. 2.2.1)

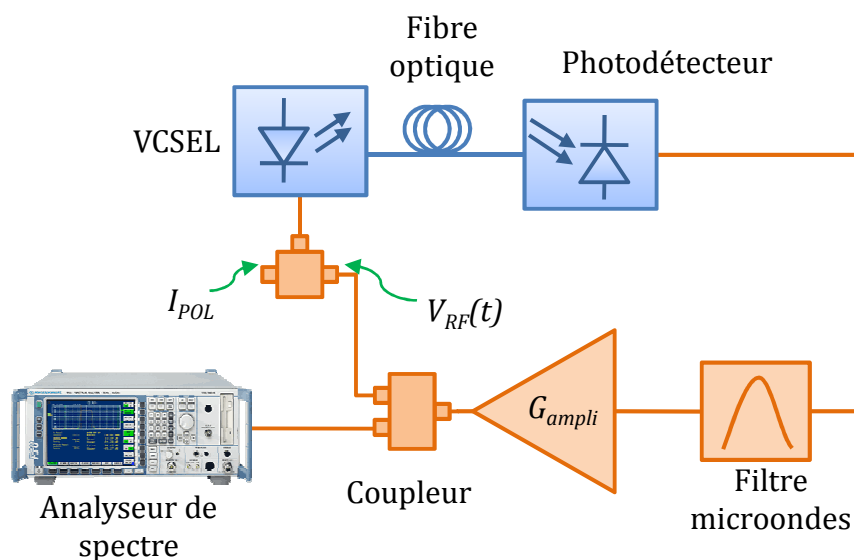


Figure 2.2.1 Oscillateur optoélectronique bouclé à base de VCSEL.

2.2.1 Analyse en boucle ouverte

L'analyse de ce système sera analogue aux analyses précédemment faites pour les autres oscillateurs bouclés ; pour cette raison, nous focaliserons notre attention sur le gain en boucle ouverte. Certaines équations présentées précédemment seront aussi valides pour ce type d'oscillateur, nous utiliserons donc, les résultats obtenus dans le chapitre 1.

Pour l'analyse en boucle ouverte, nous allons considérer une liaison formée par un VCSEL, une fibre optique et un photodétecteur, ensuite, nous trouverons une expression pour le signal électrique filtré et amplifié (Fig. 2.2.2).

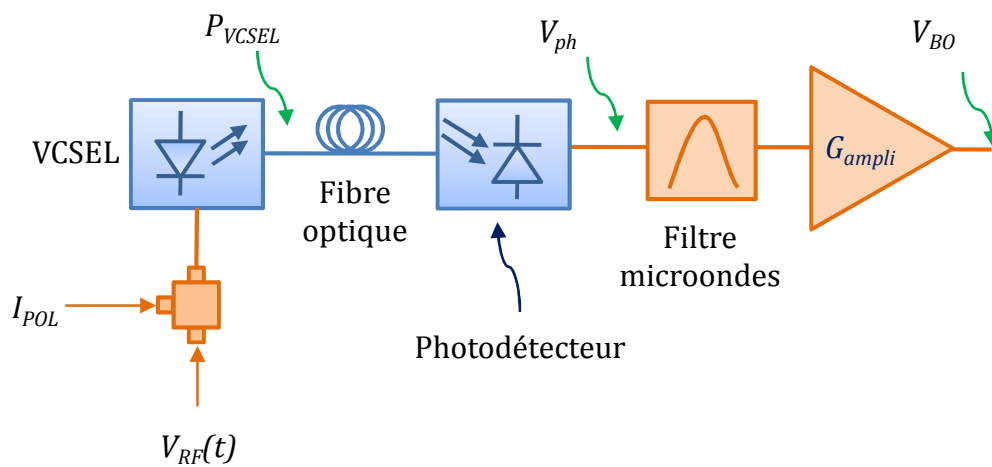


Figure 2.2.2 Liaison considérée dans l'analyse en boucle ouverte du VBO

2.2.1.1 Modulation

La modulation est ici une modulation directe de la diode laser ; ainsi le VCSEL sera polarisé à un courant continu de polarisation I_{POL} et le signal sinusoïdal en entrée sera superposé (Fig. 2.2.3).

Pour exprimer la puissance optique à l'entrée de la fibre optique P_{VCSEL} , nous tiendrons compte de deux caractéristiques du VCSEL. D'abord nous considérons la bande passante du VCSEL, c'est-à-dire la fréquence maximale à laquelle le VCSEL peut être modulé. Elle est donnée par l'expression de la fonction de transfert du VCSEL H_{VCSEL} , définie de la manière suivante [12] :

$$H_{VCSEL}(\omega) = \frac{\omega_R^2}{\omega_R^2 - \omega^2 + j\omega\gamma} \quad 2.2.1$$

où ω_R est la fréquence de résonance et γ est le coefficient d'amortissement.

Ensuite, nous pouvons exprimer la puissance P_{VCSEL} à l'entrée de la fibre optique de la façon suivante :

$$P_{VCSEL} = P_O + P_{RF} \quad 2.2.2$$

où P_O est donnée par l'expression :

$$P_O = \eta_d \cdot h \cdot \nu \cdot (I_{POL} - I_{seuil}) + \eta_d \cdot \eta_{spon} \cdot \beta \cdot h \cdot \nu \cdot I_{seuil}, \quad 2.2.3$$

et P_{RF} peut être obtenue à partir de :

$$\frac{P_{RF}(\omega)}{i_{RF}(\omega)} = \eta_d \cdot h \cdot \nu \cdot H_{VCSEL}(\omega) \quad 2.2.4$$

avec η_d qui représente le rendement quantique, η_{spon} est le rendement d'émission spontanée, β est le facteur d'émission spontanée, h est la constante de Planck et ν est la fréquence d'émission du laser.

Dans la pratique nous avons polarisé le VCSEL à un courant de seuil tel que le courant RF appliqué reste toujours dans la partie linéaire de la courbe P(I).

Le courant RF i_{RF} , est lié à la tension d'oscillation (le signal modulant d'entrée au VCSEL) de la façon suivante :

$$i_{RF}(\omega) = \frac{V_{RF}(\omega)}{R_d} \quad 2.2.5$$

où R_d est la résistance dynamique du VCSEL qui dépend du courant injecté au VCSEL.

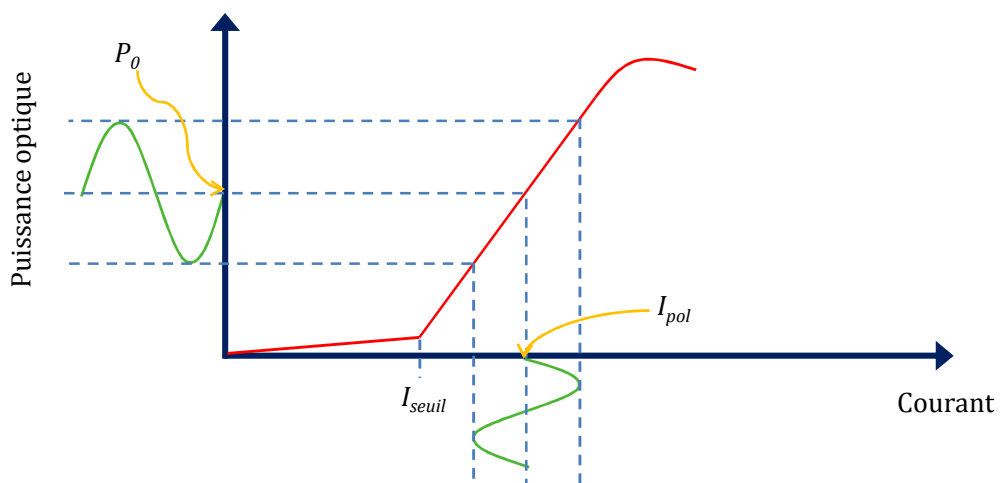


Figure 2.2.3 Modulation directe du VCSEL.

2.2.1.2 Détection du signal optique modulé et filtrage

Etant donné que la tension en entrée du VCSEL est du type sinusoïdal, c'est-à-dire :

$$V_{RF}(t) = V_A \sin(\omega_0 t + \phi) \quad 2.2.6$$

Nous pouvons déterminer la tension photodétectée \tilde{V}_{ph} (Fig. 2.2.2) de la façon suivante :

$$\tilde{V}_{ph} = \tilde{\alpha}_O P_{VCSEL} |H_{VCSEL}(\omega)| \Big|_{\omega=\omega_0} \tilde{S} R_{ph} \quad 2.2.7$$

$$\tilde{V}_{ph} = \tilde{\alpha}_O \tilde{S} R_{ph} \left(P_O + \eta_d \cdot h \cdot \nu \cdot \frac{V_A \sin(\omega_0 t + \phi)}{R_d} |H_{VCSEL}(\omega)| \Big|_{\omega=\omega_0} \right) \quad 2.2.8$$

avec:

- ♣ R_{ph} la résistance de charge du photodétecteur,
- ♣ $\tilde{\alpha}_O$ qui représente les pertes optiques dans la boucle telles que $\tilde{\alpha}_O = \alpha_O e^{-j\omega\tau_d}$ où τ_d est le retard associé à la fibre optique.
- ♣ $\tilde{S} = S e^{j\phi_S}$ représente la responsivité du photodétecteur S et son déphasage associé ϕ_S

Une fois le signal électrique récupéré à l'aide du photodétecteur, nous exprimons le signal obtenu après le passage par le filtre passe bande RF et l'amplificateur RF :

$$\tilde{V}_{BO} = \tilde{\alpha}_E \cdot \tilde{G}_{ampli} \cdot \tilde{\alpha}_O \cdot \tilde{S} \cdot R_{ph} \cdot \tilde{F} \cdot h \cdot \nu \cdot \frac{V_A \sin(\omega_0 t + \phi)}{R_d} \cdot |H_{VCSEL}(\omega)| \Big|_{\omega=\omega_0} \quad 2.2.9$$

où $\tilde{G}_{ampli} = G_{ampli} e^{j\phi_G}$ représente le gain en tension de l'amplificateur G_{ampli} avec son déphasage associé ϕ_G , $\tilde{F} = F e^{j\phi_F}$ représente le gain en tension du filtre F avec son déphasage associé ϕ_F et $\tilde{\alpha}_E$, représente les pertes électriques dans la boucle.

Nous pouvons définir le gain de boucle ouverte tel que :

$$\tilde{V}_{BO} = \tilde{G}_{BO} \cdot V_{RF}(t) \quad 2.2.10$$

de la façon suivante :

$$\tilde{G}_{BO} = \tilde{\alpha}_E \cdot \tilde{G}_{ampli} \cdot \tilde{\alpha}_O \cdot \tilde{S} \cdot R_{ph} \cdot \tilde{F} \cdot h \cdot \nu \cdot \frac{1}{R_d} \cdot |H_{VCSEL}(\omega)| \Big|_{\omega=\omega_0} \quad 2.2.11$$

2.2.2 Analyse en boucle fermée

L'analyse en boucle fermée faite pour l'oscillateur précédent, est tout à fait valide pour le VBO ; en conséquence, nous utiliserons la valeur finale trouvée pour la fonction de transfert en puissance en boucle fermée de l'équation 1.3.19 reproduite ici :

$$\left| \frac{\tilde{V}_{BF}(\omega, t)}{\tilde{V}_{Bruit}(\omega, t)} \right|^2 = \frac{G_{ampli}^2}{1 + |G_{BO}|^2 - 2|G_{BO}| \cos(\omega\tau + \phi_0)} \quad 2.2.12$$

2.2.2.1 Conditions d'oscillation

Afin de favoriser la génération de plusieurs modes d'oscillation, il faut que les conditions de gain et de phase dans la boucle soient vérifiées. Puis, grâce au filtre RF sélectif, un seul de ces modes est sélectionné pour permettre la génération d'un signal électrique monofréquence, nous avons donc :

$$|G_{BO}| = 1 \quad 2.2.13$$

$$\omega_{osc}\tau + \phi_0 = 2k\pi \quad 2.2.14$$

Avec k qui appartient aux nombres entiers et τ le retard dans la boucle.

2.2.2.2 Puissance et fréquence d'oscillation

La première condition d'oscillation (expression 2.2.13) nous impose que :

$$\left| \tilde{\alpha}_E \cdot \tilde{G}_{ampli} \cdot \tilde{\alpha}_O \cdot \tilde{S} \cdot R_{ph} \cdot \tilde{F} \cdot h \cdot \nu \cdot \frac{1}{R_d} \cdot |H_{VCSEL}(\omega)| \Big|_{\omega=\omega_O} \right| = 1 \quad 2.2.15$$

Dans ce type d'oscillateur c'est l'amplificateur RF qui va limiter la puissance d'oscillation.

La deuxième condition d'oscillation (expression 2.2.14) nous permet de trouver la fréquence d'oscillation donnée par :

$$f_{osc} = \frac{k}{\tau} - \frac{\phi_0}{2\pi\tau} \quad 2.2.16$$

Les modes d'oscillation sont directement liés à la longueur de la fibre, car elle est la principale source de retard de l'oscillateur. L'intervalle spectral libre (*ISL*) peut s'écrire :

$$ISL = \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_e + \tau_f} = \frac{1}{\tau_e + \frac{Ln_f}{c}} \quad 2.2.17$$

où τ_f représente le retard dans la fibre et τ_e représente le retard induit par tous les composants autres que la fibre, n est l'indice de la fibre, L est la longueur de la fibre et c la célérité de la lumière

L/ISL détermine la bande passante du filtre RF à utiliser et la longueur de la fibre. Cette longueur doit être assez courte pour ne permettre qu'un seul mode d'oscillation mais suffisamment longue pour avoir un bruit de phase acceptable, car nous avons démontré que le bruit de phase s'améliore avec l'augmentation de la longueur de la fibre (Equation 2.2.20). Nous reprenons ensuite, les expressions de la largeur spectrale et du facteur de qualité pour faire une analyse des sources de bruit.

2.2.3 Analyse spectrale du signal oscillant

2.2.3.1 Qualité de l'oscillation : Largeur spectrale à mi-hauteur et facteur de qualité.

Avant de présenter l'analyse des sources de bruit dans l'oscillateur reprenons les équations du chapitre 1, concernant la qualité de l'oscillation :

D'abord la largeur à mi-hauteur :

$$\Delta f_{FWHM} \approx \frac{\sqrt{\frac{RBS}{\tau}}}{\pi \cdot \tau} \quad 2.2.18$$

avec :

$$RBS = \frac{G_{ampli}^2 S_{Bruit}(f)}{P_{osc}} \quad 2.2.19$$

où P_{osc} est la puissance d'oscillation et $S_{Bruit}(f)$ représente la densité spectrale de bruit en entrée de l'amplificateur.

Finalement le facteur de qualité est défini par :

$$Q = \frac{\pi f_{osc} \tau}{\sqrt{\frac{RBS}{\tau}}} \quad 2.2.20$$

Ces trois relations nous montrent l'intérêt de faire une analyse des sources de bruit dans l'oscillateur.

2.2.3.2 Processus de bruit dans l'oscillateur

Nous allons considérer le bruit comme toute perturbation superposée au signal utile. Comme nous l'avons déjà dit dans le chapitre 1, on distingue principalement deux sources de bruit :

- ♣ Le bruit externe, du type : perturbations mécaniques, acoustique ou de champ électromagnétique et thermique. Toutes ces perturbations, sauf les thermiques, peuvent être considérablement réduites en utilisant un montage adapté ; Elles ne seront donc pas étudiées ici. Les perturbations thermiques seront analysées dans la suite.
- ♣ Le bruit interne comme les fluctuations spontanées des électrons dans la matière, inhérent à la nature et à la constitution des circuits et composants, est difficile à maîtriser et limitera les performances de l'oscillateur. Nous consacrerons les paragraphes suivants à son étude.

Perturbations thermiques [13], [14]

La phase d'une onde optique se propageant dans une fibre, peut se voir modifiée à cause des variations de température dans la fibre optique. La phase optique ϕ est définie par :

$$\phi = \beta \cdot L \quad 2.2.21$$

où β est le nombre d'onde et L la longueur d'une fibre optique d'indice de réfraction n

Une contrainte thermique sur la fibre optique peut entraîner une modification de la longueur de la fibre L , un changement de l'indice de réfraction n ou une variation du diamètre D du cœur de la fibre.

Le déphasage de l'onde optique s'écrit :

$$\Delta\phi = \beta\Delta L + L\Delta\beta \quad 2.2.22$$

Le premier terme correspond au changement de la longueur de la fibre. Le second correspond au changement de l'indice de réfraction et la variation du diamètre du cœur et il est donné par :

$$L\Delta\beta = L\frac{d\beta}{dn}\Delta n + L\frac{d\beta}{dD}\Delta D \quad 2.2.23$$

Cependant, le second terme relatif à la variation du diamètre peut être négligé si nous considérons une fibre sans gaine de protection [13]. Ainsi nous avons l'expression :

$$\frac{\Delta\phi}{L} = \beta \frac{\Delta L}{L} + \frac{d\beta}{dn} \Delta n \quad 2.2.24$$

L'onde optique sera modulée en amplitude par un signal de fréquence f_{osc} et ensuite elle sera détectée sur une photodiode, de cette façon, les fluctuations de phase relatives à la longueur de la fibre seront également transférées sur le signal électrique résultant. Ainsi nous pouvons utiliser le nombre d'onde électrique défini par :

$$\beta_e = \frac{2 \cdot \pi \cdot f_{osc} \cdot n}{c} \quad 2.2.25$$

et donc :

$$\frac{d\beta_e}{dn} = \frac{\beta_e}{n} \quad 2.2.26$$

Nous pouvons écrire le déphasage électrique ainsi :

$$\frac{\Delta\phi}{L} = \beta_e \left(\frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta n}{n} \right) \quad 2.2.27$$

Si nous exprimons les variations de longueur et d'indice par rapport à la température, nous avons le déphasage par unité de longueur égal à :

$$\frac{\Delta\phi}{\Delta T \cdot L} = \beta_e \left(\frac{1}{L} \frac{dL}{dT} + \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \right) \quad 2.2.28$$

et donc, la variation de phase relative induite par une variation de température s'écrit :

$$\frac{\Delta\phi}{\phi \cdot \Delta T} = \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} + \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \quad 2.2.29$$

A partir de la relation 2.2.16, nous pouvons regarder l'influence de la variation de température sur la fréquence d'oscillation. Considérant que le retard dans la boucle τ est principalement du au retard dans la fibre (fibre de plus de 50m), nous obtenons que la variation de cette fréquence d'oscillation, en fonction du déphasage optique à travers le retard τ dans la boucle, peut s'écrire :

$$\frac{\Delta f_{osc}}{\Delta \tau} = \frac{k}{\tau^2} = \frac{f_{osc}}{\tau} \quad 2.2.30$$

Et la fluctuation de fréquence relative à la fluctuation de phase induite par une perturbation thermique, est donnée par :

$$\frac{\Delta f_{osc}}{\Delta T} = \frac{c}{2\pi L n} \frac{\Delta \phi}{\Delta T} \quad 2.2.31$$

En remplaçant 2.2.28 dans 2.2.30 nous obtenons :

$$\frac{\Delta f_{osc}}{\Delta T} = f_{osc} \left(\frac{1}{L} \frac{dL}{dT} + \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \right) \quad 2.2.32$$

Cette expression sera valide pour le cas d'une fibre nue. Cependant, la sensibilité d'une fibre gainée sera supérieure à celle d'une fibre nue, car à la variation d'indice s'ajoutera une fluctuation du coefficient de dilatation thermique des gaines.

Perturbations internes

Bruit d'intensité de la diode laser [15]

La sortie d'un laser à semiconducteur présente des fluctuations en intensité, phase et fréquence, même si le laser est polarisé avec un courant constant avec des fluctuations de courant négligeables. Les deux principaux mécanismes à l'origine de ces fluctuations sont les recombinaisons électrons-trous et l'émission spontanée. Le bruit dans le laser à semiconducteur est dominé par l'émission spontanée. Chaque photon produit par émission spontanée, ajoute au flux cohérent (celui établi par l'émission stimulée) une composante, dont la phase est aléatoire, ce qui provoque une perturbation du champ émis en phase et en amplitude.

Le RIN (de l'anglais *Relative Intensity Noise*) est défini par le rapport entre la densité spectrale des fluctuations de la puissance optique dans une bande d'un hertz et le carré de la puissance moyenne :

$$RIN_{laser} \equiv \frac{\langle \delta P(f)^2 \rangle}{P_0^2} \quad 2.2.33$$

Bruit de grenaille (Shot noise) [15]

Le bruit de grenaille est une manifestation du fait qu'un courant électrique est composé par un flux d'électrons qui sont générés à des instants aléatoires. Dans notre oscillateur c'est le photodétecteur qui sera à l'origine de ce type de bruit. Le courant photodéecté $I_{ph}(t)$ sera composé de deux termes : le courant continu moyen I_p et les fluctuations du bruit de grenaille $i_s(t)$. Le courant photodéecté $I_{ph}(t)$ peut être exprimé, alors, par :

$$I_{ph}(t) = I_p + i_s(t) \quad 2.2.34$$

Le bruit de grenaille est un bruit blanc gaussien et stationnaire. La valeur quadratique moyenne de la composante de fluctuation du courant dans une bande de fréquence B est donnée par :

$$\langle i_{Sh}^2 \rangle_{PhD} = 2 \cdot q \cdot I_p \cdot B \quad 2.2.35$$

Bruit thermique [15]

Il est dû à l'agitation thermique des électrons dans la matière. Il ne dépend que de la température et délivre aux bornes d'une résistance R une tension aléatoire $V(t)$. Cette tension résulte du déplacement aléatoire des électrons dans un conducteur. Chaque électron produit un courant, et ce courant aléatoire, donnant $V(t)$, résulte de la somme de tous les courants élémentaires. $V(t)$ est un processus gaussien, stationnaire. Dans le cas de notre oscillateur nous avons deux composants à l'origine de ce type de bruit : le photodétecteur, dû à sa résistance de charge R_{ph} , et l'amplificateur, à cause de sa résistance d'entrée R_e . Ce bruit thermique, considéré comme blanc car sa densité spectrale de puissance est indépendante de la fréquence, peut être décrit par la valeur quadratique moyenne du courant de bruit thermique $\langle i_{th}^2 \rangle$, pour une bande de fréquence B , de la façon suivante :

Pour le photodétecteur:

$$\langle i_{th}^2 \rangle_{PhD} = \frac{4 \cdot k_B \cdot T \cdot B}{R_{ph}} \quad 2.2.36$$

Pour l'amplificateur :

$$\langle i_{th}^2 \rangle_{Ampli} = \frac{4 \cdot k_B \cdot T \cdot B \cdot (F_n - 1)}{R_A} \quad 2.2.37$$

avec k_B la constante de Boltzman, T la temperature, R_{ph} la résistance de charge du photodétecteur, R_A la résistance d'entrée de l'amplificateur et F_n son facteur de bruit.

La contribution totale de bruit thermique dans l'oscillateur peut être résumée par :

$$\langle i_{th}^2 \rangle = \langle i_{th}^2 \rangle_{PhD} + \langle i_{th}^2 \rangle_{Ampli} = 4 \cdot k_B \cdot T \cdot B \left(\frac{1}{R_{ph}} + \frac{F_n - 1}{R_A} \right) \quad 2.2.38$$

Le bruit dans la fibre optique [16], [17], [18]

Il existe d'autres phénomènes à l'origine de bruit supplémentaire dans notre oscillateur, plus précisément dans la fibre optique. Nous distinguons tout d'abord deux phénomènes non linéaires dans la fibre optique, qui introduisent des seuils de puissance, au-delà desquels la transmission est détériorée, Ce sont :

- ♣ La diffusion Brillouin Stimulée (DBS)
- ♣ La diffusion Raman Stimulée (DRS)

Ces effets de diffusion, se produisent à cause de l'interaction des ondes avec des phonons (vibrations moléculaires) dans la silice qui constitue la fibre. L'énergie se transmet de l'onde incidente à une autre onde non désirée avec une longueur d'onde supérieure à celle de l'onde originale. L'énergie perdue est absorbée par les vibrations moléculaires dans le milieu. Cette deuxième onde est appelée l'onde de Stokes.

Les effets non linéaires vont dépendre de la longueur et de l'aire transversale de la fibre optique. Plus longue est la fibre, plus fort est l'effet non linéaire. Cependant, lors de la propagation de l'onde le long de la fibre, sa puissance diminue à cause de l'atténuation. La modélisation de cet effet peut être difficile ; de ce fait, en pratique, un modèle qui suppose la puissance constante dans un certain intervalle appelé Longueur effective L_e , s'avère assez précis pour comprendre les effets non linéaires dans la fibre optique (Fig. 2.2.5). Ainsi :

$$L_e = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad 2.2.39$$

où α représente l'atténuation de la fibre et L la longueur réelle de la fibre.

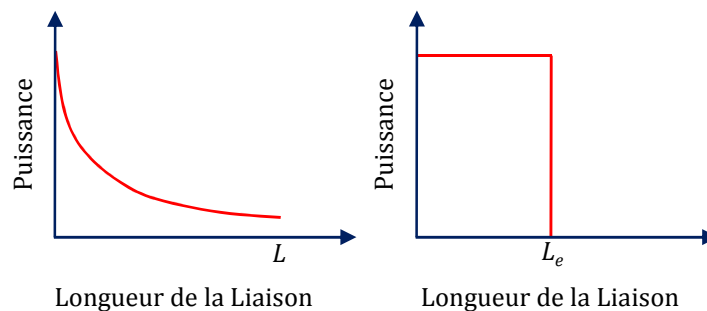


Figure 2.2.5 Modèle de la longueur effective d'interaction pour l'étude des phénomènes non linéaires dans la fibre.

De la même façon, l'effet des non-linéarités dans la fibre augmente avec l'intensité dans la fibre, alors pour une puissance donnée l'effet est inversement proportionnel à l'aire du cœur de la fibre optique. Étant donné que la puissance n'est pas uniformément distribuée dans le cœur de la fibre par rapport au diamètre, une aire effective de section transversale A_e est utilisée (Voir figure 2.2.6)

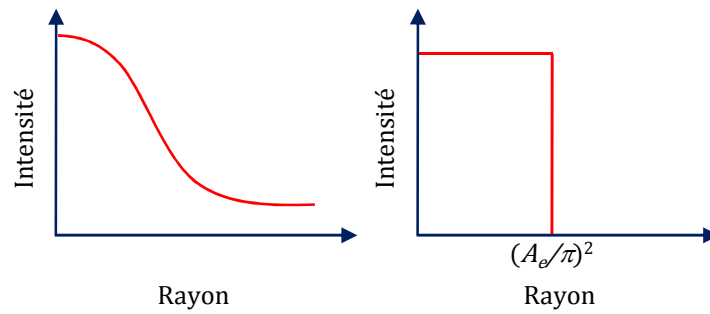


Figure 2.2.6 Aire effective dans la fibre optique, utilisée pour évaluer les effets non linéaires dans la fibre optique.

Voyons plus en détail chacun de ces phénomènes non linéaires :

Diffusion Brillouin Stimulée (DBS)

Dans ce cas, les phonons impliqués sont de type acoustique et l'onde incidente et l'onde de Stokes voyagent dans de directions opposées. La DBS peut occasionner du gain dans la direction opposée à celle de la propagation du signal, ceci produit un signal puissant vers la source.

L'effet de cette diffusion dépend du produit $P \cdot L_e$, où P est la puissance à l'entrée de la fibre optique. Plus longue est la fibre, plus grande est la quantité de puissance qui est couplée du signal à l'onde de Stokes. Pour une longueur de fibre donnée, une mesure approximative du niveau de puissance pour lequel l'effet non-linéaire commence à devenir trop important, est la puissance de seuil P_{seuil} . Pour une longueur de fibre donnée, la puissance de seuil est définie comme la puissance optique incidente à laquelle la puissance de l'onde du signal et celle de l'onde de Stokes, au bout de la fibre optique, sont égales. Cette puissance peut être définie par l'équation suivante [16] :

$$P_{seuil} \approx \frac{21 \cdot A_e}{g_B \cdot L_e} \left(1 + \frac{\Delta f_{source}}{\Delta f_B} \right) \quad 2.2.40$$

où A_e représente l'aire effective ($\approx 50 \mu m^2$ pour une fibre monomode de $8 \mu m$ de diamètre de cœur), g_B est le coefficient de gain DBS, approximativement égal à 5×10^{-11} m/W indépendamment de la longueur d'onde d'opération, L_e est la longueur effective, Δf_{source} est la largeur spectrale de la diode laser utilisée et Δf_B est la largeur spectrale de Brillouin de l'ordre de 20 MHz.

Diffusion Raman Stimulée (DRS)

Ce phénomène se produit lorsqu'une partie des photons du faisceau incident cèdent leur énergie sous forme de phonons optiques et produisent des photons de moindre énergie. Les principales différences avec la DBS sont que la DRS peut apparaître dans les deux directions, propagative et contre-propagative et que le spectre de la DBS est inférieur (<100 MHz) par rapport à celui de la DRS (20-30 THz).

Tout comme dans la DBS, ce phénomène ne devient important qu'à partir d'une puissance de seuil injectée dans la fibre optique, définie par :

$$P_{seuil} \approx \frac{16 \cdot A_e}{g_R \cdot L_e} \quad 2.2.41$$

où g_R est le gain DRS ($\approx 6 \times 10^{-13} m/W$ à 1550 nm).

Le tableau 2.2.1 montre quelques valeurs de puissance de seuil pour des longueurs de fibre différentes. Dans le cas d'une fibre à 1550 nm, $\alpha = 0,2 \text{ dB/Km}$.

Compte-tenu des longueur de fibre que nous avons utilisées pour nos expériences (100 m ~ 3 km), l'effet de la DRS dans les performances de notre oscillateur est négligeable. Dans le cas de la DBS, bien que les valeurs de puissance de seuil soient assez faibles, dans nos expériences le niveau de puissance reste en dessous des valeurs critiques.

Longueur de Fibre L (m)	L_e (m)	Puissance de Seuil pour la DBS (mW)	Puissance de Seuil pour la DRS (mW)
1	0,999	42004,20	1333466,67
10	9,990	4204,20	133466,71
100	99,006	424,21	13467,11
1000	906,346	46,33	1471,10
10000	4323,323	9,71	308,40

Tableau 2.2.1 Puissance de seuil pour la DBS et la DBR selon différentes longueurs de fibre

Nous allons maintenant décrire, deux autres phénomènes qui sont à l'origine du bruit dans la fibre optique. Il s'agit des phénomènes liés à la diffusion Rayleigh, où le bruit de phase du laser est converti en fluctuations d'intensité dans la fibre optique. La diffusion Rayleigh est due aux

inhomogénéités microscopiques de la fibre optique. Ces différences de densité de la fibre sont à l'origine de réflexions multiples du signal émis, occasionnant des interférences entre le signal incident et les signaux réfléchis. Si nous considérons une fibre optique constituée par N sections ($N \rightarrow \infty$), avec des indices de réfraction n_1, n_2, \dots, n_N , le signal incident va être réfléchi une première fois dans la direction contra-propagative et une deuxième fois dans la direction propagative (Fig. 2.2.7). Nous allons, donc considérer deux types d'interférences :

- ♣ La Double Diffusion Rayleigh (DDR)
- ♣ La Diffusion Rayleigh Réfléchie (DRR)

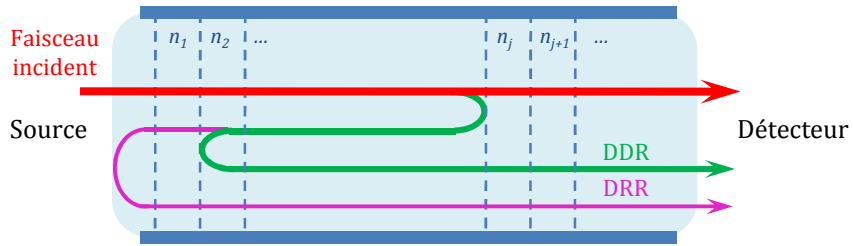


Fig. 2.2.7. Interférences occasionnées dû à la diffusion de Rayleigh dans la fibre optique

Double Diffusion Rayleigh (DDR) [17], [18]

Ce phénomène intervient quand une partie de la puissance du signal incident est diffusée dans le sens contra-propagatif du signal à cause des inhomogénéités dans le cœur de la fibre ; ensuite, ce signal subit une deuxième diffusion, aussi dans le cœur de la fibre, dans le sens propagatif. De cette façon, dans le photodétecteur, il y aura un mélange du signal incident avec le signal doublement diffusé. Le bruit d'intensité produit par la DDR est donné par [14] :

$$RIN_{DDR}(f) = \frac{4S_D^2 \alpha_s L_{eDDR}}{\pi \Delta \nu} \frac{1}{1 + \left(\frac{f}{\Delta \nu}\right)^2} \quad 2.2.42$$

où S_D représente la fraction de la lumière diffusée dans toutes les directions, qui est capturée dans le cœur de la fibre optique et guidée dans le sens contra-propagatif. $\alpha_s \approx \frac{1}{\lambda^4}$ est le coefficient de diffusion (λ représente la longueur d'onde du faisceau incident). L_{eDDR} est défini par :

$$L_{eDDR} = L - \left(\frac{1}{2\alpha}\right) (1 - e^{-2\alpha L}) \quad 2.2.43$$

f représente la fréquence de Fourier et $\Delta \nu$ la largeur spectrale de la source.

Diffusion Rayleigh Réfléchi (DRR) [17], [18]

Ce phénomène, similaire à la DDR, est dû au signal incident qui subit une première diffusion dans le cœur de la fibre optique et produit un signal dans la sens contra-propagatif ; ensuite, ce signal est réfléchi par le connecteur d'entrée à la fibre optique, pour produire un autre signal dans le sens propagatif (Fig. 2.2.7). Le bruit d'intensité produit par la DRR est donné par [13] :

$$RIN_{DRR}(f) = \frac{4R_p S_D^2 \alpha_s L_{eDRR}}{\pi \Delta \nu} \frac{1}{1 + \left(\frac{f}{\Delta \nu}\right)^2} \quad 2.2.44$$

où R_p représente le coefficient de réflexion à l'entrée de la fibre optique et L_{eDRR} donnée par :

$$L_{eDRR} = \frac{1 - e^{-2\alpha L}}{2\alpha} \quad 2.2.45$$

S_D , α_s , f et $\Delta \nu$ ont été définis dans le paragraphe précédent.

2.2.3.3 Utilisation du modèle de Leeson

Dans le chapitre 1, nous avons introduit le modèle de Leeson [19], dans lequel nous considérons l'oscillateur comme composé par un élément sélectif en fréquence et un amplificateur, dans une configuration en boucle fermée. Ce modèle nous permet de retrouver la densité spectrale des fluctuations de phase en sortie de l'oscillateur S_φ , à partir de la densité spectrale des fluctuations de phase en entrée de l'oscillateur $S_{\Delta\theta}$. Pour ceci nous avons utilisé la relation 1.1.22 que nous récrivons ici :

$$S_\varphi(f) = S_{\Delta\theta} \left[1 + \left(\frac{f_0}{2Qf}\right)^2 \right] \quad 2.2.46$$

A partir de l'équation 2.2.46 nous constatons qu'une fois connues les sources de bruit de l'oscillateur, nous pouvons déterminer le bruit de phase en sortie de l'oscillateur, en utilisant les expressions de bruit que nous avons définies dans la section précédente. Ainsi, dans l'hypothèse où ces différents bruits sont non corrélés, le bruit total est la somme des contributions en bruit des différents éléments. Nous cherchons donc, à retrouver la valeur du bruit total en entrée de l'amplificateur. Pour cela nous allons utiliser le modèle de la figure 2.2.8, où les courants $i_{RIN-Fib}$ et $i_{RIN-Las}$ représentent les contributions de bruit apportés par le RIN_{DDR} , le RIN_{DRR} et le RIN du laser ; i_{sh} et i_{th} correspondent à la racine carrée des valeurs de bruit définies dans les équations, 2.2.35 et 2.2.38. Z_{ph} représente l'impédance du photodétecteur et Z_A l'impédance d'entrée de l'amplificateur.

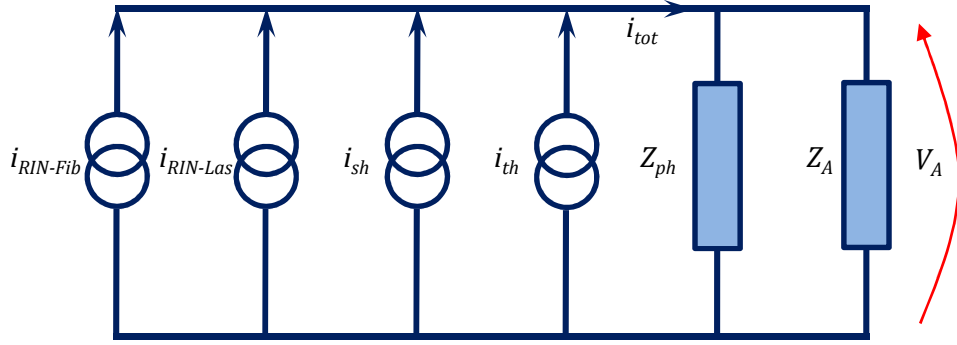


Fig. 2.2.8. Schéma équivalent du bruit ramené en entrée de l'amplificateur

Le courant i_{tot} peut s'exprimer par :

$$i_{tot} = i_{RIN-Fib} + i_{RIN-Las} + i_{sh} + i_{th} \quad 2.2.47$$

et la tension V_A s'exprime alors :

$$V_A = i_{tot} \frac{Z_{ph} Z_A}{Z_{ph} + Z_A} \quad 2.2.48$$

ainsi, la puissance de bruit à l'entrée de l'amplificateur s'écrit :

$$P_A = P_{Bruit} = \frac{V_A^2}{Z_A} = \langle i_{tot}^2 \rangle Z_A \left(\frac{Z_{ph}}{Z_{ph} + Z_A} \right)^2 \quad 2.2.49$$

Maintenant nous pouvons utiliser la puissance de bruit pour retrouver la densité spectrale de puissance du bruit à l'entrée de l'amplificateur, sachant que :

$$P_{Bruit} = S_{Bruit} \cdot \Delta f \quad 2.2.50$$

En supposant S_{Bruit} constant sur Δf . En plus, en utilisant les équations 2.2.33, 2.2.35, 2.2.38, 2.2.42 et 2.2.44 dans 2.2.49 nous avons donc :

$$S_{bruit}(f) = \left[(RIN_{Las} + RIN_{DDR} + RIN_{DRR}) I_{ph}^2 + 2qI_{ph} + 4k_B T \left(\frac{1}{R_{ph}} + \frac{F_n - 1}{R_A} \right) \right] Z_{eq} \quad 2.2.51$$

avec :

$$Z_{eq} = Z_A \left(\frac{Z_{ph}}{Z_{ph} + Z_A} \right)^2 \quad 2.2.52$$

et I_{ph} le courant moyen photodéecté.

Finalement, la densité spectrale de puissance du bruit de phase peut s'exprimer par :

$$S_{\Delta\theta} = \frac{G_{ampli}^2 \cdot S_{bruit}(f)}{P_{osc}} \quad 2.2.53$$

A cette analyse de bruit il faut ajouter le bruit Flicker de l'amplificateur, produit par les non-linéarités du composant : la phase du signal qui traverse l'amplificateur est modulée par un bruit de faible fréquence. La caractéristique de bruit Flicker peut être modélisée empiriquement en ajoutant une fréquence de coupure f_c . Lorsque la fréquence de Fourier est inférieure à f_c , le bruit de phase décroît en $1/f$. La fréquence de coupure f_c est fortement dépendante de l'amplificateur (1 kHz~1 MHz).

De cette façon, nous ajoutons le bruit Flicker en $1/f$ dans l'expression 2.2.53 pour obtenir :

$$S_{\Delta\theta} = \frac{G_{ampli}^2 \cdot S_{bruit}(f)}{P_{osc}} \left(1 + \frac{f_c}{f}\right) \quad 2.2.54$$

Finalement, l'expression de densité spectrale de puissance de bruit de phase en sortie de l'oscillateur, s'écrit selon 2.2.46 :

$$S_{\varphi}(f) = \frac{G_{ampli}^2 \cdot S_{bruit}(f)}{P_{osc}} \left(1 + \frac{f_c}{f}\right) \left[1 + \left(\frac{f_0}{2Qf}\right)^2\right] \quad 2.2.55$$

Les figures 2.2.9 et 2.2.10 nous permettent d'observer l'influence de différents types de bruit selon la longueur de la fibre optique et le courant photodéecté. Nous constatons que pour une longueur de 100 m, le bruit dominant est le bruit thermique jusqu'à un certain courant photodéecté, à partir duquel le bruit de grenaille sera le dominant. Dans le cas d'une fibre optique de 1000 m nous observons qu'à partir d'un certain niveau de courant photodéecté, le bruit dominant est le bruit DRR.

Nous soulignons aussi, que pour les oscillateurs à base de VCSEL, les valeurs de courant photodéecté sont très faibles, ce qui veut dire, que dans la plus part des cas le bruit dominant sera le bruit thermique, même si nous travaillons avec des longueurs de fibre assez élevées.

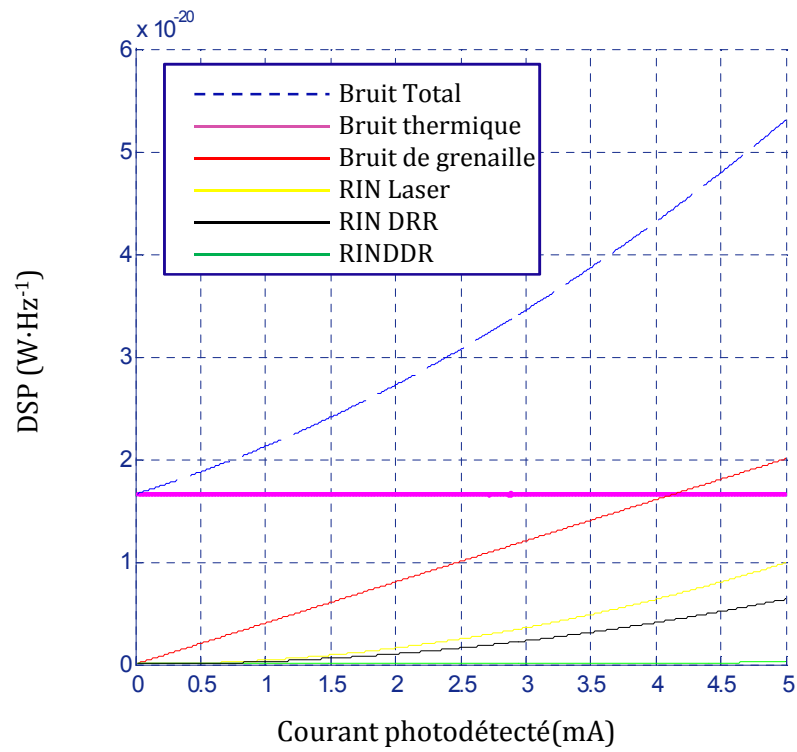


Fig. 2.2.9. Densité spectrale de bruit pour une longueur de fibre de 100m

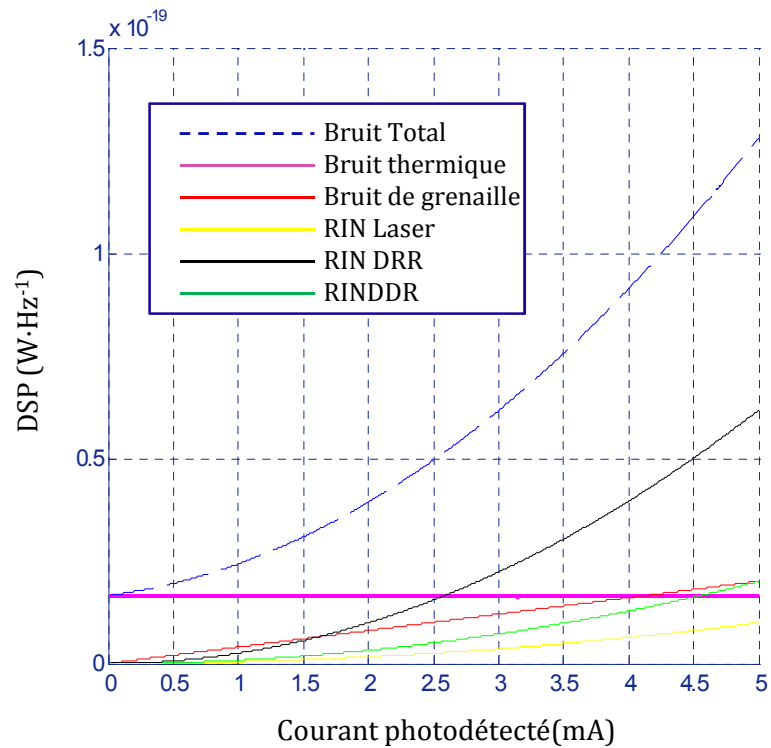


Fig. 2.2.10. Densité spectrale de bruit pour une longueur de fibre de 1000m

2.3 Caractérisation expérimentale du VBO

L'oscillateur à base de VCSEL (VBO), a été conçu en différentes versions selon le type de VCSEL utilisé (longueur d'onde d'opération) et la fréquence d'oscillation générée. Dans cette section nous présentons les résultats obtenus en implémentant l'oscillateur de la figure 2.2.1, dont le fonctionnement a été présenté dans la section précédente.

Les premières expériences réalisées cherchaient à valider l'architecture, nous avons donc commencé avec la réalisation d'un oscillateur à 900MHz pour lequel nous avons utilisé un VCSEL multimode émettant à 850nm.

Ensuite, nous avons testé la même architecture avec un VCSEL monomode à la même longueur d'onde. Cependant les résultats n'ont pas été satisfaisants puisque la puissance d'oscillation restait trop faible à cause de la faible puissance optique récupérée en sortie de la fibre optique. Cet oscillateur, comme le précédent, générait un signal à 900MHz.

Une fois les premiers tests réalisés, nous avons décidé de continuer les expériences avec des VCSELs multimode à 850nm, mais en augmentant la fréquence d'oscillation à 2,49 GHz.

Finalement, toujours à 2.49GHz, nous avons travaillé avec des VCSELs aux grandes longueurs d'onde à 1300 nm et 1550 nm. En particulier, les résultats obtenus avec l'oscillateur utilisant un VCSEL à 1550nm ont été assez performants.

Nous présentons ensuite les résultats des différentes expériences réalisées, ainsi que certaines caractéristiques des composants utilisés, importantes pour la performance de l'oscillateur.

2.3.1 VBO à 900 MHz avec VCSEL multimode émettant à 850 nm

Pour cet oscillateur nous avons utilisé un VCSEL ULM850-02-TT-HSMAOP, avec un courant de seuil de 5mA et dont la caractéristique de puissance en fonction du courant de polarisation $P(I)$, mesurée à 20°C est montrée dans la figure 2.3.1.

La réponse en fréquence S_{21} (caractérisation de la bande passante) pour ce VCSEL est montrée dans la figure 2.3.2. Les mesures ont été réalisées avec le VCSEL polarisé à 12,5 mA et avec un courant sinusoïdal de 2,5mA.

Le RIN de ce VCSEL est de -130dB/Hz à 1 GHz.

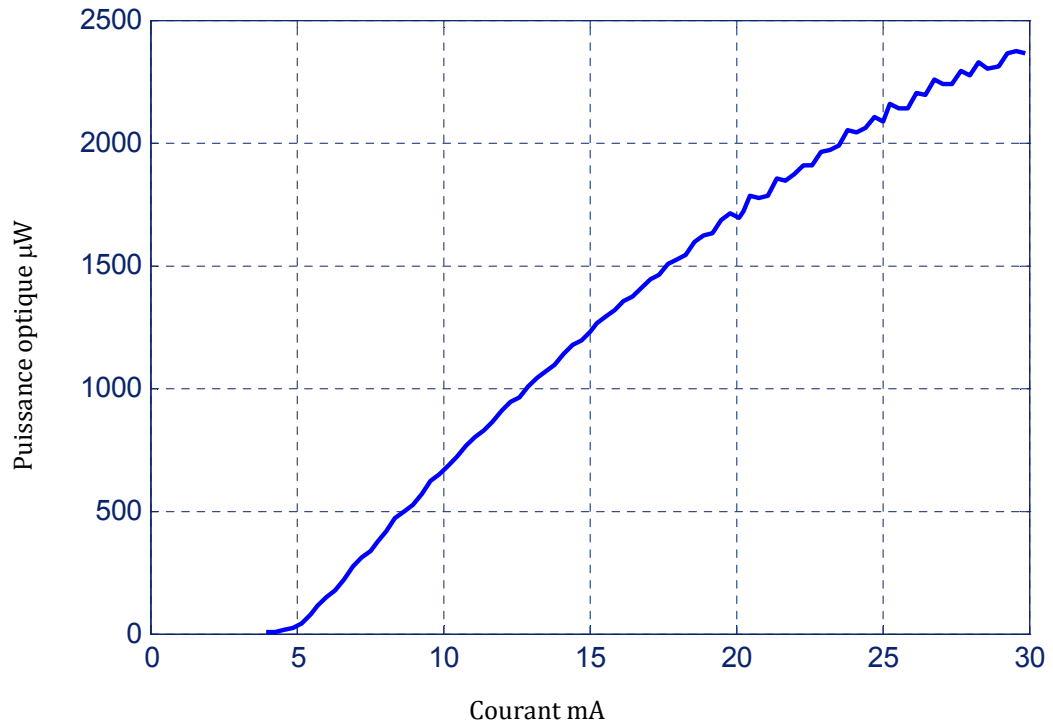


Figure 2.3.1 Puissance optique vs courant de polarisation pour le VCSEL ULM850-02-TT-HSMAOP, mesurée à 20°C.

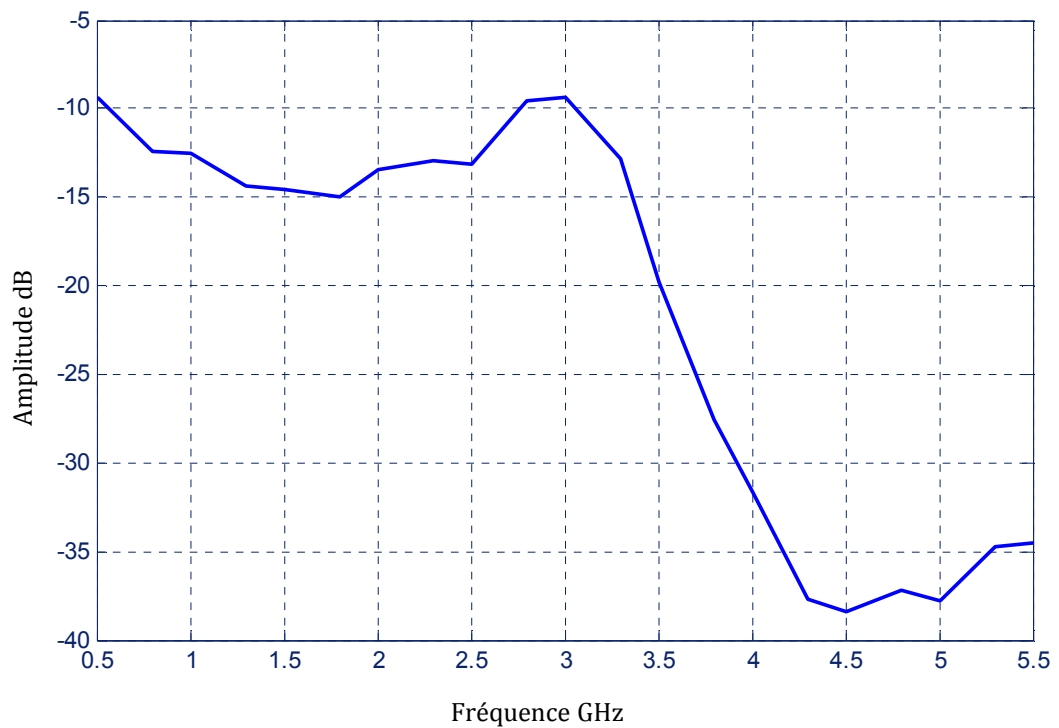


Figure 2.3.2 Caractéristique S_{21} pour le VCSEL ULM850-02-TT-HSMAOP.

Le premier signal obtenu en sortie de l'oscillateur (à l'analyseur de spectre de la Fig.2.2.1) est présenté dans la figure 2.3.3. La fréquence d'oscillation est de 900,4 MHz et la puissance d'oscillation est de 15 dBm, la longueur de la fibre optique utilisée est de 120m.

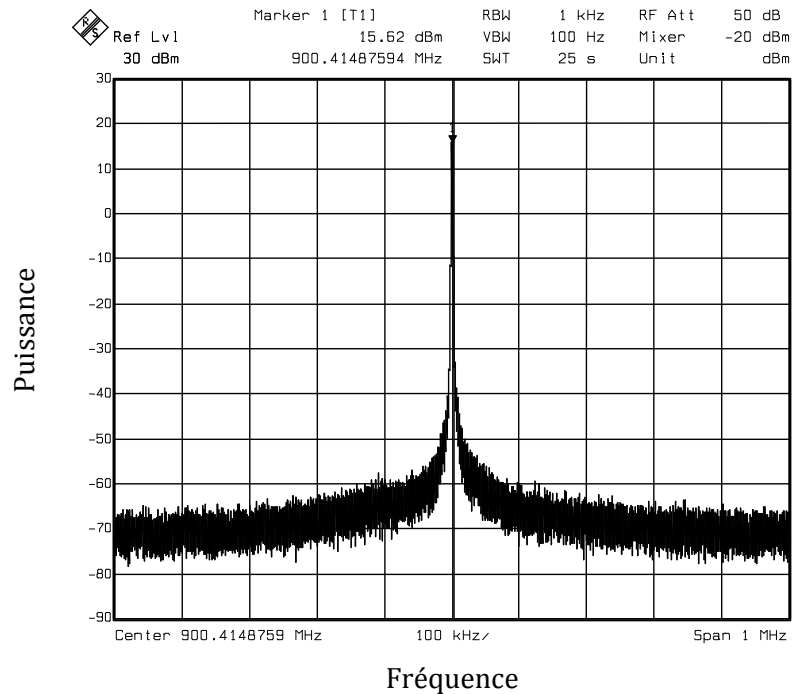


Figure 2.3.3 Signal en sortie de l'oscillateur VBO à 900MHz.

Dû à des contraintes avec le niveau de la puissance optique obtenue avec ce VCSEL, nous avons dû travailler avec des longueurs de fibre en dessous de 300m.

Le tableau 2.3.1 nous montre une relation entre l'ISL et la longueur de la fibre optique ; comme le dit la théorie, l'ISL diminue au fur et à mesure que la longueur de la fibre augmente.

Longueur de Fibre L (m)	ISL (MHz)
60	2
120	1,1
200	0,780

Tableau 2.3.1 ISL du signal en sortie de l'oscillateur VBO à 900MHz pour différentes longueurs de fibre.

La figure 2.34 nous permet d'illustrer l'effet de la longueur de la fibre optique sur l'ISL du signal en sortie du VBO. A gauche nous avons utilisé une fibre de 120 m (l'ISL est de 1,1 MHz), pendant qu'à droite une fibre de 200m (ISL de 780 kHz) est utilisée.

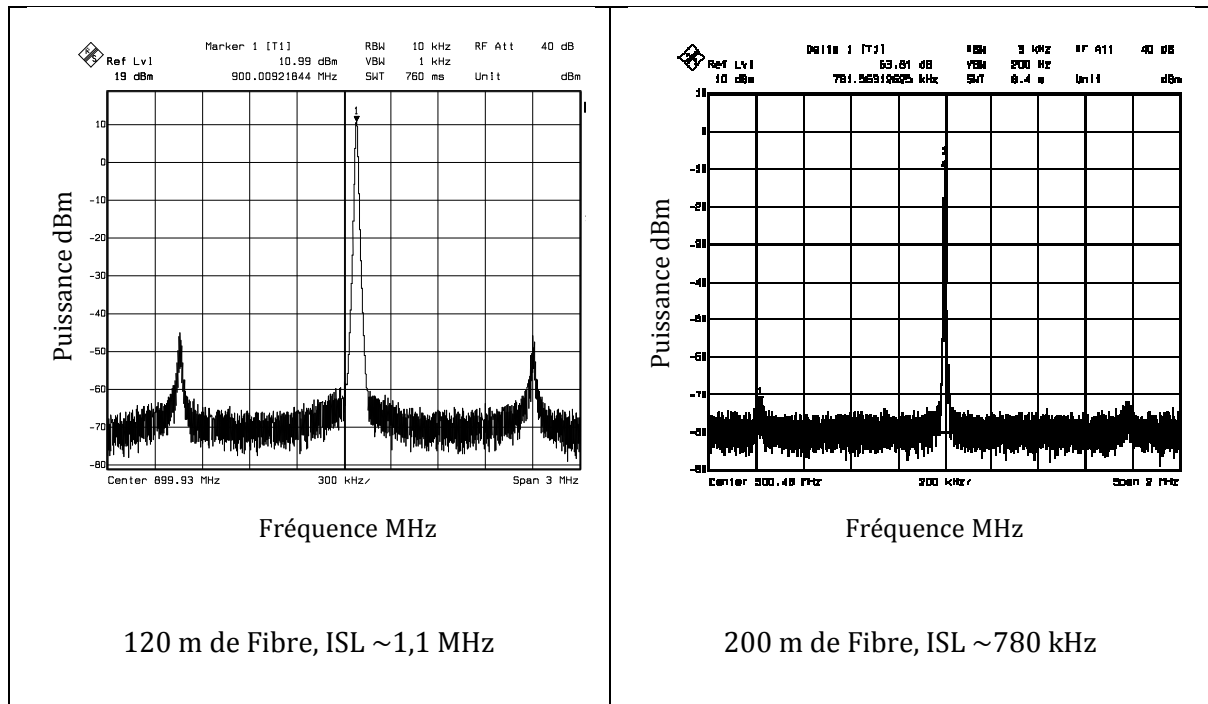


Figure 2.3.4 ISL du signal en sortie de l'oscillateur VBO à 900MHz pour 120m et 200 m de fibre.

Ensuite, nous avons voulu confirmer l'effet de la longueur de la fibre optique sur le bruit de phase du signal obtenu en sortie de l'oscillateur. Le tableau 2.3.2 montre les valeurs du bruit de phase, obtenus à 10kHz de la porteuse, en fonction de la longueur de la fibre optique.

Longueur de Fibre L (m)	Bruit de phase à 10kHz (dBc/Hz)
30	-95
60	-98
120	-100
200	-102

Tableau 2.3.2 Bruit de phase, à 10 kHz de la porteuse, en sortie de l'oscillateur VBO à 900MHz pour différentes longueur de fibre.

Photodétecteur

Pour cette expérience nous avons utilisé un photodétecteur en GaAs du type PIN New Focus 1580-A, avec une responsivité de 0,42 A/W à 850 nm. Ce photodétecteur a été utilisé pour toutes les expériences avec des VCSELs émettant à 850 nm.

Filtre RF

La figure 2.3.5 montre le S_{21} du filtre utilisé, nous remarquons que la fréquence centrale du filtre est égale à 899,9 MHz et que la bande passante à -3dB est égale à 3MHz. Cette caractéristique est importante pour un filtrage correct des modes latéraux en sortie de l'oscillateur.

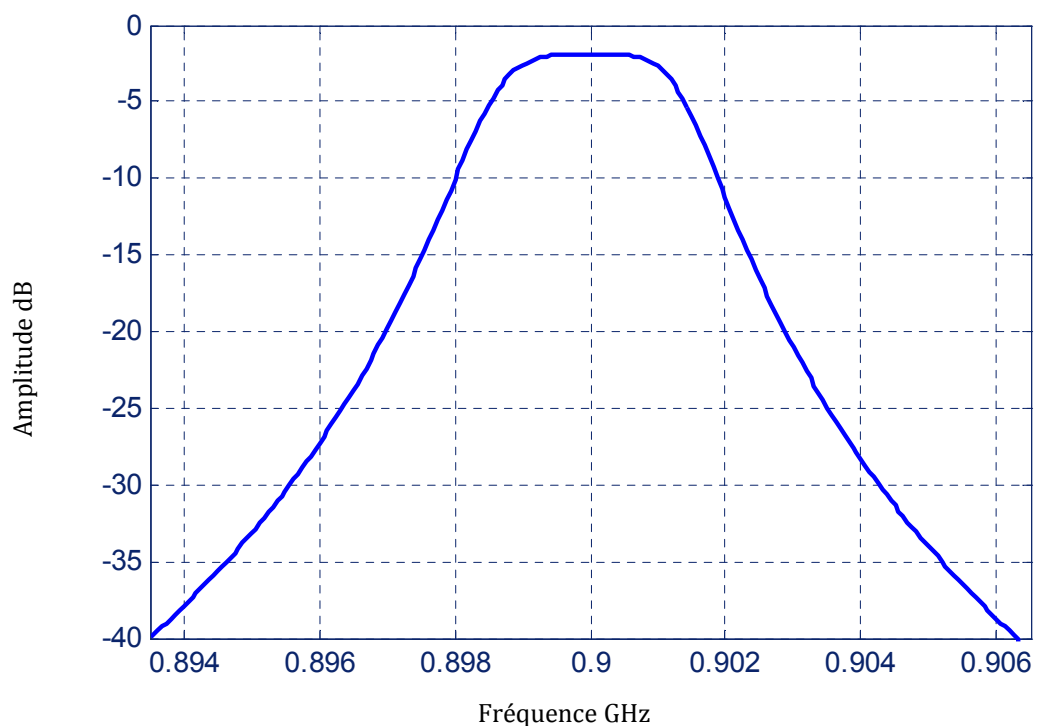


Figure 2.3.5 S_{21} du filtre utilisé pour le VBO à 900MHz.

2.3.2 VBO à 900 MHz avec VCSEL monomode émettant à 850 nm

Pour cette expérience nous avons utilisé les mêmes composants que pour la précédente, sauf que nous avons utilisé un VCSEL ULM850-10-TN-S46 qui émet à 850nm, et qui est monomode. Ce VCSEL a un courant de seuil de 0,4 mA. Il a été polarisé avec un courant de 1mA, afin de produire une puissance optique de 0,106 mW. Le problème de cet oscillateur est la faible puissance optique qui ne nous permet pas de récupérer un signal électrique assez puissant, d'où une dégradation de la qualité du signal. La figure 2.3.6 montre le signal en sortie de cet oscillateur pour laquelle nous avons une puissance d'oscillation de -29,94 dBm et une fréquence d'oscillation de 899,71 MHz.

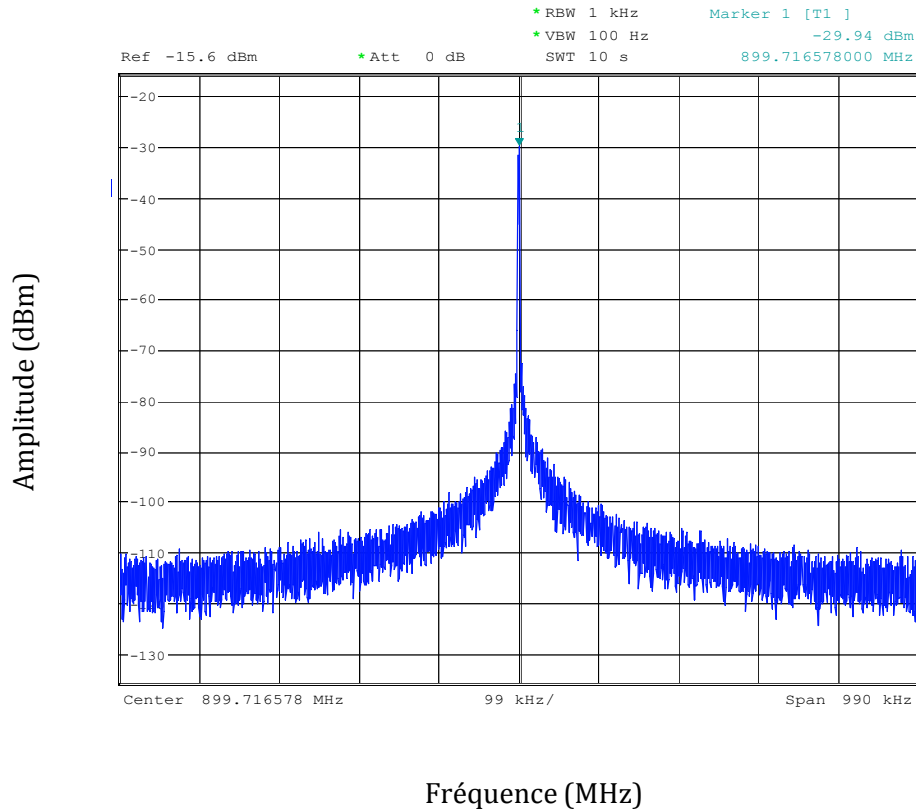


Figure 2.3.6 Signal en sortie du VBO à 900MHz avec un VCSEL monomode à 850 nm.

2.3.3 VBO à 2,49 GHz avec VCSEL multimode émettant à 850 nm

Pour cette expérience nous avons exploré la montée en fréquence de l'oscillateur, pour cela, nous avons utilisé deux VCSELs multimodes : d'abord le ULM850-02-TT-HSMAOP (le même que celui utilisé pour le premier oscillateur) et ensuite un ULM850-04-TN-ULCBPN dont la caractéristique $P(I)$ est montrée dans la figure 2.3.7. Sa bande passante est de 4 GHz et son RIN est de -130 dB/Hz. Ce second VCSEL nous a intéressés spécialement par son faible courant de seuil par rapport au premier, étant donné que les résultats en termes de niveau de puissance d'oscillation et de bruit de phase obtenus avec les deux VCSELs sont similaires.

D'après la figure 2.3.2 le VCSEL ULM850-02-TT-HSMAOP peut être modulé jusqu'à 3 GHz ; en conséquence, nous avons décidé de construire l'oscillateur à 2,49 GHz. Ainsi, l'architecture reste celle de la figure 2.2.1 mais les composants électriques (filtre et amplificateur) ont été changés pour générer un signal de fréquence égale à 2,49GHz.

Les spectres des signaux obtenus sont montrés dans la figure 2.3.8 : nous récupérons un signal de puissance d'oscillation approximativement égal à 16 dBm (2,49 GHz). Dans le cas de la figure 2.3.8, le courant de polarisation pour le premier VCSEL est de 12,5 mA, pour le deuxième il est de 3,2 mA et dans les deux cas la longueur de la fibre est de 120 m.

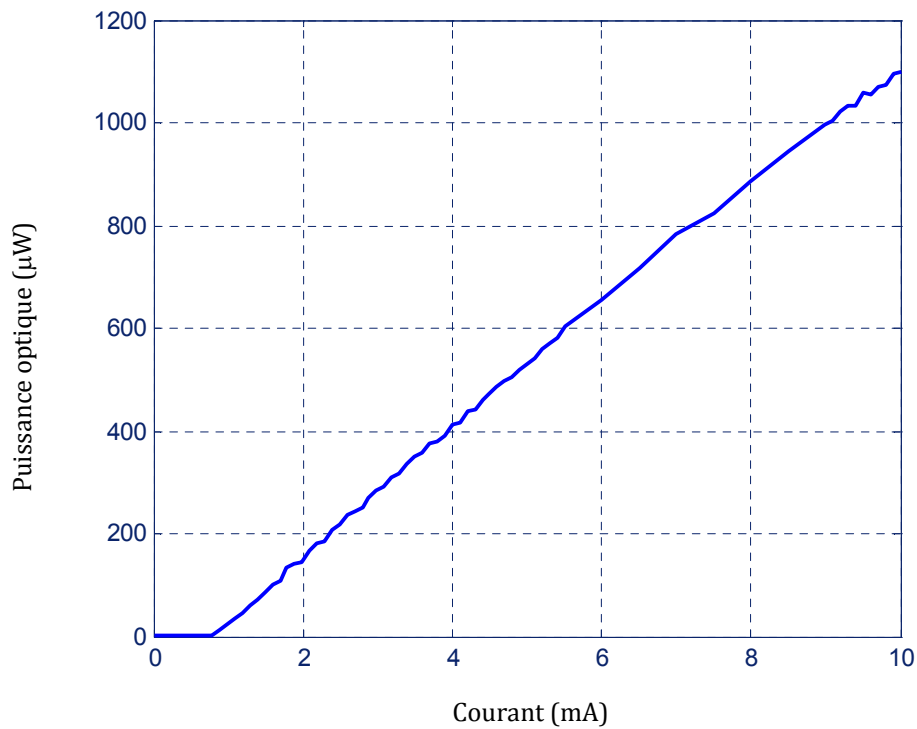


Figure 2.3.7 P(I) du VCSEL multimode ULM850-04-TN-ULCBPN

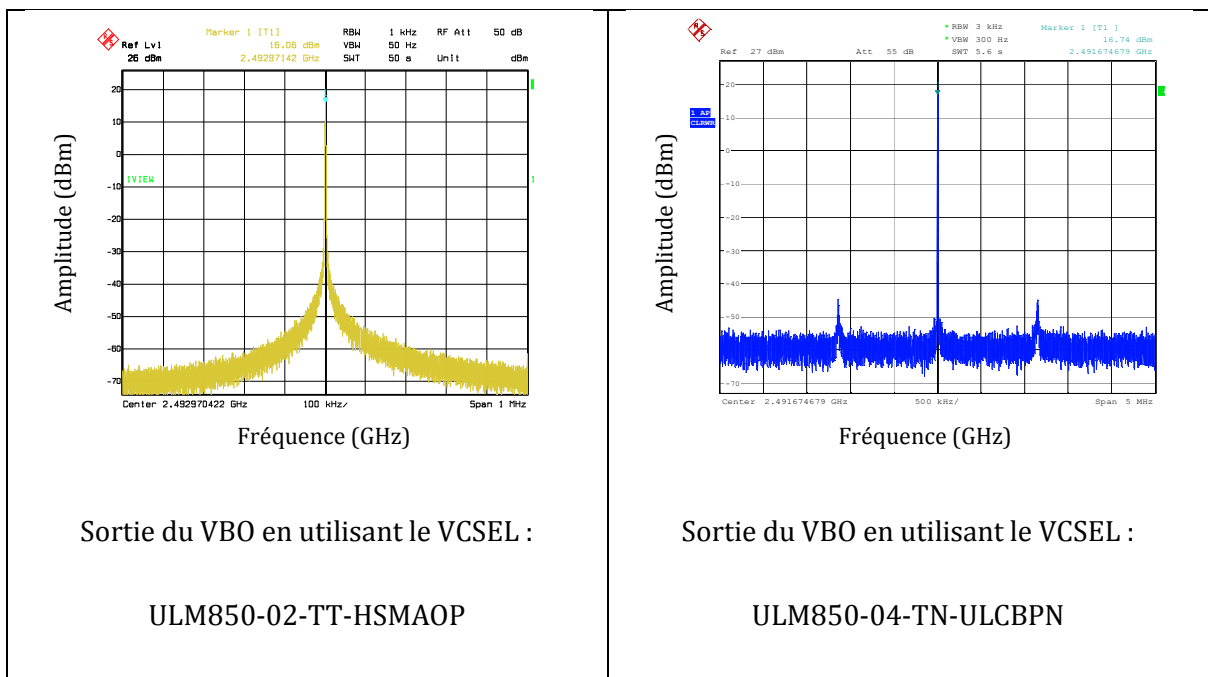


Figure 2.3.8 Sortie du VBO en utilisant deux différents VCSELs multimode à 850 nm.

Pour cet oscillateur nous avons observé aussi l'influence de la longueur de la fibre optique sur l'ISL. Le tableau 2.3.3 montre L'ISL en fonction de la longueur de la fibre

Longueur de Fibre L (m)	ISL (MHz)
30	2,2
60	1,6
120	1,2
200	0,79

Tableau 2.3.3 ISL en fonction de la largeur de la fibre pour le cas du VBO à 2,49 GHz avec VCSEL multimode.

La figure 2.3.9 nous permet d'observer le comportement de la puissance d'oscillation en fonction du courant de polarisation, pour le cas du VCSEL ULM850-04-TN-ULCBPN.

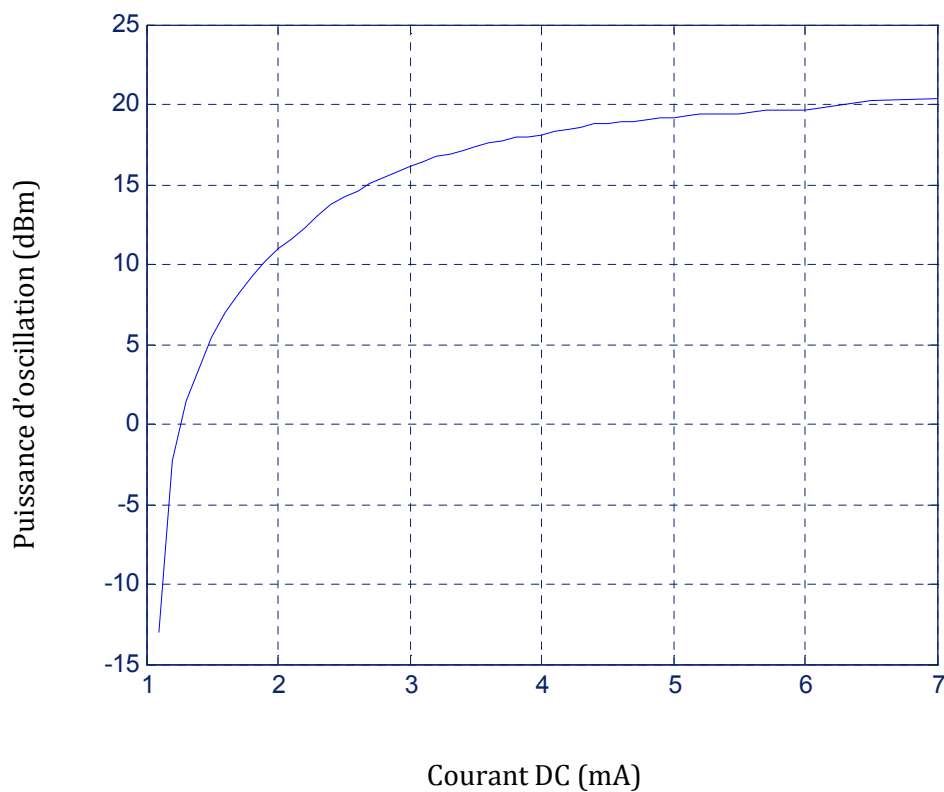


Figure 2.3.9 Puissance d'oscillation en sortie du VBO à 2,49 GHz en utilisant le VCSEL multimode ULM850-04-TN-ULCBPN.

Le tableau 2.3.4 montre la relation entre la puissance d'oscillation et le bruit de phase, pour plusieurs puissances d'oscillation et courants de polarisation du VBO, avec le VCSEL ULM850-04-TN-ULCBPN et 120 m de fibre optique.

I_{pol} (mA)	I_{ph} (μ A)	P_{osc} (dBm)	Bruit de phase à 10 kHz (dBc/Hz)
2	52,45	10,99	-96,6
3	91,32	16,12	-100,6
4	125,58	18,12	-101,8
5	159,80	19,18	-103,9
5,5	174,84	19,45	-104,8

Tableau 2.3.4 Variation du bruit de phase en fonction de la puissance d'oscillation.

La largeur de raie de cet oscillateur a été mesurée à l'aide de l'analyseur de spectres, la valeur obtenue égale à 10 Hz, est en fait limitée par le filtre de résolution de l'analyseur.

Une dernière expérience a été faite dans le but d'évaluer la stabilité moyen terme de l'oscillateur et notamment, d'observer la variation de la fréquence dans le temps et en fonction de la variation de température de la fibre optique. Pour ceci, nous avons mis la fibre optique dans une enceinte thermostatée et nous avons fait varier la température afin d'évaluer le comportement de la fréquence en sortie de l'oscillateur. Les résultats de cette expérience sont montrés dans la figure 2.3.10. Nous avons constaté une variation de 15kHz/°C, soit une variation relative de 64,25 ppm dans un intervalle de 10°C. Les mesures, réalisées pendant un intervalle de 1 heure et 20 minutes, nous confirment la forte dépendance de la fréquence avec les variations de température de la fibre.

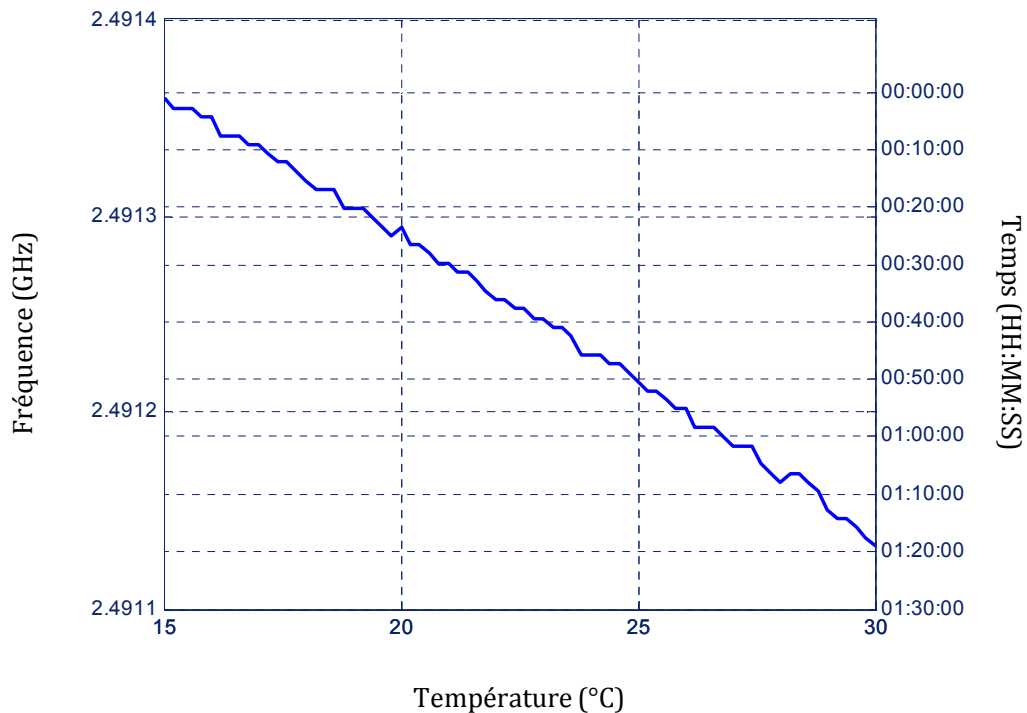


Figure 2.3.10 Variation de la fréquence d'oscillation avec la température pour le VBO à 2,49 GHz en utilisant le VCSEL multimode ULM850-04-TN-ULCBPN.

Amplificateur et filtre RF

La figure 2.3.11 montre la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée, pour l'amplificateur électrique utilisé dans toutes les expériences avec des oscillateurs à 2,49 GHz. Cet amplificateur a un facteur de bruit de 3,5 dB et un gain de 38 dB approximativement. Finalement, la figure 2.3.12 montre le S_{21} du filtre utilisé dans tous les oscillateurs à 2,49 GHz, il a une bande passante assez étroite de 3 MHz, indispensable pour le filtrage des modes latéraux.

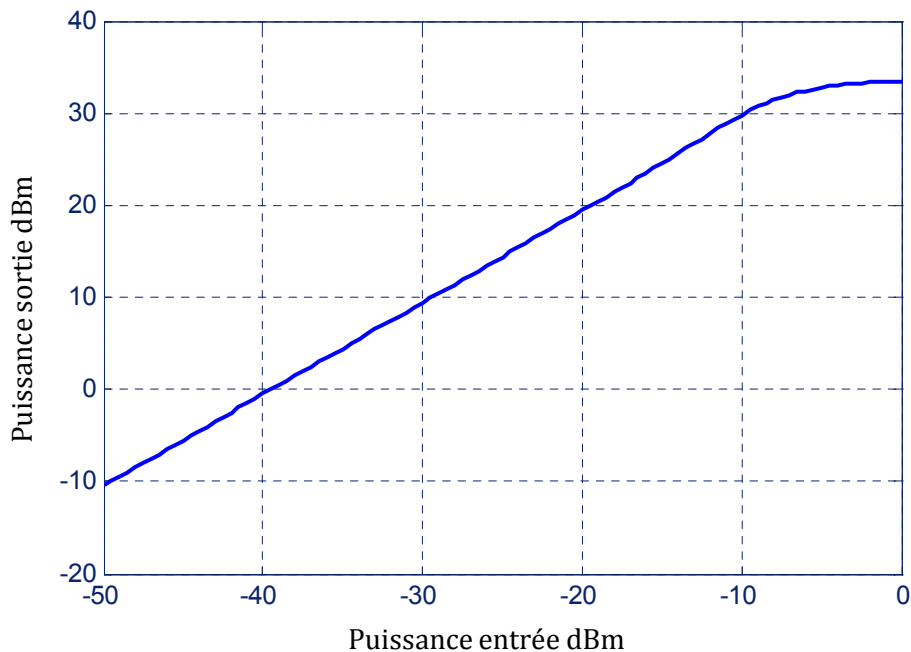


Figure 2.3.11 Puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée pour l'amplificateur à 2,49 GHz.

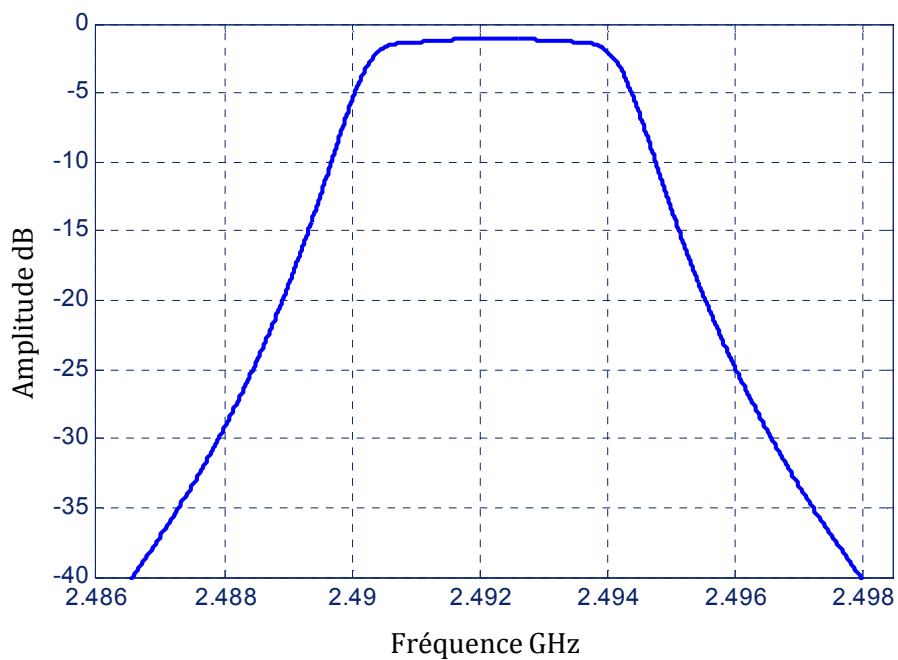


Figure 2.3.12 S_{21} du filtre utilisé dans les VBOs à 2,49 GHz

2.3.4 VBO à 2,49 GHz avec VCSEL monomode émettant à 1330 nm

Avec cette expérience nous voulions explorer la réalisation du VBO avec des VCSELS de grande longueur d'onde. Nous avons commencé avec un VCSEL émettant à 1300 nm avec un courant de seuil de 1,1mA et une bande passante de 6 GHz.

La figure 2.3.13 montre le signal en sortie de l'oscillateur. Le courant de polarisation utilisé est de 6 mA. La fréquence d'oscillation est de 2, 49 GHz et la puissance d'oscillation est de -3,79 dBm. Le principal inconvénient que nous avons eu avec cet oscillateur est la faible puissance récupérée au bout de la fibre optique, puisque ce VCSEL était en puce. Nous avons donc dû utiliser un testeur sous pointes pour l'implémentation de l'architecture. Dû à la faible puissance, nous étions obligés d'utiliser deux amplificateurs, ce qui a rendu le système trop bruyant. Au vu des résultats, nous avons préféré continuer l'étude avec un VCSEL 1560 nm fibré.

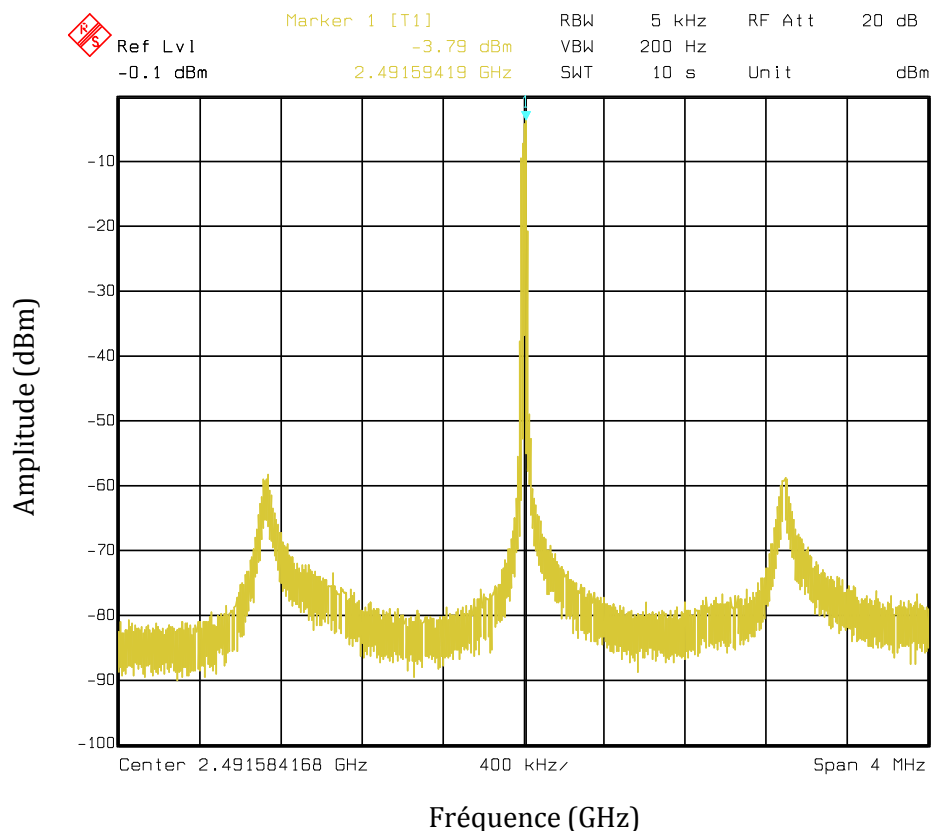


Figure 2.3.13 Signal en sortie de l'oscillateur VBO à 2,29 GHz en utilisant un VCSEL à 1323 nm monomode.

2.3.5 VBO à 2,49 GHz avec VCSEL monomode émettant à 1560 nm

Pour cette expérience nous avons utilisé un VCSEL monomode émettant à 1560 nm VL-1560-10-TK-F-P4 dont la courbe P(I) est montrée dans la figure 2.3.14. Le courant de seuil est de 1,3 mA, la fréquence maximale de modulation est de 10 GHz et le RIN est de -135 dB/Hz.

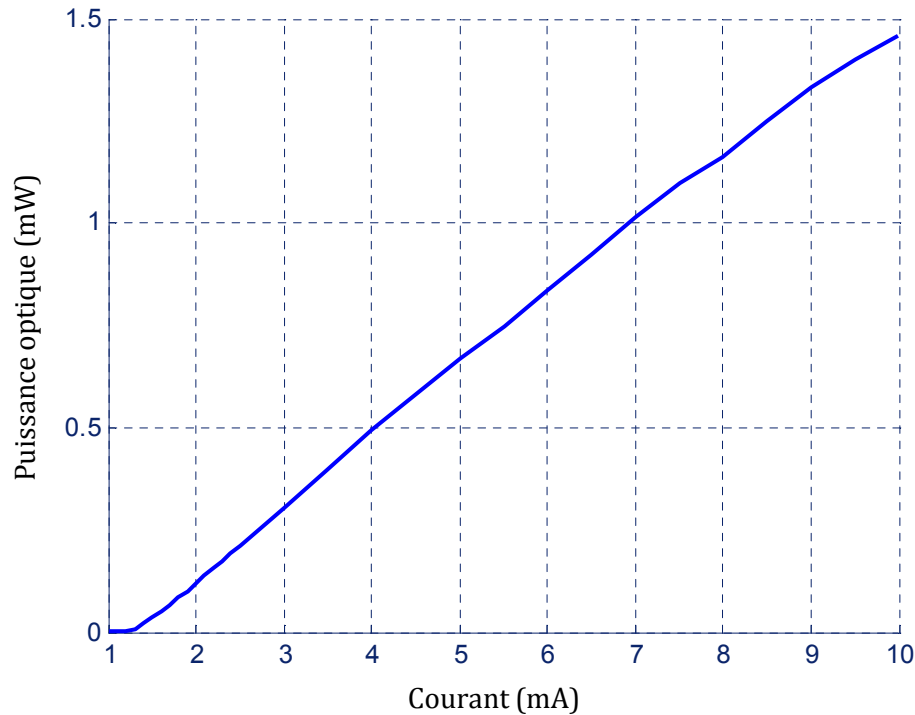


Figure 2.3.14 Puissance optique en fonction du courant de polarisation pour le VCSEL monomode émettant à 1560 nm VL-1560-10-TK-F-P4.

La figure 2.3.15 montre un signal obtenu en sortie de ce VBO, la configuration utilisée est celle de la figure 2.2.1. Dans ce cas, le VBO génère un signal à 2,49 GHz ; avec une polarisation du VCSEL à 6 mA, nous avons obtenu une puissance d'oscillation de 20 dBm.

La figure 2.3.16 montre quelques résultats pour différentes longueurs de fibre optique. Nous observons le changement d'ISL avec la longueur de la fibre dans la boucle.

La longueur de la fibre optique, au delà de l'influence qu'elle a sur l'ISL des modes en sortie de l'oscillateur, joue un rôle sur la qualité de bruit de phase de cet oscillateur. La figure 2.3.17 montre quelques mesures de bruit de phase en fonction de la longueur de la fibre optique. Le meilleur résultat a été obtenu avec une fibre de 1000 m. Il est clair, sur la figure 2.3.17 que plus la fibre est longue, plus le bruit de phase diminue ; en revanche, plus la fibre est longue, plus les modes latéraux sont proches, ce qui se voit dans la figure sous la forme de pics.

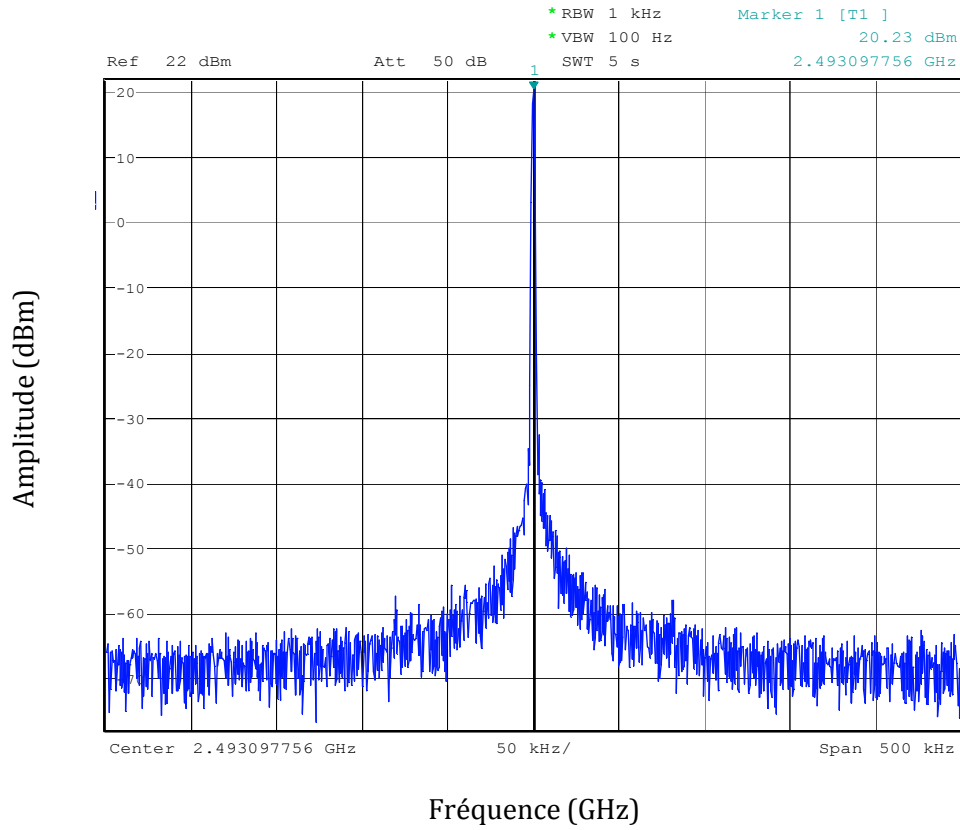


Figure 2.3.15 Signal en sortie du VBO à 2,49 GHz avec un VCSEL à 1560 nm monomode.

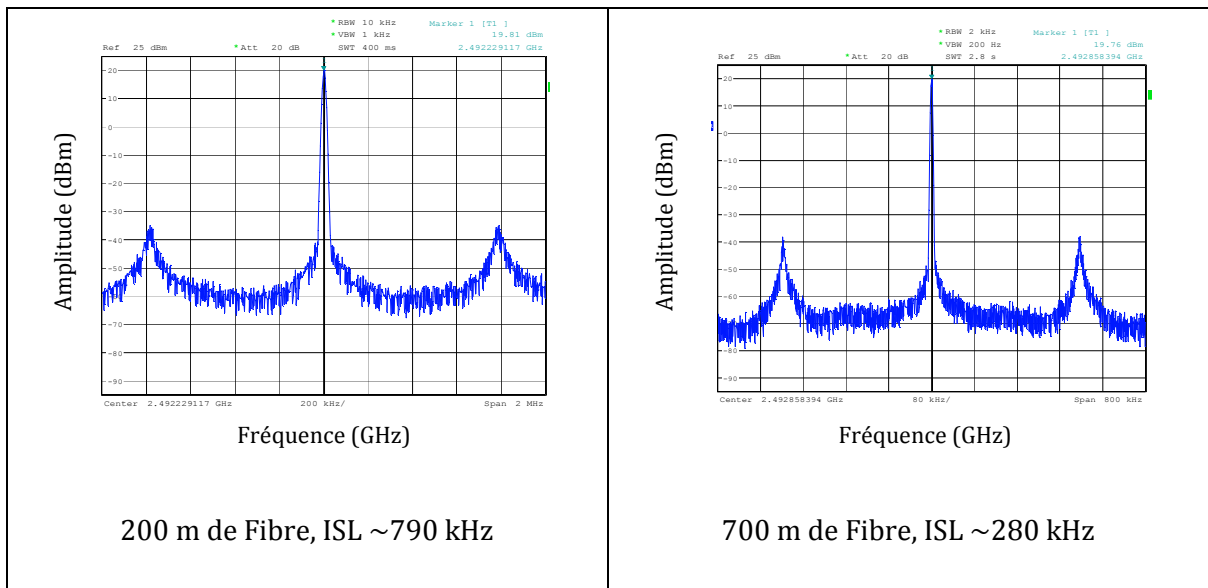


Figure 2.3.16 Variation de l'ISL en fonction de la longueur d'onde.

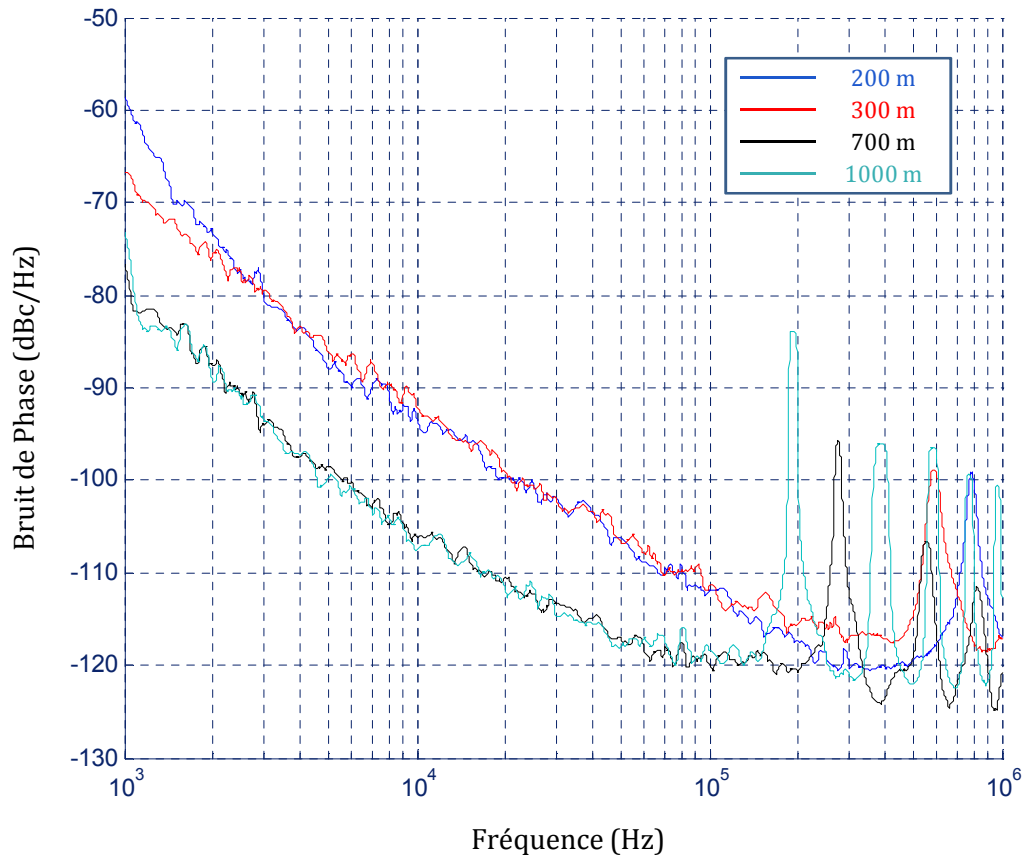


Figure 2.3.17 Bruit de phase en fonction de différentes longueurs de fibre pour le VBO à 2,49 GHz avec un VCSEL émettant à 1560 nm.

2.3.6 Comparaison des différentes architectures

Le tableau 2.3.5 compare les résultats obtenus avec les différents lasers utilisés comme source optique dans l'oscillateur ; d'abord nous présentons les oscillateurs à base de VCSEL et finalement les résultats obtenus avec un laser du type DFB, basé sur des travaux publiés en [20] ; les différentes conditions des mesures sont indiquées. Cette comparaison a pour objectif de montrer la viabilité de l'oscillateur à base de VCSEL, l'économie en courant et la variété des possibilités au niveau de la conception de l'oscillateur, en termes de fréquence d'oscillation et longueur d'onde d'opération. Soulignons aussi, que les performances des oscillateurs en bruit de phase et puissance d'oscillation font de ce type d'oscillateur une option compétitive dans le marché des oscillateurs.

<i>Oscillateur</i>	<i>L (m)</i>	<i>I_{pol} (mA)</i>	<i>RIN Laser (dB/Hz)</i>	<i>ISL (MHz)</i>	<i>P_{osc} (dBm)</i>	<i>BP à 10kHz (dBc/Hz)</i>
VBO 850 nm MM 900MHz	120	12,5	-130	1,1	15	-100
VBO 850 nm MM 2,49 GHz	120	3,2	-130	1,1	16	-100
VBO 850 nm SM 900 MHz	60	1	-130	1,6	-30	-85
VBO 1300 nm SM 2,49 GHz	100	6	-130	1,3	-3,8	--
VBO 1550 nm SM 2,49 GHz	1000	6	-135	0,180	15,6	-107,5
DBO 1550 nm SM 900MHz	100	50	-138	1,3	10	-108

Tableau 2.3.5 Résumé des différents résultats obtenus avec plusieurs VBOs à différentes fréquences et longueurs d'onde.

Références

- [1] K. Iga, "Surface Emitting Laser – Its Birth and Generation of New Optoelectronics Field", IEEE Journal on selected topics in quantum electronics, Vol. 6, No 6, pp. 1201-1215, novembre/décembre 2000.
- [2] F. Koyama, S. Kinoshita et K. Iga., "Room-temperature continuous wave lasing characteristics of a GaAs vertical cavity surface-emitting laser", Applied. Physics. Letters, Vol. 55, No. 3, pp. 221-222, juillet 1989.
- [3] H. Li et K. Iga Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices, Springer-Verlag, ISBN 3-540-67851-4, 2003.
- [4] A. Rissons, "Caractérisation et modélisation optoélectronique de diodes laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL)", thèse en optoélectronique-hyperfréquence, Ecole nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace (SUPAERO), Toulouse, octobre 2003.
- [5] J. Perchoux, "Caractérisation et modélisation du bruit d'intensité de VCSELs (AlGaAs) et de son influence sur le bruit de phase des liaisons opto-hyperfréquences", thèse en optoélectronique-hyperfréquence, Ecole nationale supérieure de l'aéronautique et de l'espace (SUPAERO), Toulouse, novembre 2005.
- [6] F. Koyama, "Recent Advances of VCSEL Photonics", Journal of Lightwave Technology, Vol. 24, No. 12, pp. 4502-4512, décembre 2006.
- [7] M. Varon, A. Le Kernec, J. M. Martin, J. C. Mollier, "VCSEL Based Oscillator for Harmonic Frequency Generation", 5th Topical Meeting on Optoelectronic Distance/Displacement Measurements and Applications ODIMAP V, pp. 187-191, Madrid, Espagne, 2-4 octobre, 2006.
- [8] P. Devgan, D. Serkland, G. Keeler, K. Geib and P. Kumar, "An Optoelectronic Oscillator Using an 850-nm VCSEL for Generating Low Jitter Optical Pulses", IEEE Photonic Technology Letters, Vol. 18, No. 5, pp. 685-687, mars 2006.
- [9] C. Jung, R. Jäger, M. Grabherr, P. Schnitzer, R. Michalzik, B. Weigl, S. Müller, and K. J. Ebeling, "4.8 mW singlemode oxide confined top-surface emitting vertical-cavity laser diodes", Electronics Letters, Vol. 33, No. 21, pp. 1790-1791, octobre 1997.
- [10] R. Chau, M. Ortsiefer, J. Roskopf, G. Böhm, F. Köhler, and M.-C Amann, "Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Diodes at 1.55 μm with Large Output Power and High Operation Temperature", Electronics Letters, Vol. 37, pp. 1295-1296, octobre 2001.

- [11] M. Varon Duran, A. Le Kernec et J.C. Mollier, "Opto-microwave source using a harmonic frequency generator driven by a VCSEL-based ring oscillator", Proceedings of the European Microwave Association, Vol. 3, Issue 3, pp. 248-253, septembre 2007.
- [12] L. Coldren et S. Corzine, "Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits", Wiley series in microwave and optical engineering, ISBN 0-471-11875-3, 1995.
- [13] N. Lagakos, J. A. Bucaro and J. Jarzynski, "Temperature-induced optical phase shifts in fibers", Applied Optics, Vol. 20, No 13, pp. 2305-2308, juillet 1981.
- [14] T. Musha, J. I. Kamimura and M. Nakazawa, "optical phase fluctuations thermally induced in a single-mode optical fiber", Applied Optics, Vol. 21, No. 4, pp.694-698, février 1982.
- [15] G. P. Agrawal, Fiber-Optic Communications Systems, Third edition, John Wiley & sons, Inc, ISBN 0-471-22114-7, 2002.
- [16] R. Ramaswami and K. Sivarajan, "Optical Networks a Practical Perspective", Academic Press, ISBN 1-55860-655-6, Chapitre 5, 2002.
- [17] S. Wu, A. Yariv, H. Blauvelt and N. Kwong "Theoretical and experimental investigation of conversion of phase noise to intensity noise by Rayleigh scattering in optical fibers", Applied Physics Letters, Vol. 59, No. 10, pp. 1156-1158, 2 septembre 1991.
- [18] J. L. Gimlet and N. K. Cheung, "Effects of Phase-to-Intensity Noise Conversion by Multiple Reflections on Gigabit-per-Second DFB Laser Transmission Systems", Journal of Lightwave Technology, Vol. 7, No. 6, pp. 888-895, juin 1989.
- [19] D. B. Leeson, "A simple model of feedback oscillator noise spectrum", Proceedings IEEE Letters, Vol. 54, pp. 329-330, février 1996.
- [20] A. Le Kernec, M. Varon J. M. Martin and J. C. Mollier, "VCSEL-based Optoelectronic Microwave Oscillator for sensing applications", 5th Topical Meeting on Optoelectronic Distance/Displacement Measurements and Applications ODIMAP V, pp 96-101, 2-4 octobre, Madrid, Espagne.

Chapitre 3

Le générateur d'harmoniques de fréquence HFG

Ce type de système permet de générer, à partir d'un signal microonde de référence, ses harmoniques de fréquence en utilisant les propriétés dépendantes de la polarisation d'un modulateur de phase. Pour comprendre cette architecture et le fonctionnement de chacun des composants utilisés dans ce système, il est nécessaire de faire une révision des concepts fondamentaux de la polarisation de la lumière, ce qui sera le sujet de la première partie de ce chapitre.

La deuxième partie, est dédiée à l'étude du fonctionnement du générateur d'harmoniques de fréquence : les différentes architectures et son implémentation.

La dernière partie présente les résultats pratiques obtenus avec le générateur d'harmoniques à différentes fréquences de fonctionnement.

3.1 Généralités sur la polarisation de la Lumière [1]

3.1.1 Définitions

L'orientation précise du champ électrique définit la polarisation d'une onde. Pour beaucoup de dispositifs, la polarisation de la lumière est d'une grande importance car l'opération de ces dispositifs dépend du contrôle et de la manipulation de l'état de polarisation de l'onde optique.

Considérons une onde monochromatique plane de fréquence ν et de vitesse c qui se propage le long de l'axe z . La polarisation de cette onde est définie par le champ électrique qui peut être décrit par:

$$E(z, t) = \text{Re} \left[A e^{j2\pi\nu \left(t - \frac{z}{c} \right)} \right] \quad 3.1.1$$

où A est un vecteur complexe dans le plan xy avec les composantes A_x et A_y :

$$A = A_x \hat{x} + A_y \hat{y} \quad 3.1.2$$

Si nous exprimons A_x et A_y en termes d'amplitude et de phase, nous obtenons :

$$\begin{aligned} A_x &= a_x e^{j\varphi_x} \\ A_y &= a_y e^{j\varphi_y} \end{aligned} \quad 3.1.3$$

Afin de décrire la polarisation de l'onde de la relation 3.1.1, il faut étudier l'évolution temporelle du champ électrique dans le plan xy . Nous remplaçons 3.1.3 dans 3.1.2; ce qui nous permet d'exprimer l'équation 3.1.1 de la façon suivante :

$$\begin{aligned} E_x &= a_x \cos \left[2\pi\nu \left(t - \frac{z}{c} \right) + \varphi_x \right] \\ E_y &= a_y \cos \left[2\pi\nu \left(t - \frac{z}{c} \right) + \varphi_y \right] \end{aligned} \quad 3.1.4$$

Les équations 3.1.4 sont des fonctions périodiques de $t - \frac{z}{c}$ qui oscillent à la fréquence ν . En outre, ce sont les équations paramétriques de l'ellipse :

$$\left(\frac{E_x}{a_x}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{a_y}\right)^2 - 2 \cos \varphi \frac{E_x E_y}{a_x a_y} = \sin^2 \varphi \quad 3.1.5$$

avec φ qui représente la différence de phase, $\varphi = \varphi_y - \varphi_x$. Pour une valeur fixe de z , l'extrémité du vecteur champ électrique tourne périodiquement dans le plan xy en traçant cette ellipse. En fonction du temps t , l'extrémité du vecteur champ électrique suit une trajectoire hélicoïdale comme dans la figure 3.1.1. Le champ électrique tourne au fur et à mesure que l'onde avance et répète ce mouvement périodique pour chaque distance qui correspond à une longueur d'onde $\lambda = c/v$

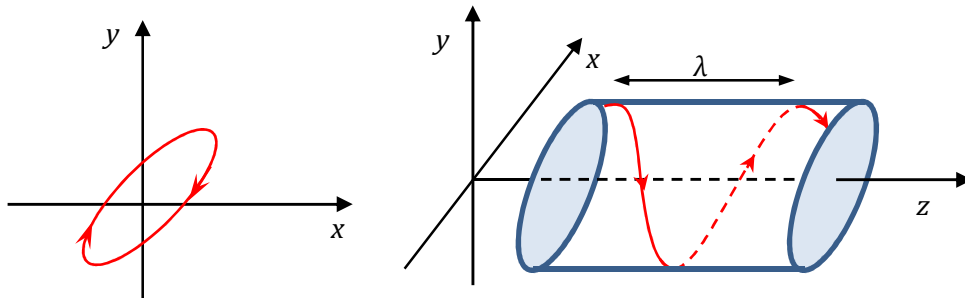


Figure 3.1.1 trajectoire hélicoïdale suivie par l'extrémité du champ électrique

L'état de polarisation de l'onde est déterminé par la forme de l'ellipse de l'équation 3.1.5, qui dépend de deux paramètres :

- ♣ Le rapport des deux amplitudes a_y/a_x
- ♣ La différence de phase $\varphi = \varphi_y - \varphi_x$.

Par conséquent, nous avons plusieurs cas :

1. Nous considérons la lumière *linéairement polarisée* avec l'une des quatre possibilités suivantes :

$$a_x = 0, a_y = 0, \varphi = 0 \text{ ou } \varphi = \pi$$

par exemple si $a_x = 0$, la lumière est linéairement polarisée dans la direction y . Si $\varphi = 0$ ou $\varphi = \pi$, l'équation (3.1.5) devient :

$$E_y = \pm \left(\frac{a_y}{a_x}\right) E_x \quad 3.1.6$$

qui est l'équation d'un segment de droite, le signe + et - correspond à $\varphi = 0$ et π respectivement et l'extrémité du champ E décrit un segment de droite. (Figure 3.1.2)

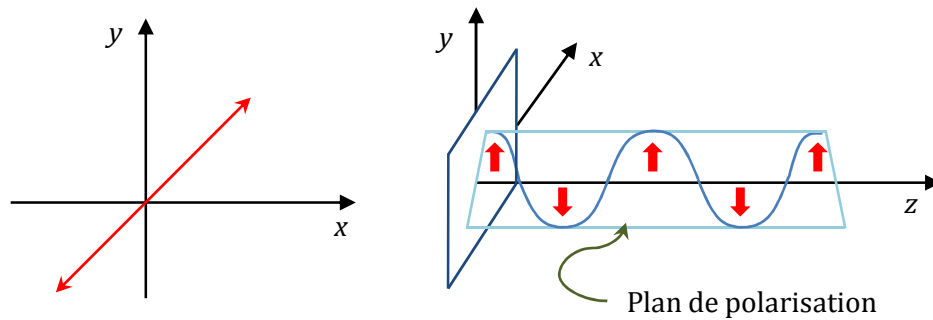


Figure 3.1.2 trajectoire de l'extrémité du champ électrique pour la lumière linéairement polarisée

2. Si $a_x = a_y$ et $\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$ la lumière est polarisée circulairement, autrement elle est polarisée elliptiquement. Si $\varphi > 0$, l'extrémité du champ électrique se déplace dans le sens des aiguilles d'une montre par rapport à un observateur situé en un point z fixe face au faisceau incident ; dans ce cas la lumière a une polarisation à droite. Si $\varphi < 0$, ce même observateur verra l'extrémité du champ électrique se déplacer dans le sens contraire des aiguilles d'une montre ; la lumière a une polarisation à gauche dans ce cas.

La figure 3.1.3 nous montre quelques polarisations couramment utilisées.

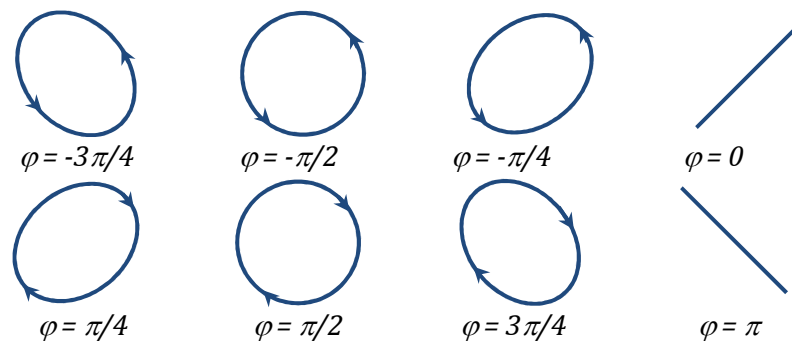


Figure 3.1.3 polarisations couramment utilisées

3.1.1.1 Représentation vectorielle

Une onde monochromatique plane de fréquence ν qui se déplace dans la direction z est entièrement caractérisée par le vecteur complexe A (équation 3.1.2) et ses composantes A_x et A_y (équation 3.1.3). Il existe cependant, une méthode plus pratique de représenter ces composants, connue sous le nom de *vecteur de Jones*, qui s'exprime de la façon suivante :

$$J = \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix} \quad 3.1.7$$

Le vecteur de Jones pour une onde spécifique permet de déterminer l'intensité totale de l'onde I , l'orientation et la forme de l'ellipse de polarisation de l'onde à partir des expressions suivantes :

$$I = \frac{(|A_x|^2 + |A_y|^2)}{2\eta}$$

$$\frac{a_x}{a_y} = \frac{|A_x|^2}{|A_y|^2} \quad 3.1.8$$

$$\varphi = \varphi_y - \varphi_x = \arg(A_y) - \arg(A_x)$$

avec η l'impédance du milieu. Dans le tableau 3.1.1 figurent quelques exemples de vecteurs de Jones. L'intensité a été normalisée pour avoir $|A_x|^2 + |A_y|^2 = 1$ et la phase φ_x du composant selon x , nulle.

Description	Vecteur de Jones
Onde linéairement polarisée dans la direction x .	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$
Onde linéairement polarisée, plan de polarisation incliné d'un angle θ par rapport à l'axe x .	$\begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{bmatrix}$
Onde polarisée circulairement à droite.	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix}$
Onde polarisée circulairement à gauche.	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix}$

Tableau 3.1.1 exemples de vecteurs de Jones

3.1.1.2 Polarisations orthogonales

Deux états de polarisation représentés par les vecteurs de Jones J_1 et J_2 sont orthogonaux si le produit intérieur entre J_1 et J_2 est nul. Ce produit intérieur est défini par :

$$(J_1, J_2) = A_{1x}A_{2x}^* + A_{1y}A_{2y}^* \quad 3.1.9$$

où A_{1x} et A_{1y} sont les éléments de J_1 et A_{2x} et A_{2y} sont les éléments de J_2 . Les ondes linéairement polarisées en x et en y ont des états de polarisation orthogonaux, de la même manière, les ondes polarisées circulairement à gauche et à droite ont également des états de polarisation orthogonaux.

3.1.1.3 Représentation matricielle

De la même façon qu'une onde optique est caractérisée par un vecteur de Jones, nous pouvons caractériser un système optique, qui change la polarisation d'une onde plane qui le traverse, à l'aide d'une matrice. L'onde incidente (A_{1x} , A_{1y}) et l'onde en sortie, transmise ou réfléchi (A_{2x} , A_{2y}) sont liées par les relations suivantes :

$$A_{2x} = T_{11}A_{1x} + T_{12}A_{1y} \quad 3.1.10$$

$$A_{2y} = T_{21}A_{1x} + T_{22}A_{1y}$$

où T_{11} , T_{12} , T_{21} et T_{22} sont des constantes qui décrivent le système optique. Les équations 3.1.10 sont des relations générales pour tous les dispositifs polariseurs optiques. Ces relations peuvent être écrites dans une notation matricielle donnée par :

$$\begin{bmatrix} A_{2x} \\ A_{2y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{1x} \\ A_{1y} \end{bmatrix} \quad 3.1.11$$

Si les ondes à l'entrée et à la sortie sont exprimées par les vecteurs de Jones J_1 et J_2 respectivement, on peut donc écrire l'équation 3.1.11 de la façon suivante :

$$J_2 = TJ_1 \quad 3.1.12$$

La matrice T appelée *Matrice de Jones* décrit le système optique et détermine son effet sur l'état de polarisation et l'intensité de l'onde incidente.

3.1.1.4 Modes normaux

Les modes normaux d'un dispositif de polarisation sont des états de polarisation qui ne changent pas lors de la transmission de l'onde à travers un système. Ces états ont des vecteurs de Jones qui satisfont :

$$TJ = \mu J \quad 3.1.13$$

où μ est une constante. Les modes normaux sont utilisés comme base sur laquelle nous développons une onde arbitraire J_a à l'entrée.

3.1.1.5 La sphère de Poincaré et les paramètres de Stokes [1], [2]

La sphère de Poincaré est une représentation géométrique des états de polarisation de la lumière, dans laquelle, chaque polarisation peut être définie par un point sur la surface d'une sphère, avec des coordonnées sphériques ($\theta = 90^\circ - 2\chi$, $\phi = 2\psi$) (Figure 3.1.4). Chaque point sur la sphère représente un état de polarisation ; par exemple, les points à l'équateur ($\chi = 0$), représentent des états de polarisation linéaires, avec les points $2\psi = 0^\circ$ et $2\psi = 180^\circ$ la polarisation linéaire le long de l'axe x et y respectivement. Les pôles nord et sud ($2\chi = \pm 90^\circ$) représentent la lumière polarisée circulairement à droite et à gauche respectivement. Finalement, tous les autres points sur la sphère correspondent aux états de polarisation elliptique. Quelques exemples sont montrés sur la figure 3.1.5.

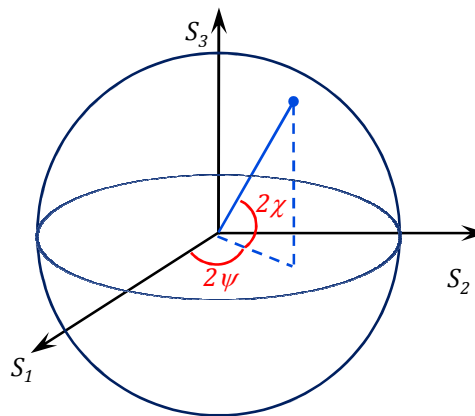


Figure 3.1.4 coordonnées sphériques de la polarisation

Une autre représentation qui donne l'information sur l'intensité de l'onde et de sa polarisation est le vecteur de Stokes. Il est constitué de 4 nombres (S_0, S_1, S_2, S_3) appelés les paramètres de Stokes. On peut utiliser les trois derniers paramètres de Stokes, qui sont les coordonnées cartésiennes d'un point dans la sphère, pour représenter les différentes polarisations dans la sphère de Poincaré:

$$S_1 = S_0 \cos 2\psi \cos 2\chi$$

$$S_2 = S_0 \sin 2\psi \cos 2\chi \quad 3.1.14$$

$$S_3 = S_0 \sin 2\chi$$

La relation entre les paramètres de Stokes et de Jones est donnée par :

$$S_0 = a_x^2 + a_y^2 = |A_x|^2 + |A_y|^2$$

$$S_1 = a_x^2 - a_y^2 = |A_x|^2 - |A_y|^2$$

$$S_2 = 2a_x a_y \cos \varphi = 2\text{Re}\{A_x^* A_y\}$$

$$S_3 = 2a_x a_y \sin \varphi = 2\text{Im}\{A_x^* A_y\}$$

3.1.15

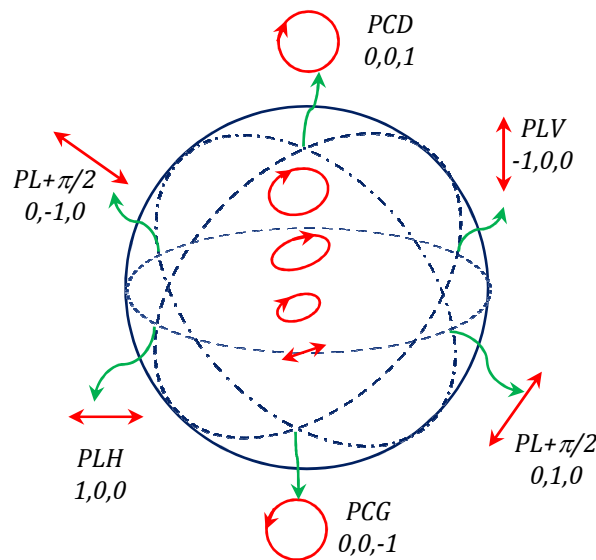


Figure 3.1.5 Quelques états de polarisations représentés dans la sphère de Poincaré

3.1.1.6 Activité optique

Certains matériaux sont des rotateurs de polarisation naturels. Cette propriété est appelée *activité optique*. Leurs modes normaux sont des ondes circulairement polarisées au lieu d'être linéairement polarisées; les ondes avec des polarisations circulaires à gauche et à droite se propagent à des vitesses de phase différentes. Le quartz ($\alpha - \text{SiO}_2$) et l'oxyde de tellure (TeO_2) sont des exemples de matériaux qui ont une activité optique. L'amplitude et le sens de rotation dépendent de la structure chimique et de la concentration dans une solution.

Un milieu optiquement actif, qui induit des vitesses de phase de polarisation circulaire droite et gauche c_0/n_+ et c_0/n_- respectivement, se comporte comme un rotateur de polarisation. Le pouvoir de rotation dans un milieu optiquement actif est défini sous la forme :

$$\rho = \frac{\pi(n_- - n_+)}{\lambda_0} \quad 3.1.16$$

La direction de rotation du plan de polarisation correspond au sens de celle du composant circulairement polarisé de plus grande vitesse de phase (indice de réfraction plus faible). Si $n_+ < n_-$, ρ est positif et la rotation se fait dans la même direction que le vecteur du champ électrique de l'onde polarisée circulairement à droite. (Figure 3.1.6)

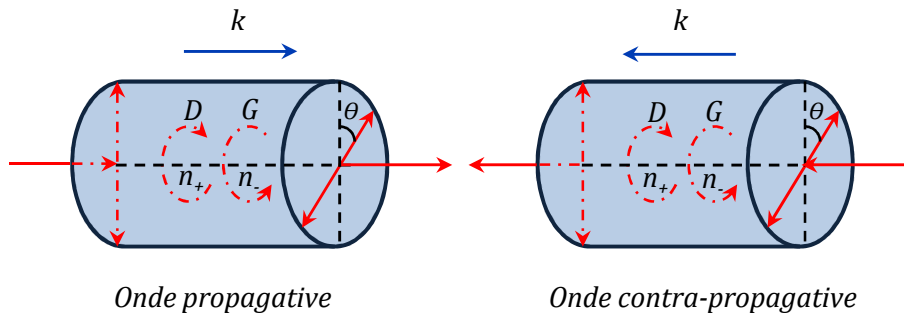


Figure 3.1.6 rotation de la polarisation due à l'activité optique

3.1.1.7 Effet Faraday

Certains matériaux se comportent comme des rotateurs de polarisation en présence d'un champ magnétique statique, cette propriété est connue sous le nom d'effet Faraday. L'angle de rotation est proportionnel à la distance et à au pouvoir de rotation ρ , mais également à la composante de B dans la direction de propagation de l'onde. Nous pouvons donc écrire :

$$\rho = VB \quad 3.1.17$$

où V est connue comme la constante de Verdet.

Le sens de rotation est gouverné par la direction du champ magnétique : Pour $V > 0$ la rotation est dans le sens des aiguilles d'une montre et dans la direction du champ magnétique. A la différence de l'activité optique, le sens de rotation n'est pas inversé lors du changement de la direction de propagation de l'onde. Lorsqu'une onde traverse un rotateur de Faraday, se réfléchit, et traverse le rotateur dans le sens contraire, elle subit deux fois la rotation. (Figure 3.1.7)

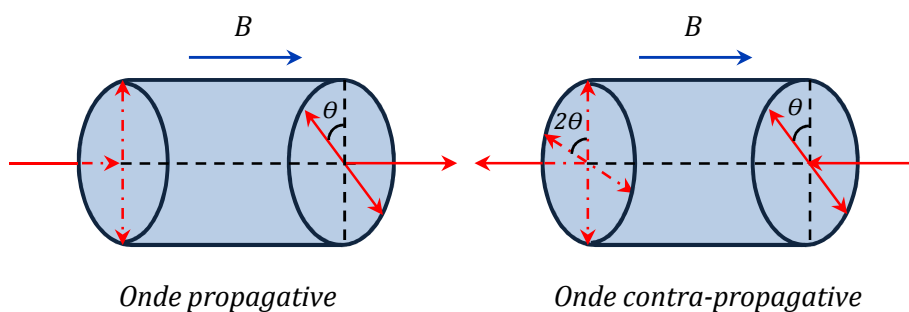


Figure 3.1.7 rotation de la polarisation due à l'effet Faraday

L'équation du milieu pour des matériaux qui présentent l'effet Faraday est la suivante :

$$D = \varepsilon E + j\varepsilon_0\gamma B \times E \quad 3.1.18$$

où B est l'induction magnétique et γ est une constante du milieu appelée *coefficient de magnétogiration*. La principale différence par rapport à l'activité optique réside dans le fait que dans le cas de l'effet Faraday le sens de propagation inverse ne change pas le sens de rotation du plan de polarisation. La puissance de rotation pour un milieu Faraday est définie par :

$$\rho = -\frac{\pi\gamma B}{\lambda_0 n_0} \quad 3.1.19$$

et la constante de Verdet est définie par :

$$V = -\frac{\pi\gamma}{\lambda_0 n_0} \quad 3.1.20$$

Quelques exemples de matériaux qui présentent l'effet Faraday : l'yttrium-fer-grenat (YIG) et le terbium-aluminium-grenat (TbAlG).

3.1.2 Le polariseur et le séparateur de polarisation (*Polarization Beam Splitter PBS*)[1]

Un polariseur est un dispositif qui transmet la composante du champ électrique parallèle à son axe de transmission et bloque la composante orthogonale. Il y a trois façons de réaliser un polariseur :

- ♣ Polarisation par absorption sélective (Dichroïsme)

L'absorption de la lumière dans certains matériaux appelés dichroïques dépend de la direction du champ électrique. Ces matériaux ont des structures moléculaires qui dépendent de la direction du champ appliqué. (Figure 3.1.8).

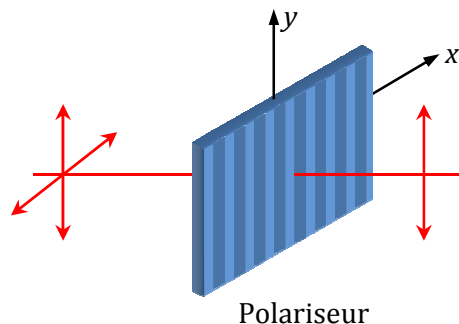


Figure 3.1.8 Polarisation par absorption sélective

♣ Polarisation par réflexion sélective

La réflexion de la lumière à la frontière entre deux matériaux diélectriques isotropes dépend de la polarisation. Dans le cas d'un faisceau incident avec l'angle d'incidence correspondant à l'angle de Brewster θ_B , la lumière de polarisation TM n'est pas réfléchi ; c'est uniquement la composante de polarisation TE de la lumière incidente qui est réfléchi. (Figure 3.1.9)

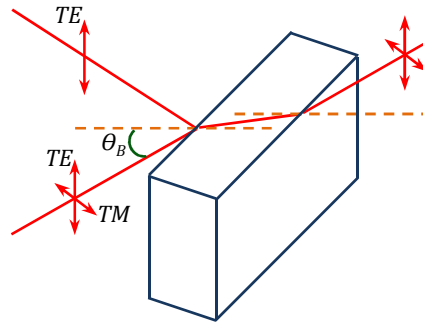


Figure 3.1.9 Polarisation par réflexion sélective

♣ Polarisation par réfraction sélective

Lors de la réfraction de la lumière à la surface d'un cristal anisotrope, les deux polarisations sont transmises sous différents angles et sont donc séparées. Ceci est une façon d'obtenir de la lumière polarisée à partir d'une lumière non polarisée. Ces dispositifs sont appelés séparateurs de polarisation (*Polarization Beam Splitters, PBS*). (Figure 3.1.10)

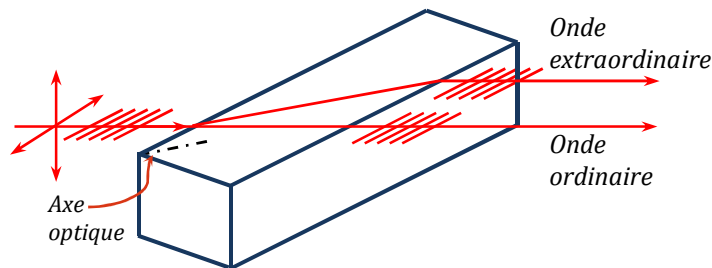


Figure 3.1.10 Polarisation par réfraction sélective

3.1.3 Les retardateurs d'onde [1]

Ces dispositifs se caractérisent par leur « retard » Γ dû à leurs axes rapide et lent. Les modes normaux d'un retardateur d'onde sont des ondes linéairement polarisées dans les directions des axes optiques du matériau (x et y) et dont les vitesses sont différentes. Après transmission à travers le retardateur, un déphasage Γ entre ces deux modes apparaît. Les retardateurs sont normalement fabriqués à partir de matériaux anisotropes (voir 3.1.8) dans lesquels le signal se propage le long de l'axe principal du cristal (par exemple l'axe z). Les deux modes ont des indices

de réfraction principaux n_1 et n_2 . Si $n_1 < n_2$, l'axe x est l'axe rapide. Si le dispositif a une épaisseur d , le retard de phase Γ est donné par :

$$\Gamma = \frac{2\pi(n_2 - n_1)d}{\lambda_0} \quad 3.1.21$$

3.1.4 Les rotateurs de polarisation [1]

Un rotateur de polarisation fait tourner d'un angle fixe le plan de polarisation de la lumière linéairement polarisée tout en conservant la polarisation linéaire. Les milieux qui montrent une activité optique ou l'effet Faraday peuvent être utilisés pour la fabrication de rotateurs de polarisation.

3.1.5 Les contrôleurs de polarisation [3]

Un contrôleur de polarisation est un dispositif utilisé pour convertir un faisceau de polarisation quelconque en un faisceau dont l'état de polarisation est bien défini. Il est fabriqué à partir de lames d'onde qui peuvent être construites en plusieurs matériaux. Nous considérerons par la suite le cas des contrôleurs de polarisation en fibre optique qui offrent l'avantage d'avoir de faibles pertes par insertion et un faible coût. La courbure de la fibre induit une tension qui produit une biréfringence. Cette biréfringence est inversement proportionnelle au carré du diamètre du rouleau. Ainsi, on peut ajuster le diamètre du rouleau et le nombre de tours pour fabriquer n'importe quel type de lame d'onde.

Les contrôleurs de polarisation disponibles sur le marché peuvent être classés en trois groupes selon la technologie de fabrication :

- ♣ Multiples lames d'onde avec délai fixe et angle d'orientation variable.

Un contrôleur de polarisation classique est composé de trois lames qui tournent (figure 3.1.11). Dans cette configuration une lame demi-onde (LDO) est mise entre deux lames quart d'onde (LQO). Ainsi la première LQO transforme un état de polarisation quelconque en polarisation linéaire. Ensuite, la LDO tourne la polarisation linéaire d'un angle tel que le deuxième LQO puisse transformer la polarisation à l'état désiré.

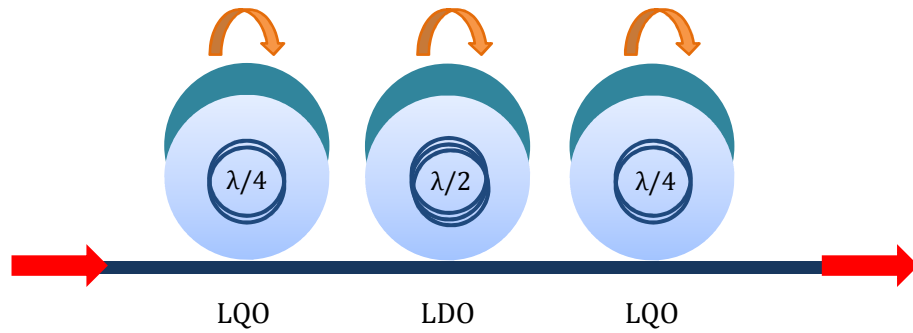


Figure 3.1.11 Contrôleur de polarisation du type multiples lames d'onde avec délai fixe et angle d'orientation variable

- ♣ Une seule lame d'onde avec délai variable et angle d'orientation variable.

Ce type de contrôleur utilise une configuration basée sur le principe de Babinet-Soleil. Le système a un dispositif qui comprime la fibre et qui peut tourner autour de la fibre. (Figure 3.1.12). Ici la biréfringence change avec la pression de façon à pouvoir générer tous les types de polarisation à partir d'un état de polarisation arbitraire.

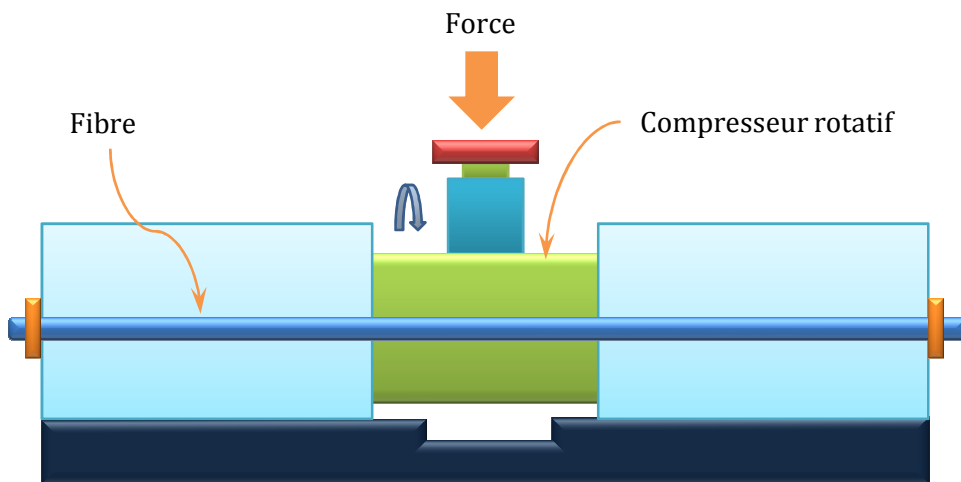


Figure 3.1.12 Contrôleur de polarisation du type une seule lame d'onde avec délai variable et angle d'orientation variable

- ♣ Multiples lames d'onde avec angle d'orientation fixe et délai variable.

Les contrôleurs de polarisation peuvent aussi être constitués de plusieurs lames d'onde orientées d'un angle de 45 degrés chacune par rapport à la précédente. Le délai de chaque lame d'onde change avec une pression exercée à chaque lame. (Figure 3.1.13)

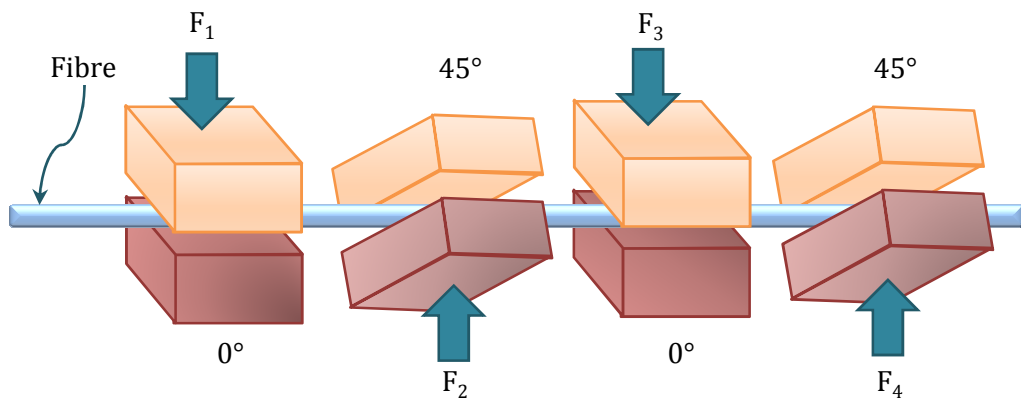


Figure 3.1.13 Contrôleur de polarisation du type multiples lames d'onde avec délai variable et angle d'orientation fixe

3.1.6 La Fibre à Maintien de polarisation [1], [4]

Dans une fibre avec section transversale circulaire, chaque mode a deux états de polarisation caractérisés par la même constante de propagation et la même vitesse de groupe. En principe, dans un cas idéal il n'y a pas d'échange de puissance entre les deux composantes de polarisation. Si la puissance de la source de lumière est délivrée dans une polarisation seulement, la puissance reçue reste dans cette polarisation. En pratique cependant, une légère imperfection ou une pression dans la fibre donne lieu à un transfert de puissance entre les deux polarisations. Ce couplage est possible puisque les deux polarisations ont la même constante de propagation et ses phases sont accordées. Par conséquent la lumière linéairement polarisée à l'entrée de la fibre est transformée en lumière elliptiquement polarisée à la sortie. A cause des fluctuations de pression, de température ou de longueur d'onde de la source, les caractéristiques de l'ellipse en sortie fluctuent aléatoirement avec le temps, néanmoins, la puissance reste fixe.

Pour l'application que nous allons considérer, des fibres à maintien de polarisation sont nécessaires. Pour la fabrication de ce type de fibre, la symétrie circulaire de la fibre conventionnelle doit être éliminée. Pour cela on fabrique des fibres à section transversale elliptique. Une autre possibilité est de construire des fibres avec une anisotropie de l'indice de réfraction induite par pression. Ce procédé est effectué en introduisant près du cœur des zones fortement dopées au bore. Ceci réduit l'efficacité du couplage, résultant du désaccord de phase. Ce type de fibre est illustré sur la figure 3.1.14 ; cette configuration est connue dans le marché sous le nom de fibre à maintien de polarisation PANDA.

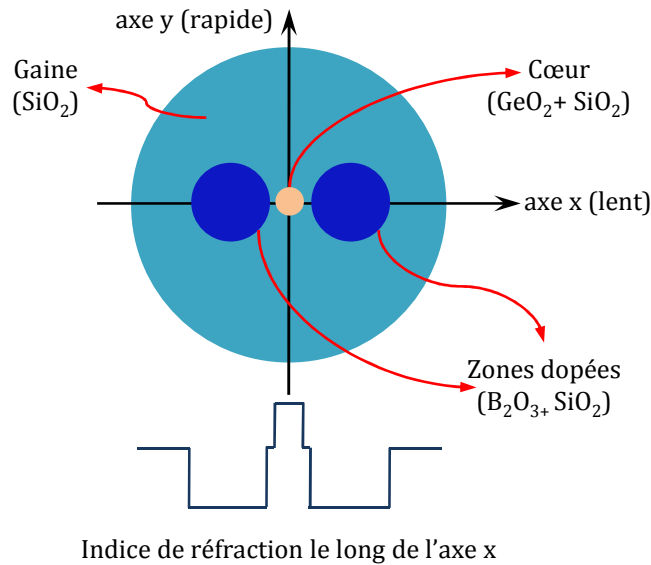


Figure 3.1.14 Fibre à maintien de polarisation PANDA

3.1.7 Le Miroir de Faraday [5], [6], [7]

Le contrôle de l'état de polarisation d'un faisceau laser qui se propage dans un milieu est un besoin constant dans les systèmes optiques. Avec un miroir de Faraday, il est possible d'éliminer les perturbations de l'état de polarisation d'un faisceau laser qui se propage à travers un milieu biréfringent.

Un système à miroir de Faraday agit comme un système avec un miroir conventionnel où le faisceau dans le sens de retour est toujours polarisé orthogonalement par rapport au faisceau incident ; ceci indépendamment du type, de la valeur ou de la direction de l'état de biréfringence lors de la propagation du faisceau.

Pour comprendre son fonctionnement, considérons d'abord un faisceau qui suit un parcours aller-retour (un miroir classique permet de réfléchir le signal incident) à travers un retardateur R comme dans la figure 3.1.15. Le retardateur R se caractérise par une biréfringence linéaire Δ et un axe principal incliné d'un angle θ par rapport à une direction de référence fixe.

L'état de polarisation à la sortie a' est déterminé à partir de l'état a à l'entrée de la façon suivante :

$$a' = [J(\Delta, \theta)]a \quad 3.1.22$$

avec $[J(\Delta, \theta)]$ l'opérateur unitaire qui représente l'évolution de l'état de polarisation dans la sphère de Poincaré. Un changement de l'état de biréfringence du matériau modifiera l'opérateur $[J(\Delta, \theta)]$ et produira différents états à la sortie a' . Pour éliminer cet effet non désiré, il est possible

d'utiliser une configuration comme celle décrite dans la figure 3.1.16 et connue sous le nom de Miroir de Faraday.

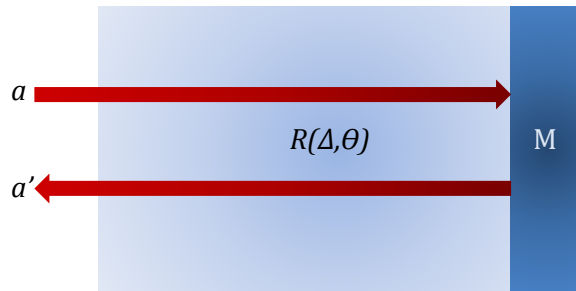


Figure 3.1.15 Faisceau traversant un retardateur R , le signal incident est réfléchi par un miroir classique.

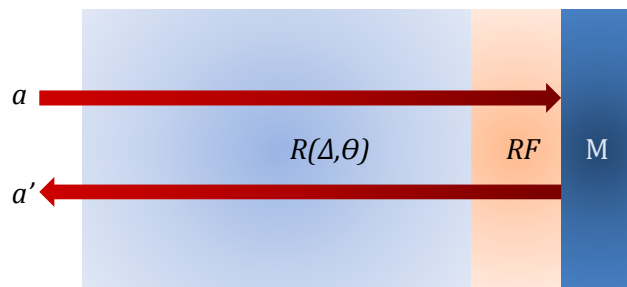


Figure 3.1.16 Configuration d'un miroir de Faraday

Dans la figure 3.1.16 un miroir classique est placé après le rotateur de Faraday avec un pouvoir de rotation de $\pi/4$ exactement pour la longueur d'onde considérée.

Le système peut être décomposé en matrices de Jones de la façon suivante :

Pour un miroir classique :

$$M = \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad 3.1.23$$

Pour un rotateur de Faraday :

Dans la direction de propagation \rightarrow

$$\overrightarrow{FR} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \quad 3.1.24$$

Dans la direction de propagation ←

$$\overleftarrow{FR} = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \quad 3.1.25$$

Nous pouvons ainsi de façon générale, décrire le système R avec un retard Δ et incliné d'un angle θ par rapport à l'axe principal comme suit :

$$\vec{R} = \tilde{R} = \begin{bmatrix} \cos^2 \theta e^{j\frac{\Delta}{2}} + \sin^2 \theta e^{-j\frac{\Delta}{2}} & j \sin 2\theta \sin\left(\frac{\Delta}{2}\right) \\ j \sin 2\theta \sin\left(\frac{\Delta}{2}\right) & \sin^2 \theta e^{j\frac{\Delta}{2}} + \cos^2 \theta e^{-j\frac{\Delta}{2}} \end{bmatrix} \quad 3.1.26$$

La matrice de Jones équivalente du système complet S peut se retrouver grâce aux propriétés des matrices de Jones avec les relations suivantes :

$$\begin{aligned} S_1 &= \tilde{R} \overleftarrow{RF} \\ S_2 &= S_1 M \\ S_3 &= S_2 \overrightarrow{RF} \\ S &= S_3 \vec{R} \end{aligned} \quad 3.1.27$$

Après les multiplications entre les matrices on retrouve le résultat suivant :

$$S = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix} \quad 3.1.28$$

La structure de cette matrice garantit que l'état de polarisation à la sortie est toujours orthogonal à l'état en entrée. Cette matrice est aussi indépendante de Δ et θ .

Etant donné que le retardateur R représente tous les états possibles de biréfringence linéaire, la configuration de la figure 3.1.16 élimine toute influence d'une modification de cette biréfringence sur l'état de polarisation du faisceau qui se propage.

Considérons un exemple dans la sphère de Poincaré pour le cas particulier d'un état de polarisation linéaire à l'entrée. L'équation 3.1.28 permet de récupérer en sortie un état de polarisation linéaire orthogonal à celui de l'entrée. Supposons que la lumière à l'entrée de la figure 3.1.16 soit polarisée horizontalement (point H , Fig.3.1.17). L'évolution de l'état de polarisation de ce faisceau peut être représentée avec la sphère de Poincaré de la façon suivante (Fig.3.1.17) : la présence du retardateur R fait changer le point H vers le point R . La moitié de l'effet du rotateur de Faraday se produit dans l'hémisphère nord (trajectoire RM). La présence du miroir réfléchit le

point M vers M' et le rotateur de Faraday change le point M' vers R' dans l'hémisphère sud. Ce point est symétrique de R et, après une dernière rotation on obtient V , l'état de polarisation vertical en sortie.

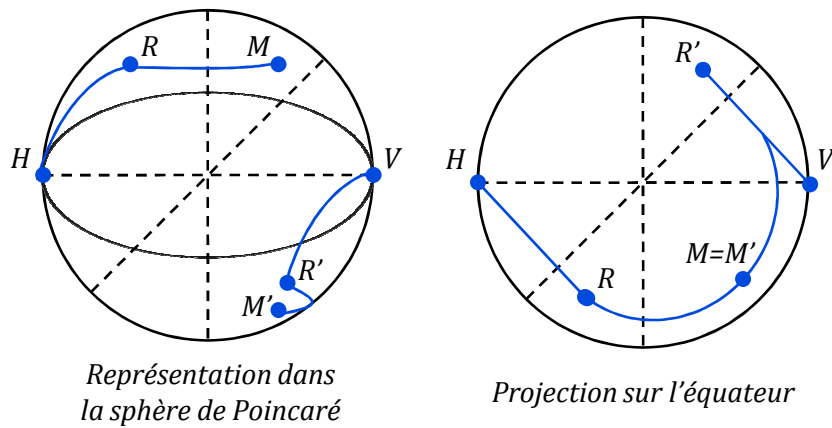


Figure 3.1.17 Exemple dans la sphère de Poincaré de l'utilisation du miroir de Faraday pour le cas particulier d'un état de polarisation linéaire à l'entrée. En sortie, un état de polarisation linéaire orthogonal à celui de l'entrée est récupéré

3.1.8 Le Modulateur de phase [1], [8]

3.1.8.1 Propagation des ondes dans les cristaux

Un milieu diélectrique est anisotrope si ses propriétés optiques macroscopiques dépendent de la direction. Les propriétés macroscopiques de la matière sont gouvernées par les propriétés microscopiques, principalement la forme et l'orientation des molécules individuelles et l'organisation de ses centres dans l'espace. Par exemple dans les gaz et les liquides, les molécules sont localisées dans l'espace de façon totalement aléatoire et sont orientées dans des directions totalement aléatoires. Ces milieux sont appelés *isotropes*. Dans certains cristaux, les molécules sont organisées dans l'espace en accord avec des profils périodiques réguliers et sont orientées dans la même direction. Ces types de milieux sont appelés *anisotropes*. (Figure 3.1.18).

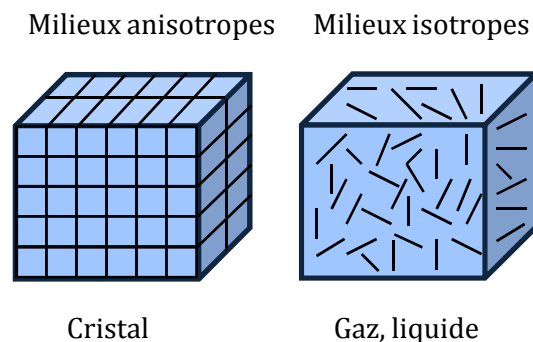


Figure 3.1.18 Milieux anisotropes et isotropes

3.1.8.2 Indices de réfraction

Tenseur de permittivité

Dans un milieu diélectrique anisotrope comme un cristal, chaque composante de l'induction électrique D est une combinaison linéaire des trois composantes du champ électrique :

$$D_i = \sum_j \varepsilon_{ij} E_j \quad 3.1.29$$

où $i, j = 1, 2, 3$ indiquent les composantes x, y et z respectivement. Les propriétés diélectriques du milieu sont caractérisées par une matrice de 9 coefficients $\{\varepsilon_{ij}\}$ qui forme un tenseur appelé *tenseur de permittivité électrique* représenté par le symbole ε . L'équation 3.1.29 s'écrit de façon simplifiée : $D = \varepsilon E$. Le tenseur de permittivité est symétrique, donc $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$ et par conséquent, il est caractérisé par 6 coefficients indépendants. Pour des cristaux présentant des symétries, certains coefficients sont liés ou sont nuls ; de ce fait, moins de 6 coefficients sont nécessaires.

Axes principaux et indices de réfraction principaux

Les éléments du tenseur de permittivité dépendent du choix du système de coordonnées relatif à la structure du cristal. Un système de coordonnées peut être construit de telle sorte que les éléments non diagonaux de ε_{ij} soient nuls. Nous avons donc :

$$D_1 = \varepsilon_1 E_1, D_2 = \varepsilon_2 E_2, D_3 = \varepsilon_3 E_3 \quad 3.1.30$$

avec $\varepsilon_1 = \varepsilon_{11}, \varepsilon_2 = \varepsilon_{22}$ et $\varepsilon_3 = \varepsilon_{33}$. E et D étant toujours parallèles, par exemple, si E est dirigé selon x , alors D doit aussi être dirigé dans la direction x . Le système de coordonnées détermine les axes principaux et les plans principaux du cristal. De cette façon on posera la convention suivante : le système de coordonnées x, y, z (nommés aussi avec les numéros 1, 2, 3) se place le long des axes principaux du cristal. Les permittivités $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ et ε_3 correspondent aux indices de réfraction :

$$n_1 = \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}\right)^{\frac{1}{2}}, n_2 = \left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_0}\right)^{\frac{1}{2}}, n_3 = \left(\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_0}\right)^{\frac{1}{2}} \quad 3.1.31$$

Les cristaux dans lesquels deux des ces indices de réfraction sont égaux ($n_1 = n_2$) sont appelés *cristaux uniaxes*. Les indices sont nommés $n_1 = n_2 = n_o$ et $n_3 = n_e$. Les indices n_o et n_e sont appelés indices ordinaire et extraordinaire respectivement. Le cristal est appelé *uniaxe positif* si $n_e > n_o$ et *uniaxe négatif* si $n_e < n_o$. L'axe z d'un cristal uniaxe est appelé axe optique. Dans d'autres cristaux, les trois indices sont égaux et le milieu est isotrope optique. Les milieux pour lesquels les trois indices principaux sont différents sont dits *biaxes*.

Certains matériaux ont leurs propriétés optiques qui changent lorsqu'ils sont soumis à la présence d'un champ électrique. Ceci est provoqué par des forces qui altèrent les positions, les orientations ou les formes des molécules qui constituent le matériau. L'effet électro-optique est défini comme le changement de l'indice de réfraction qui résulte de l'application d'un courant électrique ou d'un champ électrique. Un champ appliqué à un matériau électro-optique anisotrope modifie ses indices de réfraction et ainsi ses effets sur la lumière polarisée.

La dépendance de l'indice de réfraction dans le champ électrique appliqué peut avoir deux formes :

- ♣ L'indice de réfraction change proportionnellement au champ électrique appliqué. Dans ce cas l'effet est dit effet électro-optique linéaire ou *effet Pockels*
- ♣ L'indice de réfraction change proportionnellement au carré du champ électrique appliqué. Dans ce cas l'effet est dit effet électro-optique quadratique ou *effet Kerr*.

3.1.8.3 Effet Pockels

L'indice de réfraction d'un milieu électro-optique $n(E)$ est fonction du champ électrique appliqué E ; $n(E)$ varie légèrement avec E , il peut donc être développé en série de Taylor de la façon suivante :

$$n(E) = n + a_1 E + \frac{1}{2} a_2 E^2 + \dots \quad 3.1.32$$

où les coefficients du développement sont $n = n(0)$, $a_1 = \left. \frac{dn}{dE} \right|_{E=0}$ et $a_2 = \left. \frac{d^2 n}{dE^2} \right|_{E=0}$. Si nous désignons par $r = \frac{-2a_1}{n_3}$ et $s = \frac{-a_2}{n_3}$ les *coefficients électro-optiques*, nous pouvons écrire :

$$n(E) = n - \frac{1}{2} r n^3 E - \frac{1}{2} s n^3 E^2 + \dots \quad 3.1.33$$

Les termes au delà du troisième ordre peuvent être négligés car ils sont de plusieurs ordres de grandeur inférieurs à n .

Dans beaucoup de matériaux le troisième terme de l'équation 3.1.33 est négligeable par rapport au deuxième. Nous pouvons ainsi écrire :

$$n(E) = n - \frac{1}{2} r n^3 E \quad 3.1.34$$

Le milieu est alors connu comme étant un milieu Pockels. Le coefficient r est appelé le *coefficient de Pockels* ou *coefficient linéaire electro-optique*.

Un des matériaux le plus utilisés comme milieu Pockels pour la fabrication de modulateurs de phase est le niobate de lithium $LiNbO_3$; du titane à haute température est diffusé dans un substrat en $LiNbO_3$ pour constituer un guide optique (Figure 3.1.19).

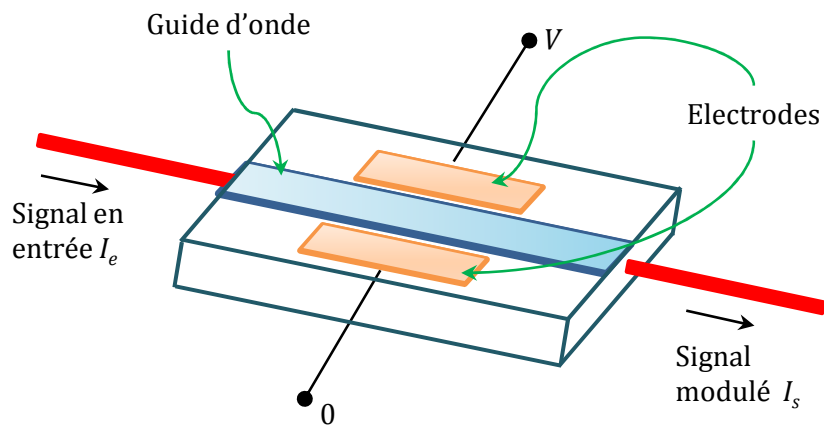


Figure 3.1.19 Modulateur de phase

Lorsqu'un faisceau laser traverse un milieu Pockels de longueur L auquel un champ électrique E est appliqué, il subit un déphasage $\varphi = \frac{2\pi n(E)L}{\lambda_0}$ où λ_0 est la longueur d'onde dans l'espace vide. À partir de l'équation 3.1.34 nous pouvons écrire :

$$\varphi \approx \varphi_0 - \pi \frac{rn^3EL}{\lambda_0} \quad 3.1.35$$

avec $\varphi_0 = \frac{2\pi nL}{\lambda_0}$. Si le champ électrique est obtenu en appliquant une tension V à travers deux faces du matériau séparées d'une distance d , $E = \frac{V}{d}$ et on obtient donc, l'équation de la modulation de phase :

$$\varphi \approx \varphi_0 - \pi \frac{V}{V_\pi} \quad 3.1.36$$

avec

$$V_\pi = \frac{d \lambda_0}{L rn^3} \quad 3.1.37$$

Le paramètre V_π est la tension nécessaire pour produire un déphasage de π . L'équation 3.1.36 exprime la relation linéaire entre le déphasage optique et la tension (Fig. 3.1.20).

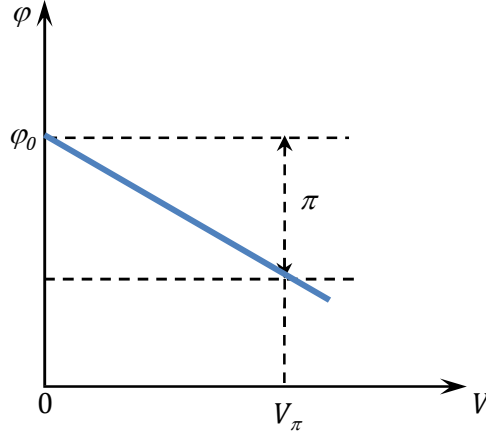


Figure 3.1.20 relation entre le déphasage optique et la tension

Un milieu anisotrope a deux modes normaux linéaires qui se propagent à différentes vitesses (c_0/n_1 et c_0/n_2). Si le milieu présente l'effet Pockels, en présence d'un champ électrique, les deux indices de réfraction sont modifiés selon l'équation 3.1.34 :

$$n_1(E) = n_1 - \frac{1}{2}r_1n_1^3E \quad 3.1.38$$

$$n_2(E) = n_2 - \frac{1}{2}r_2n_2^3E$$

avec r_1 et r_2 les coefficients de Pockels appropriés. Après une distance de propagation L , les deux modes subissent un retard de phase (l'un par rapport à l'autre) exprimé par la relation suivante :

$$\varphi = k_0[n_1(E) - n_2(E)]L = k_0(n_1 - n_2)L - \frac{1}{2}k_0(r_1n_1^3 - r_2n_2^3)EL \quad 3.1.39$$

Si le champ électrique est obtenu à partir d'une tension V appliquée entre deux faces du milieu séparées par une distance d , nous pouvons réécrire l'équation 3.1.39 sous la forme:

$$\varphi = \varphi_0 - \pi \frac{V}{V_\pi} \quad 3.1.40$$

où $\varphi_0 = k_0(n_1 - n_2)L$ est le retard de phase en l'absence du champ électrique et V_π est la tension nécessaire pour obtenir un retard de phase de π , définie par :

$$V_\pi = \frac{d}{L} \frac{\lambda_0}{r_1n_1^3 - r_2n_2^3} \quad 3.1.41$$

3.1.8.4 Modulation d'amplitude à partir d'un modulateur de phase et deux polariseurs.

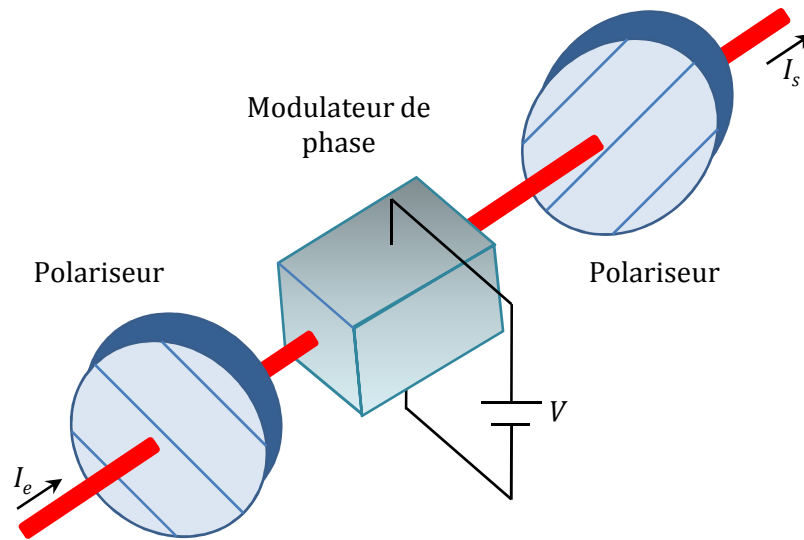


Figure 3.1.21 Modulation d'amplitude à partir d'un modulateur de phase et deux polariseurs

Un système construit avec un modulateur de phase placé entre deux polariseurs orientés de 90° l'un par rapport à l'autre et de 45° par rapport aux axes principaux du modulateur, (Fig. 3.1.21), modifie l'intensité d'une onde optique incidente de la façon suivante :

$$I(V) = \sin^2 \left(\frac{\varphi_0}{2} - \frac{\pi V}{2 V_\pi} \right) \quad 3.1.42$$

φ_0 est le retard de phase en absence du champ électrique. L'intensité en sortie dépend de la tension appliquée. En conséquence, elle peut être variée théoriquement entre 0 et 1 en changeant la tension appliquée au modulateur. Ce principe est à la base du fonctionnement de l'architecture du système Générateur de Fréquences Harmoniques (HFG de l'anglais *Harmonic Frequency Generator*) présentée dans la section suivante.

3.2 Fonctionnement du Générateur d'Harmoniques de Fréquence HFG [9],[10]

3.2.1 Génération d'harmoniques de fréquence en utilisant les propriétés d'un modulateur de phase.

Ce HFG, est un système qui, à partir d'un signal microonde de référence, permet de générer ses harmoniques à une fréquence 2, 4 ou même 6 fois celle du signal original. Pour l'élaboration de cette configuration, les composants suivants sont nécessaires :

- ♣ Un laser DFB comme source optique
- ♣ Un modulateur de phase (MP) ($LiNbO_3$, coupe z, propagation en y) pour convertir les variations de phase en variations d'intensité.
- ♣ Deux contrôleurs de polarisation (CP) pour ajuster la polarisation du système
- ♣ Un polariseur qui permet de changer la modulation d'intensité dans l'architecture la plus simple. (Figure 3.2.1).
- ♣ Un séparateur de polarisation (PBS) qui permet de changer la modulation d'intensité dans l'architecture la plus intéressante. (Figure 3.2.2).
- ♣ Un miroir de Faraday (MF) pour donner au système la stabilité en polarisation par rapport aux perturbations externes de la fibre dans l'architecture la plus intéressante. (Figure 3.2.2).
- ♣ Un photodétecteur pour récupérer le signal électrique.

Avant de décrire le fonctionnement de chaque architecture, faisons d'abord quelques définitions importantes pour la suite :

A la sortie du modulateur de phase nous pouvons écrire le champ électrique de la façon suivante :

$$E_{out}(t)e^{j\omega t}(x\hat{e}_x + z\hat{e}_z) = K_p E_{in}(t)e^{j\omega t}(x\hat{e}_x + z\hat{e}_z e^{j\phi(t)}) \quad 3.2.1$$

où x et z définissent la polarisation de la lumière par rapport aux axes optiques du modulateur, K_p représente les pertes du modulateur et $\phi(t)$ la phase définie par :

$$\phi(t) = \pi \frac{V_{DC} + V_{RF}(t)}{V_\pi} \quad 3.2.2$$

avec V_{DC} et $V_{RF}(t)$ les tensions électriques appliquées aux électrodes du modulateur, qui correspondent à la polarisation DC et au signal microonde respectivement ; V_{π} est la tension demi-onde défini par l'équation (3.1.37).

La tension sinusoïdale appliquée au modulateur peut être écrite comme suit :

$$V_{RF}(t) = A \cos(2\pi f_{RF}t) \quad 3.2.3$$

où A est l'amplitude du signal et f_{RF} est la fréquence du signal électrique appliqué.

3.2.1.1 Architecture avec un Polariseur (figure 3.2.1)

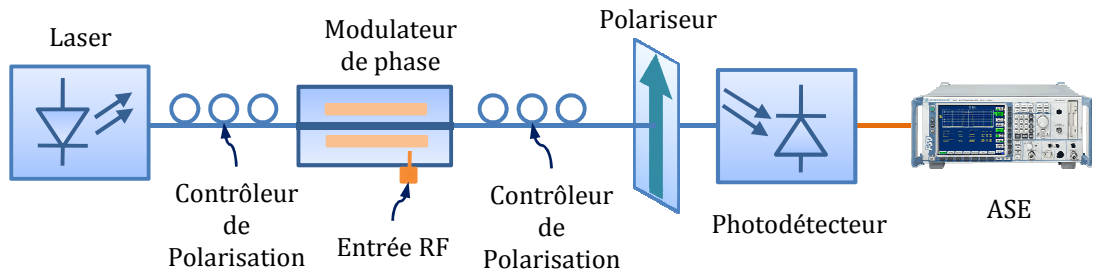


Figure 3.2.1 Architecture pour la génération d'harmoniques de fréquence avec un polariseur

Dans cette configuration l'état de polarisation du signal à la sortie du laser est réglé par un contrôleur de polarisation de façon à obtenir une quantité égale de puissance pour la polarisation en x comme pour la polarisation en z . Après avoir traversé le modulateur, un autre contrôleur de polarisation permet d'ajuster la polarisation du signal. Ensuite, on place un polariseur aligné avec l'état de polarisation en entrée de façon à transformer la modulation de phase en modulation d'intensité, (voir section 3.1.8). De cette manière, après le polariseur on récupère :

$$P_{out}(t) = \frac{\alpha P_{in}}{2} \left(1 + \cos \left\{ \frac{\pi [V_{DC} + A \cos(2\pi f_{RF}t)]}{V_{\pi}} \right\} \right) \quad 3.2.4$$

avec α qui représente les pertes globales du dispositif en transmission.

Pour notre cas particulier le modulateur n'a pas d'électrodes pour la tension DC donc $V_{DC} = 0$ et par conséquent l'équation 3.2.4 devient :

$$P_{out}(t) = \frac{\alpha P_{in}}{2} \left(1 + \cos \left\{ \frac{\pi A \cos(2\pi f_{RF}t)}{V_{\pi}} \right\} \right) \quad 3.2.5$$

En utilisant un développement en séries de fonctions de Bessel le cosinus de l'équation 3.2.5 se met sous la forme :

$$\cos\left\{\frac{\pi A \cos(2\pi f_{RF}t)}{V_{\pi}}\right\} = \tag{3.2.6}$$

$$J_0\left(\frac{\pi A}{V_{\pi}}\right) + 2J_2\left(\frac{\pi A}{V_{\pi}}\right)\cos(2\omega t) + 2J_4\left(\frac{\pi A}{V_{\pi}}\right)\cos(4\omega t) + 2J_6\left(\frac{\pi A}{V_{\pi}}\right)\cos(6\omega t) + \dots$$

avec $\omega = 2\pi f_{RF}$.

Finalement l'équation 3.2.5 peut s'écrire de la façon suivante :

$$P_{out}(t) = \frac{\alpha P_{in}}{2} \left(1 + \cos\left\{\frac{\pi A \cos(2\pi f_{RF}t)}{V_{\pi}}\right\}\right) = \tag{3.2.7}$$

$$\frac{\alpha P_{in}}{2} \left(1 + J_0\left(\frac{\pi A}{V_{\pi}}\right) + 2J_2\left(\frac{\pi A}{V_{\pi}}\right)\cos(2\omega t) + 2J_4\left(\frac{\pi A}{V_{\pi}}\right)\cos(4\omega t) + 2J_6\left(\frac{\pi A}{V_{\pi}}\right)\cos(6\omega t) + \dots\right)$$

Cette architecture est trop sensible aux variations de température et perturbations externes. De ce fait, nous avons décidé d'utiliser une architecture plus complète qui nous permet d'avoir un fonctionnement plus stable. Elle est décrite ci-après.

3.2.1.2 Architecture avec un Miroir de Faraday (figure 3.2.2)

Dans cette architecture, en sortie du laser, un contrôleur de polarisation nous permet de maximiser la puissance transmise à travers un séparateur de polarisation (du port A au port X), la polarisation du signal est réglée pour être injectée dans le modulateur de phase avec un angle de 45° par rapport aux axes optiques du modulateur. Après le modulateur, une fibre optique à maintien de polarisation et un miroir de Faraday sont placés pour donner au système la stabilité en polarisation par rapport aux perturbations externes de la fibre (voir section 3.1.7). Le signal est ainsi renvoyé et traverse le modulateur dans le sens inverse. Le séparateur de polarisation nous permet de récupérer le signal après son passage aller-retour à travers le modulateur de phase et permet aussi de transformer la modulation de phase en modulation d'intensité (voir section 3.1.8.4). La figure 3.2.2 montre l'architecture du système :

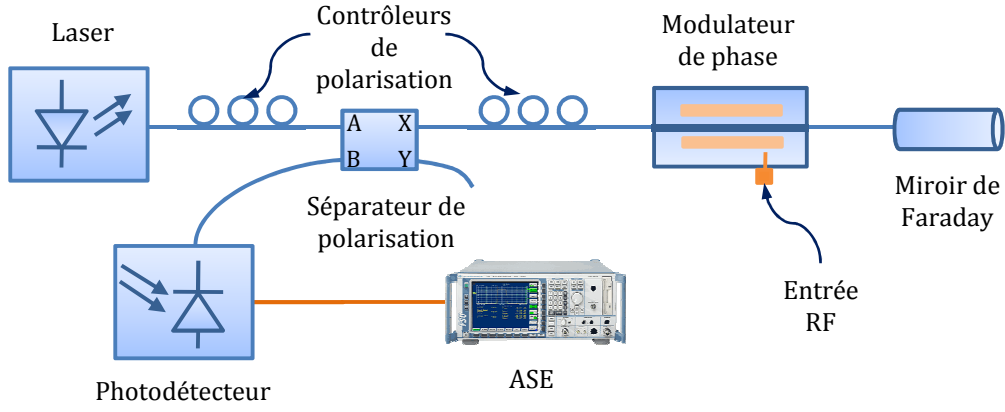


Figure 3.2.2 Architecture pour la génération d'harmoniques avec un miroir de Faraday

La puissance à la sortie du port B du PBS peut s'écrire :

$$P_{out}(t) = \frac{\alpha P_{in}}{2} \left(1 + \cos \left\{ \frac{\pi [A \cos(2\pi f_{RF}t) - \eta A \cos(2\pi f_{RF}(t - t_d))]}{V_{\pi}} \right\} \right) \quad 3.2.8$$

Si nous comparons cette équation avec l'équation 3.2.4 nous trouvons un terme additionnel qui apparaît dû au fait que le signal traverse deux fois le modulateur. Ce deuxième terme contient le paramètre η qui est l'efficacité du modulateur ($\eta < 1$ dans le sens inverse de propagation) et le paramètre t_d qui représente le temps de retard du signal entre le miroir de Faraday et le modulateur de phase. Il est donc possible d'imposer une condition pour la valeur de t_d . Vu que $\cos(2\pi f_{RF}t - \pi N) = -\cos(2\pi f_{RF}t)$ avec N un nombre entier, nous pouvons choisir le produit $t_d \cdot f_{RF}$ tel que :

$$t_d \cdot f_{RF} = N + \frac{1}{2} \quad 3.2.9$$

En pratique, cette condition est atteinte en faisant varier la fréquence du signal sinusoïdal en entrée du modulateur ou en changeant la longueur de la fibre entre le modulateur de phase et le miroir de Faraday.

Avec la condition de l'équation 3.2.9, le terme cosinus dans l'équation 3.2.8 peut être exprimé par :

$$\cos \left\{ \frac{\pi [A \cos(2\pi f_{RF}t) - \eta A \cos(2\pi f_{RF}(t - t_d))]}{V_{\pi}} \right\} = \cos \left\{ \frac{\pi A(1 + \eta)}{V_{\pi}} \cos(2\pi f_{RF}t) \right\} \quad 3.2.10$$

De façon analogue à la procédure appliquée pour l'équation 3.2.5 en utilisant le développement en série de Bessel, l'équation 3.2.8 peut être réécrite :

$$P_{out}(t) = \frac{\alpha P_{in}}{2} \left(1 + \cos \left\{ \frac{\pi A(1 + \eta)}{V_{\pi}} \cos(2\pi f_{RF} t) \right\} \right) =$$

$$\frac{\alpha P_{in}}{2} \left\{ \begin{aligned} &1 + J_0 \left(\frac{\pi A(1 + \eta)}{V_{\pi}} \right) + 2J_2 \left(\frac{\pi A(1 + \eta)}{V_{\pi}} \right) \cos(2\omega t) + \\ &2J_4 \left(\frac{\pi A(1 + \eta)}{V_{\pi}} \right) \cos(4\omega t) + 2J_6 \left(\frac{\pi A(1 + \eta)}{V_{\pi}} \right) \cos(6\omega t) + \dots \end{aligned} \right\} \quad 3.2.11$$

Les équations 3.2.7 et 3.2.11 nous montrent la distribution de la puissance en sortie pour chaque harmonique générée. Ainsi, en favorisant l'une ou l'autre des fonctions de Bessel nous pouvons récupérer en sortie du système HFG un signal dont la fréquence sera donnée par l'harmonique dominante désirée.

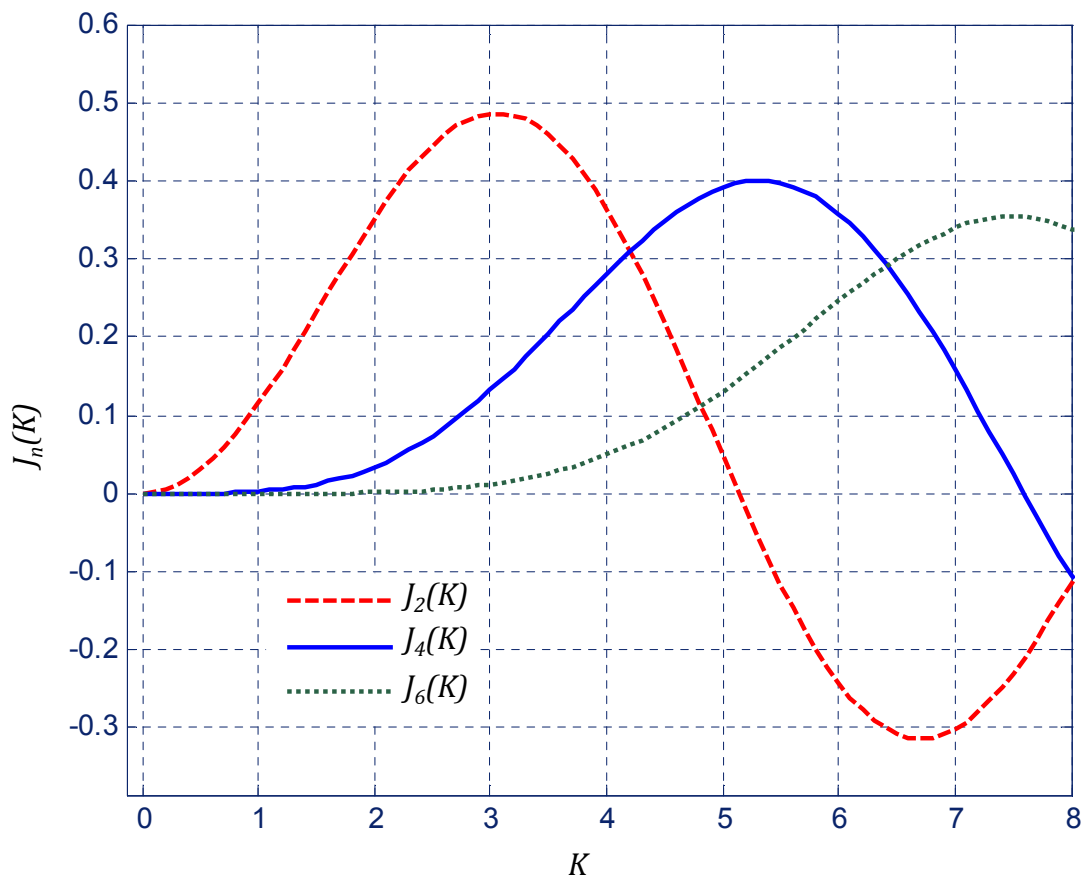


Figure 3.2.3 Fonctions de Bessel $J_n(K)$ vs K pour $n = 2, 4$ et 6

La figure 3.2.3 permet de comprendre comment favoriser ces différentes harmoniques puisqu'elle montre la relation entre les fonctions de Bessel $J_n(K)$ et K pour $n = 2, 4$ et 6 .

K , pour l'architecture avec le polariseur, s'exprime comme suit :

$$K = \frac{\pi A}{V_{\pi}} \quad 3.2.12$$

et pour l'architecture avec le séparateur de polarisation et le miroir de Faraday, s'exprime par :

$$K = \frac{\pi A(1 + \eta)}{V_{\pi}} \quad 3.2.13$$

Il suffit donc de modifier l'amplitude A du signal RF pour agir sur K afin d'obtenir la valeur souhaitée.

3.3 Validation expérimentale du HFG

Nous présentons ici, d'abord les différents composants utilisés pour la réalisation de cette architecture, puis certains de ses caractéristiques importantes, et enfin les premiers résultats obtenus avec le système générateur d'harmoniques de fréquence.

Le signal optique continu est obtenu avec une diode laser NTT Electronics NLK1C6D1AA, du type DFB émettant à 1555 nm, monomode. La courbe P(I) pour ce laser est présentée sur la figure 3.3.1. Ce laser a un courant de seuil de 27 mA et pour les expériences a été polarisé avec un courant de 250 mA.

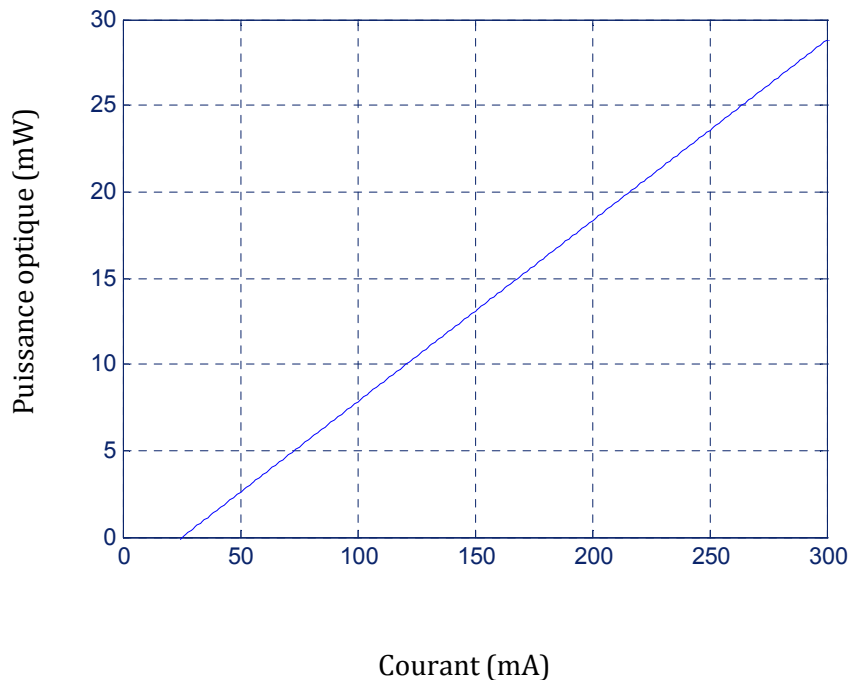


Figure 3.3.1 Puissance optique en fonction du courant de polarisation pour le laser DFB NTT Electronics NLK1C6D1AA.

Nous avons aussi utilisé :

- ♣ Un polariseur *Fiber Bench*,
- ♣ Deux contrôleurs de polarisation : *In line PC1100* (pertes d'insertion 0,3 dB) et *General Photonics PolaRITE* (pertes d'insertion 0,1 dB).
- ♣ Un séparateur de polarisation *Canadian instrumentation & research ltd. 968P*
- ♣ Un miroir de Faraday *General Photonics FRM-001* (pertes d'insertion 0,36 dB)

- ♣ Un photodétecteur *Discovery semiconductors DSC40S* avec une bande passante de 17 GHz et une responsivité de 0,77 A/W à 1555 nm.
- ♣ Un générateur de signaux *Wiltron 6747A-20* pour obtenir le signal de référence RF (Entrée RF, Figure 3.2.2).

Finalement, nous allons discuter du choix du modulateur de phase. Celui-ci joue un rôle très important dans le HFG parce que, comme nous l'avons signalé dans les équations 3.2.12 et 3.2.13, la valeur de l'amplitude de la tension RF, nécessaire pour placer le système dans le point de fonctionnement requis, dépend des caractéristiques du modulateur, telles que V_π et η .

Pour les premières expériences, nous avons utilisé un modulateur de phase *Photline technologies MPZ-LN-10 LiNbO₃*, avec un $V_\pi = 6,2V$, une bande passante de 10 GHz et une puissance maximale en entrée de 26 dBm. Malheureusement, la puissance nécessaire pour placer le système dans le point de fonctionnement souhaité, était largement supérieure à cette valeur et nous avons dû changer de modulateur.

Comme nous l'avons déjà signalé, le système HFG nous permet de multiplier la fréquence du signal de référence par, 2, 4 ou même 6 fois sa valeur de fréquence. Selon la figure 3.2.3, si nous voulons favoriser la quatrième harmonique, il nous faut une valeur de $K = 5,2$. Dans ce cas, nous pouvons utiliser les valeurs de V_π et de η du modulateur et les remplacer dans les équations 3.2.12 et 3.2.13 pour trouver la valeur d'amplitude RF (A) nécessaire, pour que l'harmonique dominant en sortie du système soit la quatrième. Nous obtenons donc :

$$A = \frac{K \cdot V_\pi}{\pi} = \frac{5,2 \cdot 6,2 V}{\pi} = 10,06 V \quad 3.3.1$$

Et pour l'architecture avec le miroir de Faraday

$$A = \frac{K \cdot V_\pi}{\pi(1 + \eta)} \quad 3.3.2$$

D'où nous pouvons savoir la valeur maximale et minimale de A pour obtenir en sortie du HFG un signal dont la quatrième harmonique est dominante. Nous avons donc :

$$A_{max} = \frac{5,2 \cdot 6,2 V}{\pi} = 10,06 V$$

$$A_{min} = \frac{5,2 \cdot 6,2 V}{2\pi} = 5,03 V \quad 3.3.3$$

Ces valeurs, très élevées pour le modulateur de phase dont nous disposons, ne nous permettaient pas de placer le système dans le bon point de fonctionnement, les figures 3.3.2 et 3.3.3 montrent le

signal en sortie du système HFG pour les architectures, avec le polariseur et avec le miroir de Faraday, respectivement.

La figure 3.3.2 montre le signal récupéré à l'aide d'un analyseur de spectre électrique (ASE) ; le signal de référence était de 1 GHz, les harmoniques 2 et 4 sont visibles. Le système est placé dans une valeur de K (figure 3.2.3) pour lequel la 2^{ème} harmonique est dominante. Ce système était très sensible aux perturbations externes, de ce fait, nous avons décidé de continuer les expériences exclusivement avec l'architecture du miroir de Faraday.

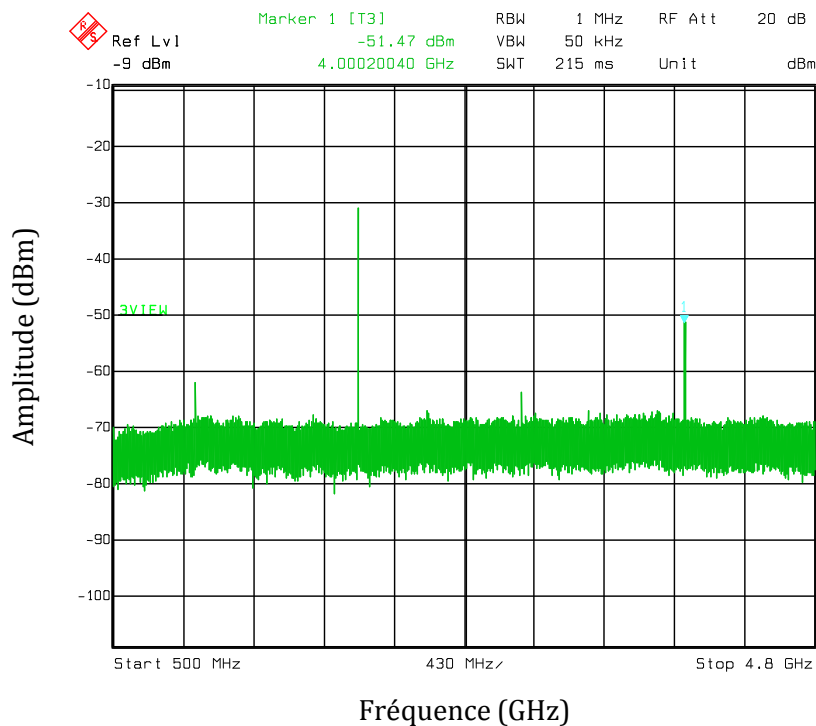


Figure 3.3.2 Sortie du système HFG pour l'architecture avec le polariseur, La 2^{ème} et 4^{ème} harmoniques sont visibles. La 2^{ème} harmonique est dominante.

La figure 3.3.3 montre le signal en sortie du HFG, pour l'architecture avec le miroir de Faraday. Celui-ci est récupéré avec un ASE, les harmoniques 2, 4 et 6 sont visibles. Si la 4^{ème} harmonique est bien dominante, la deuxième est encore significative. Nous avons donc, décidé d'utiliser un autre modulateur de phase, avec une puissance RF maximale en entrée plus grande et avec un V_{π} supérieur, à fin de pouvoir placer le système dans le point où $K = 5,1$ (figure 3.2.3).

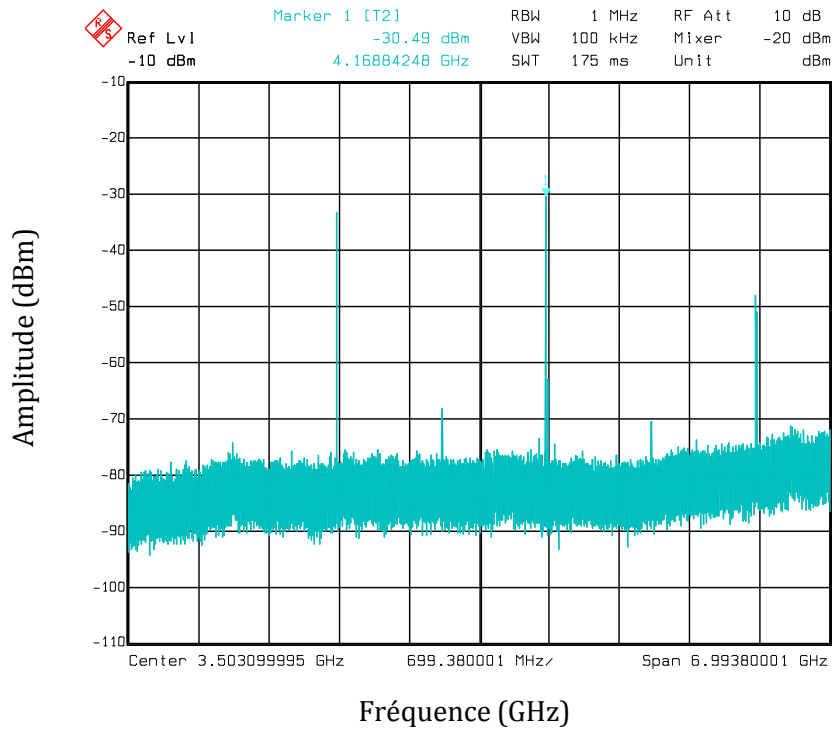


Figure 3.3.3 Sortie du système HFG pour l'architecture avec le miroir de Faraday, La 2^{ème}, 4^{ème} et 6^{ème} harmoniques sont visibles. La deuxième harmonique est la plus grande.

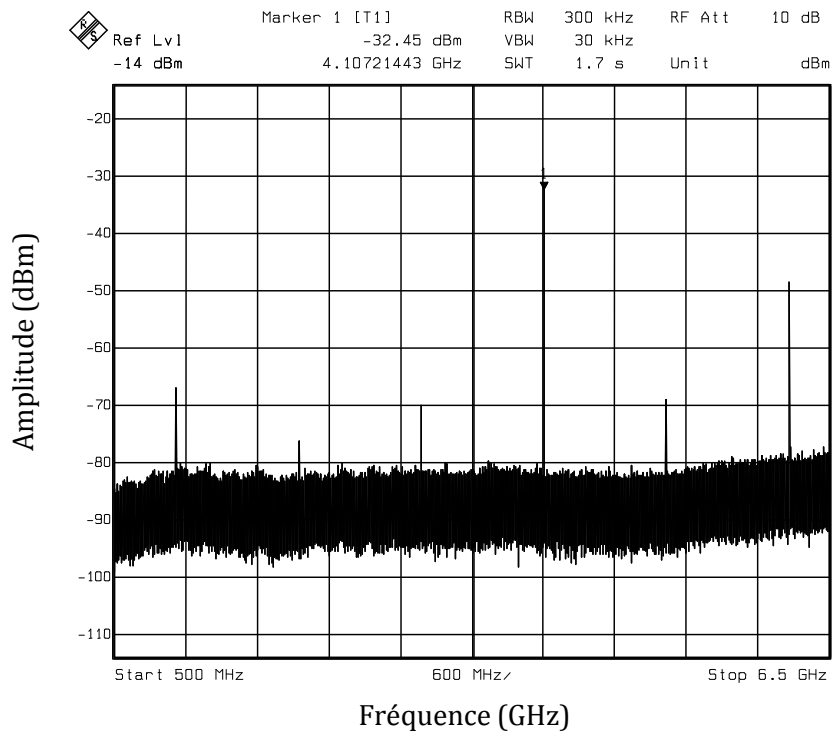


Figure 3.3.4 Signal en sortie du HFG pour l'architecture avec le miroir de Faraday, 2^{ème}, 4^{ème} et 6^{ème} harmoniques sont présentes, la 4^{ème} est la dominante.

Nous avons ainsi utilisé un modulateur de phase *Photline technologies MPZ-LN-20 LiNbO₃* avec une bande passante de 20 GHz, un $V_{\pi} = 7 V$ et une puissance RF max 34 dBm.

La figure 3.3.4 montre le signal en sortie du HFG, pour l'architecture avec le miroir de Faraday avec ce nouveau modulateur. Nous pouvons observer la 4^{ème} harmonique dominante, notamment par rapport à la 2^{ème} harmonique. La 6^{ème} harmonique est aussi présente, comme le prédit la théorie.

Une dernière expérience à été réalisée afin d'observer le comportement du bruit de phase des harmoniques par rapport au bruit de phase du signal de référence. La figure 3.3.5 montre les valeurs mesurées de bruit de phase du signal, en entrée et en sortie du HFG. Le signal en entrée, issu du générateur Wiltron 6747-20 était à 2,49 GHz et le signal, dont le bruit de phase est indiqué en bleu sur la figure 3.3.5, était sa 4^{ème} harmonique à 9,96 GHz.

Le bruit de phase du signal en sortie est dégradé, par rapport à celui du signal de référence, de $20\log(h)$, où h est le facteur de multiplication, dans ce cas 4, c'est-à-dire une dégradation approximée de 12 dB, ce qui correspond bien à la théorie [9].

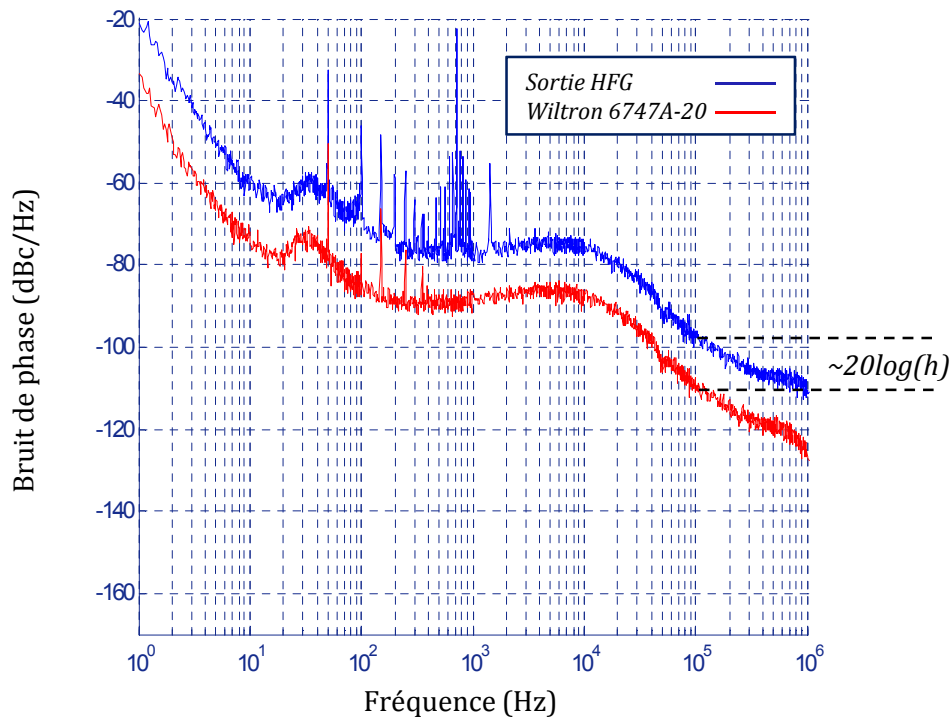


Figure 3.3.5 Bruit de phase du signal en entrée et en sortie du HFG.

Références

- [1] Bahaa E. A. Saleh, Malvin Carl Teich, "Fundamentals of Photonics", ISBN: 978-0-471-35832-9, 2^{ème} édition, 2007.
- [2] Jerrard H. G., "Transmission of light through Birefringent and Optically active Media: the Poincaré Sphere", Journal of the Optical society of America, Vol.44, No. 8, pp. 634-640, août 1954.
- [3] Yao Steve, "Polarization in Fiber systems: Squeezing out More Bandwidth", The Photonics Handbook, Laurin Publishing, 2003.
- [4] Joindot Irène, Joindot Michel, "Les Télécommunications par Fibres Optiques", ISBN:2100027875, 1^{ère} édition, 1996.
- [5] Martinelli Mario, "A Universal Compensator for Polarization Changes Induced by Birefringence on a Retracing Beam", Optics Communications, Vol. 72, No. 6, pp. 341-344, août 1989.
- [6] Jones Clark, "A New Calculus for the Treatment of Optical Systems. I. Description and Discussion of the Calculus", Journal of the optical society of America, Vol. 31, pp. 448-493, juillet 1941.
- [7] Yariv Amnon, "Operator algebra for propagation problems involving phase conjugation and nonreciprocal elements", Vol. 26, No. 21, novembre 1987.
- [8] Singh Jasprint, "Optoelectronics, An Introduction to Materials and Devices", ISBN: 0-07-114727-6, 1^{ère} édition, 1996.
- [9] Hedekvist Olof, Olsson Bengt-Erik, Wiberg Andreas, "Microwave Harmonic Frequency Generation Utilizing the Properties of an Optical Phase Modulator", Journal of Lightwave Technology, Vol. 22, No. 3, pp. 882-886, mars 2004.
- [10] Wiberg Andreas, Hedekvist Olof, "Photonic Microwave Generator utilizing Narrowband Brillouin Amplification and a Fiber-based Oscillator", Proceedings of Spie, Vol. 5466, 2004.

Chapitre 4

Nouvelles architectures pour la génération de signaux microondes

Dans les chapitres précédents nous avons présenté deux techniques pour la génération de signaux microondes : l'oscillateur optoélectronique et le générateur d'harmoniques de fréquence. La première comporte plusieurs avantages tels que la qualité du signal et les possibles évolutions de l'architecture. Pour cette technique, selon la fréquence d'oscillation désirée et le coût envisagé, on peut construire un système d'une façon simple et économique comme dans le cas de l'oscillateur à base de VCSEL VBO (Fréquences jusqu'à 10 GHz), ou bien un système plus complet tel que l'oscillateur double boucle (Fréquences jusqu'à 40 GHz, voire plus).

La deuxième technique présentée, le générateur d'harmoniques de fréquence, possède l'avantage de permettre la multiplication de la fréquence d'un signal de référence. Dans ce cas, il s'avère nécessaire d'utiliser une référence de bonne pureté spectrale pour obtenir en sortie un signal de bonne qualité à très haute fréquence ; d'où l'intérêt d'utiliser un OEO pour générer le signal de référence du HFG.

Dans ce chapitre, nous présenterons d'abord plusieurs configurations dans lesquelles nous utilisons un OEO et un HFG ensemble, pour concilier les avantages des deux sous-systèmes et générer ainsi un signal de bonne pureté spectrale en haute fréquence microonde. Tout d'abord, nous présenterons la démarche qui utilise un VBO pour générer le signal de référence et puis nous utiliseront un oscillateur optoélectronique double boucle (ODB) comme celui que nous avons décrit dans la section 1.3.4.

A la fin de ce chapitre, nous présenterons des évolutions possibles de l'architecture VBO, qui ont pour but d'augmenter la fréquence de fonctionnement de l'oscillateur ou bien de l'utiliser dans de nouvelles applications.

4.1 Le générateur d'harmoniques de fréquence (HFG) commandé par un oscillateur optoélectronique (OEO)

La figure 4.1.1 montre le principe utilisé pour la création de ce dispositif. Un oscillateur du type OEO est utilisé pour produire un signal de référence de fréquence f_0 , qui est ensuite utilisé comme entrée du HFG. En sortie du générateur d'harmoniques nous pouvons récupérer un signal de fréquence $2f_0$, $4f_0$ ou même $6f_0$. Tout le système peut être vu comme un oscillateur avec une architecture permettant la génération de signaux microondes, voire millimétriques selon l'architecture OEO utilisée.

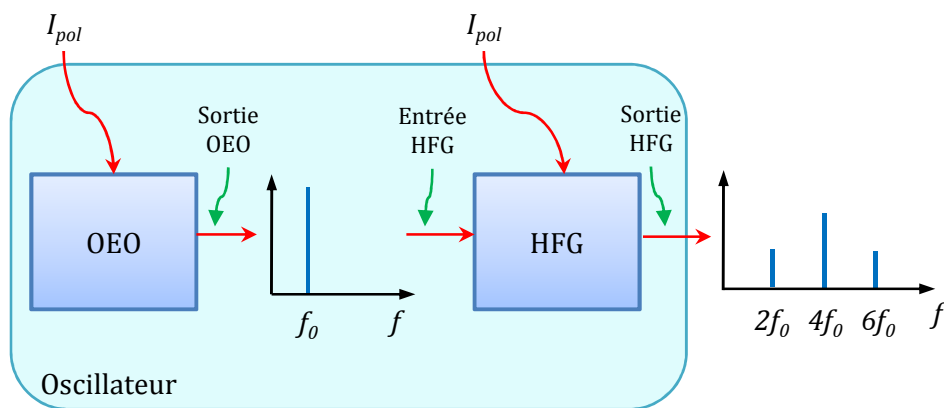


Figure 4.1.1 Principe utilisé pour la création d'un oscillateur composé d'un OEO et d'un HFG.

4.1.1 Le générateur de fréquences harmoniques (HFG) commandé par un VBO.

La figure 4.1.2 montre les détails de l'architecture utilisée pour la construction de ce système. À gauche nous voyons un diagramme schématisé et à droite nous voyons une photo du montage réalisé au laboratoire, pour l'exécution des expériences. Le VBO est chargé de générer un signal de bonne qualité qui sera ensuite utilisé comme référence RF pour le HFG. Sur la photo nous pouvons observer que le système est assez simple et ne comporte pas de composants trop encombrants, ce qui était un des objectifs de la réalisation de cette architecture. Cependant, plusieurs choses restent encore à améliorer : par exemple, l'utilisation de deux sources optiques, une pour chaque sous-système. Même si une solution n'est pas encore trouvée, des architectures commencent à être proposées [4], qui pourraient donner lieu à de nouvelles idées ; ceci reste un sujet ouvert pour de nouvelles propositions de recherche.

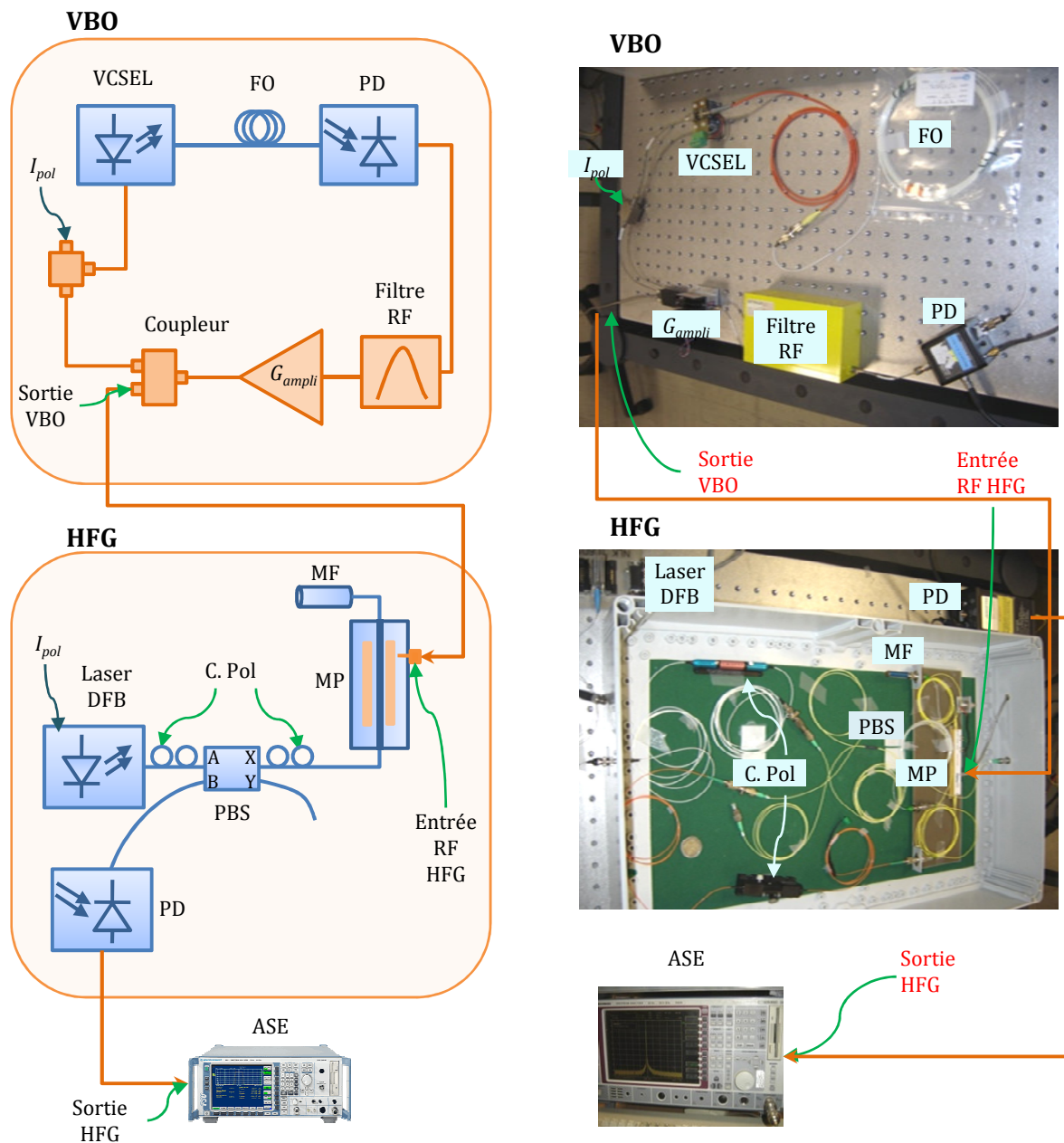


Figure 4.1.2 Architecture de l'oscillateur composé par un VBO et un HFG. A gauche le schéma et à droite une photographie du montage.

Avec un montage comme celui de la figure 4.1.2 nous avons réalisé deux expériences. La première avec un VBO à 900 MHz, pour obtenir en sortie du HFG la 4^{ème} harmonique à 3,6 GHz. La figure 4.1.3 montre le spectre du signal en sortie du dispositif HFG après photodétection. Nous pouvons observer les harmoniques à l'aide de l'ASE. La 4^{ème} harmonique est la dominante, même si la 6^{ème} harmonique est aussi présente. La figure 4.1.4 est un zoom de la précédente, montrant cette 4^{ème} harmonique à 3,6 GHz.

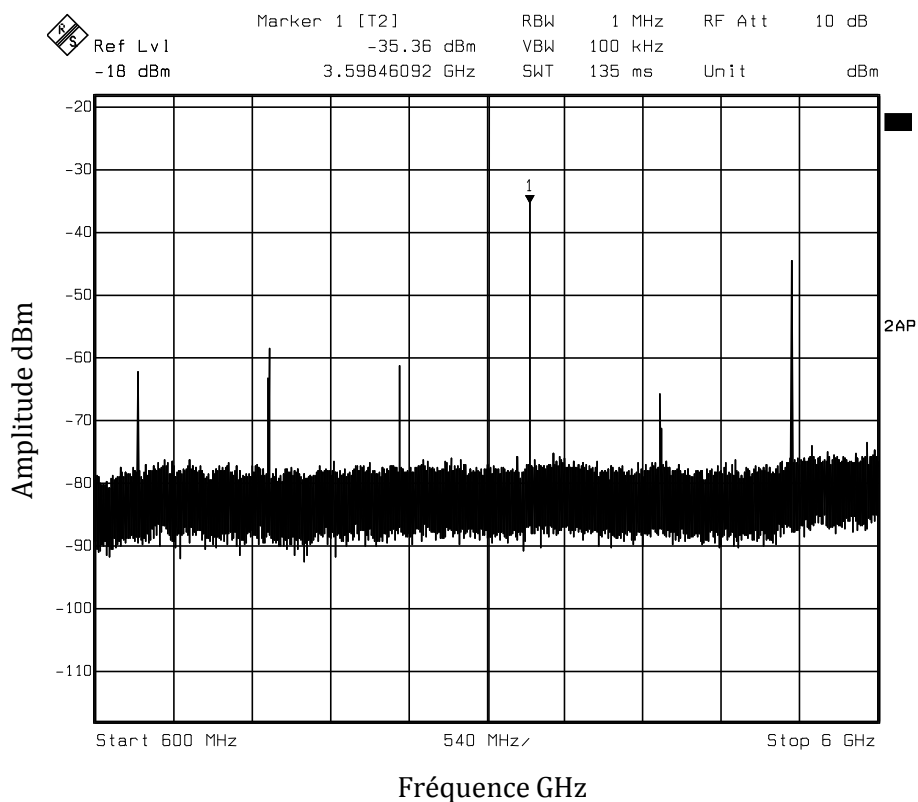


Figure 4.1.3 Harmoniques en sortie du HFG générées à partir d'un signal provenant d'un VBO à 900 MHz.

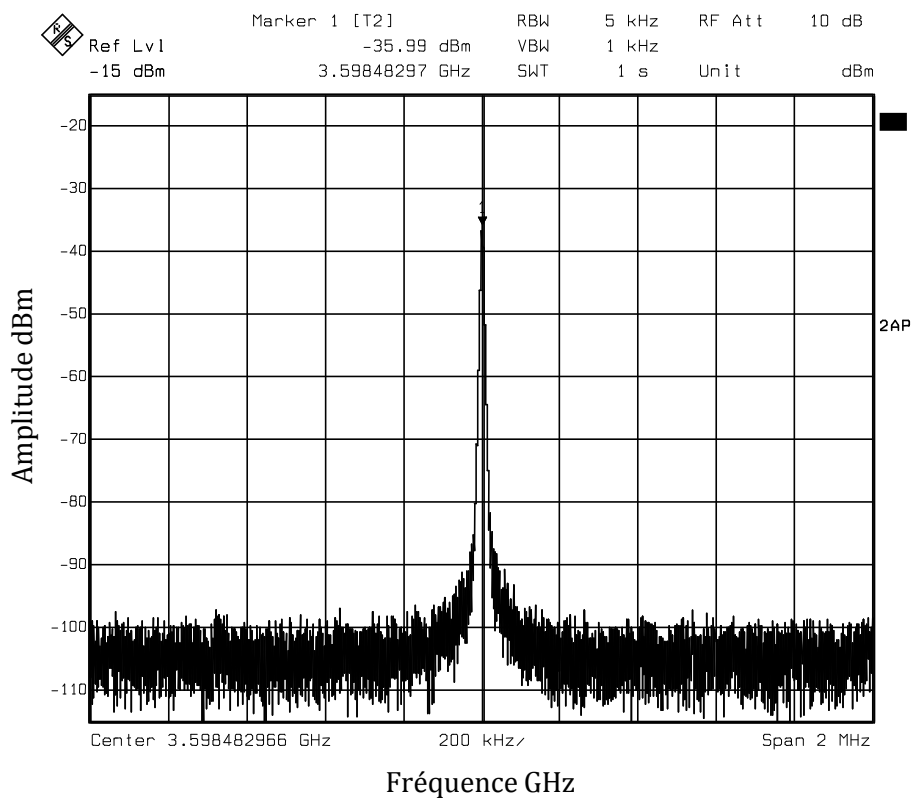


Figure 4.1.4 4^{ème} Harmonique en sortie du HFG à 3,6 GHz générée à partir d'un signal de référence à 900 MHz issu d'un VBO.

La deuxième expérience avait pour objectif de monter en fréquence ; dans ce but un VBO à 2,49 GHz a été utilisé pour produire le signal de référence du HFG permettant ainsi de générer des signaux à 4,98 GHz 9,96 GHz et même 14,94 GHz. La figure 4.1.5 montre les harmoniques en sortie du système HFG sur l'ASE. Un des principaux problèmes de cette architecture est le niveau de puissance des signaux générés qui reste assez faible. Une amélioration possible pourrait consister à l'utilisation d'un photodétecteur avec une meilleure responsivité.

Par ailleurs, une optimisation du temps t_d qui représente le temps de retard du signal entre le miroir de Faraday et le modulateur de phase, est nécessaire, comme nous l'avons signalé dans le chapitre 3 (Expression 3.2.9). Dans ce cas, étant donné que la fréquence de référence reste fixe nous avons utilisé différentes longueurs de fibre optique pour changer le temps t_d .

La figure 4.1.6 montre le spectre de la 4^{ème} harmonique à 9,96 GHz, observée à l'ASE.

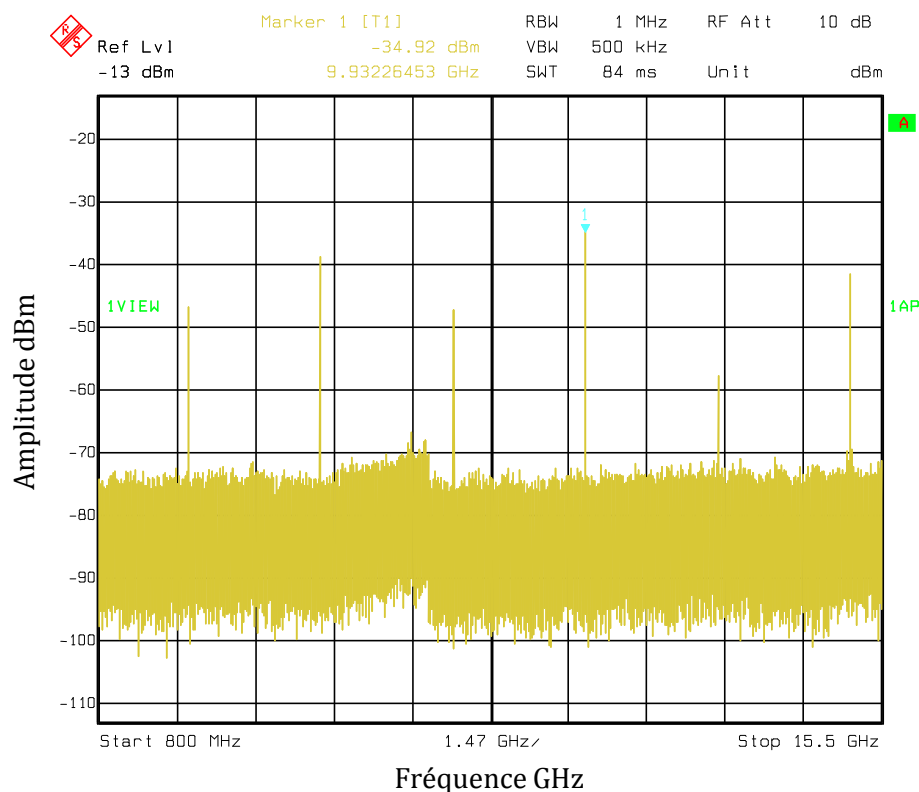


Figure 4.1.5 Harmoniques en sortie du HFG générées à partir d'un signal provenant d'un VBO à 2,49GHz.

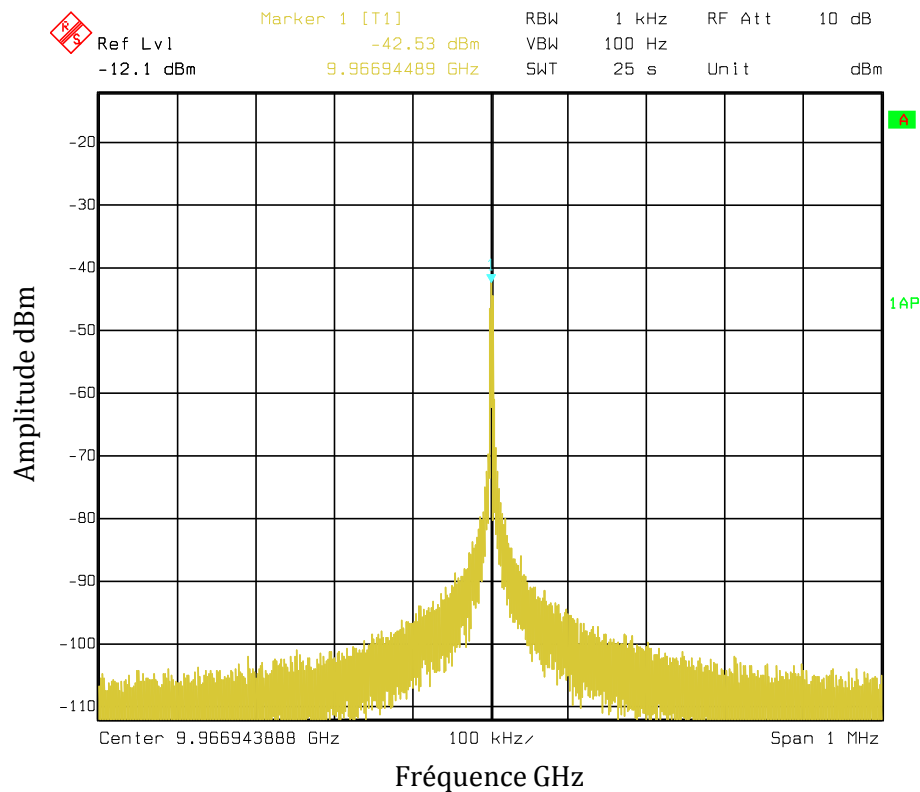


Figure 4.1.6 4^{ème} Harmonique en sortie du HFG à 9,96 GHz générée à partir d'un signal de référence à 2,49GHz issu d'un VBO.

4.1.2 Le générateur d'harmoniques de fréquence (HFG) commandé par un oscillateur optoélectronique double boucle (DBO)

Une dernière expérience a été faite afin de démontrer l'utilisation du système pour la génération de signaux millimétriques. Dans ce cas, il était nécessaire d'utiliser une référence d'au moins 10 GHz de fréquence et les oscillateurs du type VBO dont nous disposions étaient limités à 4 ou 5 GHz. De ce fait, nous avons décidé d'utiliser une autre architecture étudiée au sein du groupe de recherche MOSE : l'oscillateur double boucle ODB (présentée dans la section 1.3.4). Les détails de l'architecture utilisée sont montrés sur la figure 4.1.7 ; le signal de référence pour le HFG est ici généré par l'ODB.

Pour l'implémentation de l'ODB nous avons utilisé un laser monomode DFB à 1550 nm et deux boucles de fibre de 300 m et 1000 m respectivement. Nous avons ainsi généré un signal à 12 GHz, avec un bruit de phase de -115 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse. La figure 4.1.8 montre le spectre de ce signal.

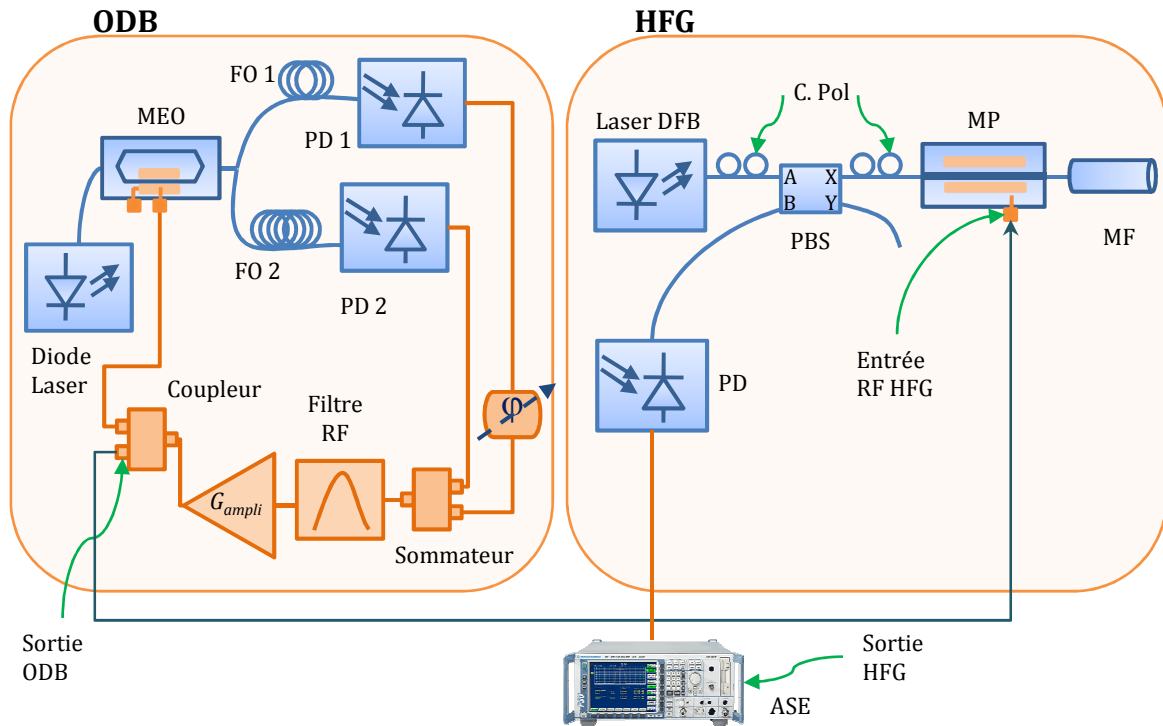


Figure 4.1.7 Détails de l'architecture de l'oscillateur composé par un ODB et un HFG.

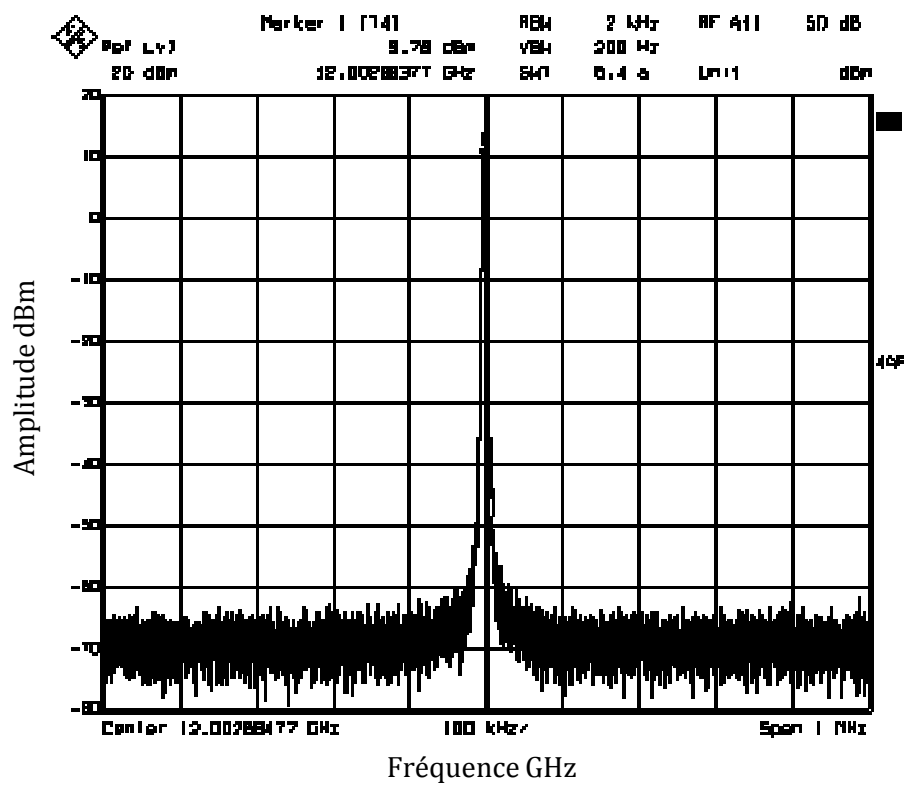


Figure 4.1.8 Signal obtenu en sortie d'un oscillateur double boucle ODB à 12 GHz .

C'est ce signal de 12 GHz, qui est utilisé pour commander l'HFG. De cette façon, en sortie de l'HFG nous pouvons récupérer la 2^{ème} et la 4^{ème} harmonique à 24 GHz et 48 GHz respectivement.

Nous avons obtenu un premier résultat présenté sur la figure 4.1.9 qui montre la deuxième harmonique à 24 GHz.

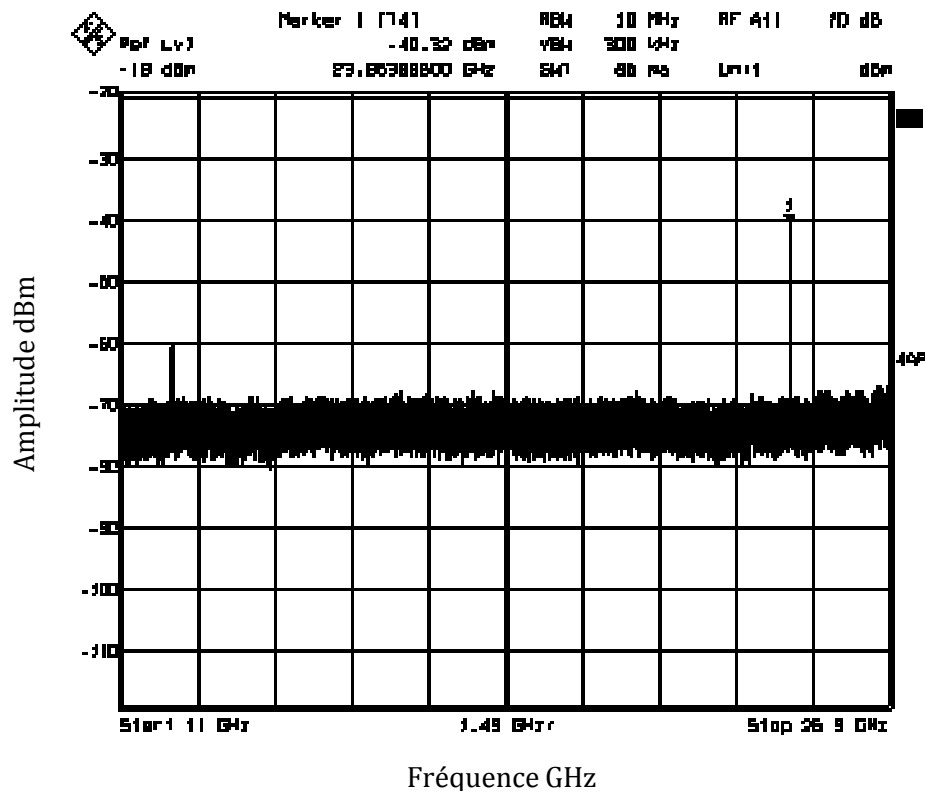


Figure 4.1.9 2^{ème} Harmonique en sortie du HFG à 24 GHz générée à partir d'un signal de référence à 12 GHz issu d'un ODB.

La figure 4.1.10 montre les harmoniques 2 et 4 en sortie du HFG et la figure 4.1.11 représente le spectre de la 4^{ème} harmonique à 48 GHz. La grande difficulté de cette architecture était de trouver un photodétecteur et un ASE avec les bandes passantes suffisantes pour pouvoir observer les harmoniques désirées.

Pour ces expériences nous avons donc utilisé un photodétecteur dont la bande passante est de 45 GHz. De ce fait, la 4^{ème} harmonique est observée avec une très faible puissance, cependant l'objectif a été atteint et les résultats nous encouragent à continuer à travailler avec ce type de dispositif.

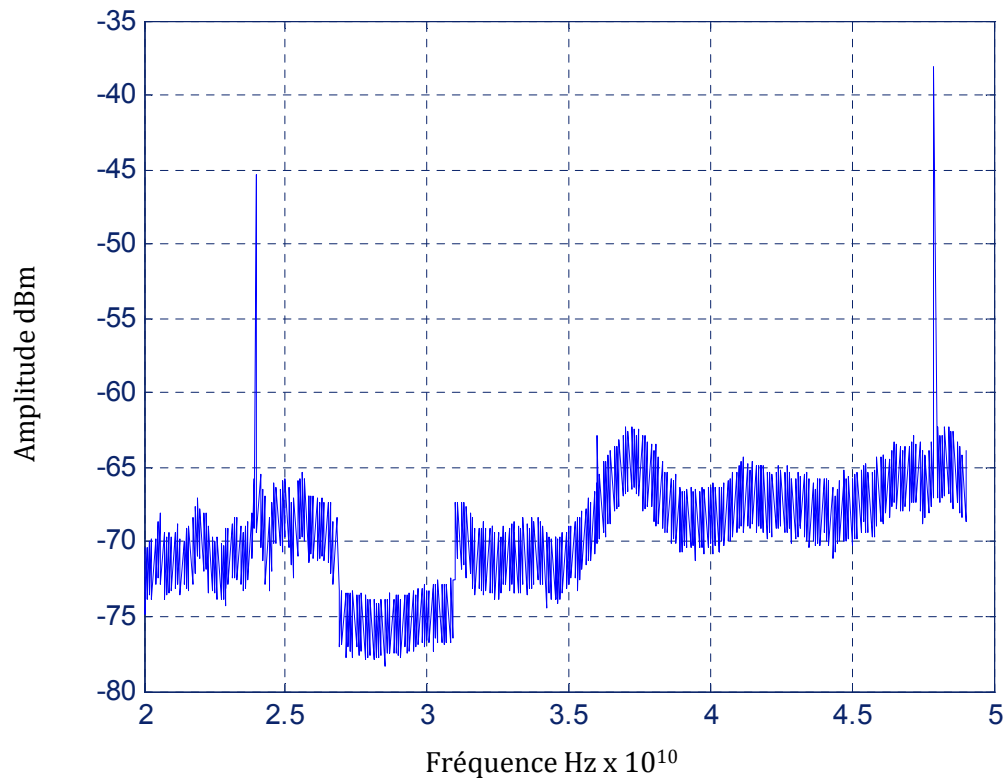


Figure 4.1.10 Harmoniques 2 et 4 en sortie du HFG à 24 GHz et 48 GHz, générées à partir d'un signal provenant d'un ODB à 12 GHz.

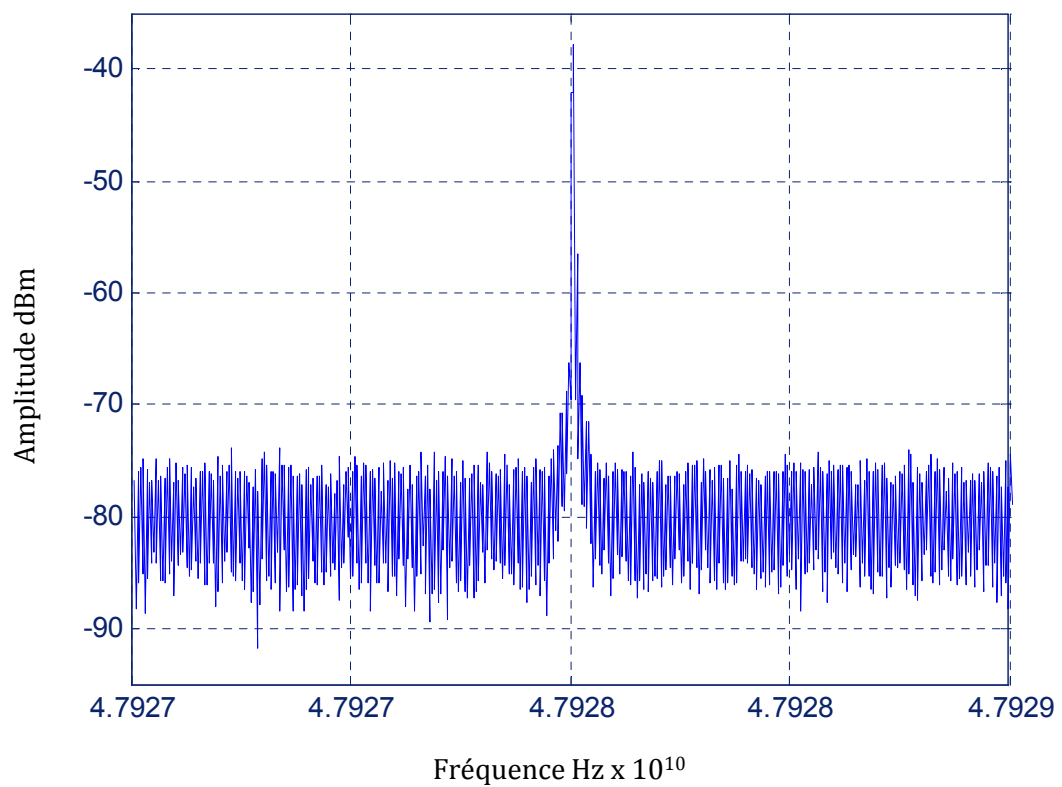


Figure 4.1.11 4^{ème} Harmonique en sortie du HFG à 48 GHz générée à partir d'un signal de référence à 12 GHz issu d'un ODB.

4.2 Evolution de l'architecture VBO

Dans cette section nous montrons quelques techniques dont la base est l'architecture VBO étudiée précédemment dans ce travail de thèse. La présentation de ces techniques dérivées du VBO, a pour objectif d'exposer certaines perspectives pour la suite du travail effectué jusqu'au présent. Bien que nous nous contentions uniquement d'une brève introduction théorique, des travaux expérimentaux concernant ces techniques, commencent à être réalisés dans le groupe MOSE.

4.2.1 Oscillateur du type VBO pour la génération de pulses optiques [1]

Cette configuration, qui est une extension de l'architecture VBO, présente l'avantage de permettre la génération simultanée, d'un signal microonde et de pulses optiques, ces derniers étant synchronisés avec le signal électrique. Ce type d'architecture, est d'un grand intérêt dans des applications qui nécessitent un signal d'horloge à un taux de répétition élevé. Le diagramme correspondant à cette architecture est illustré sur la figure 4.2.1.

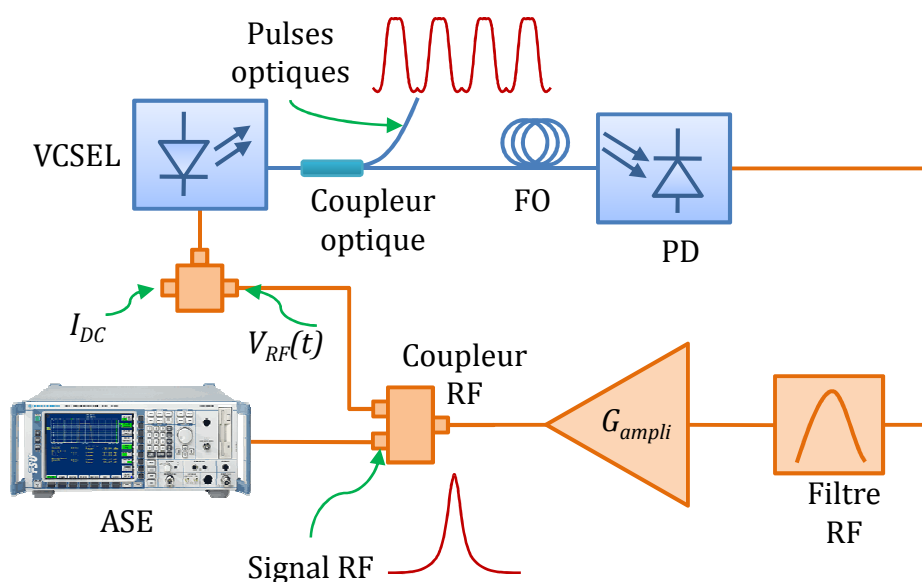


Figure 4.2.1 Architecture pour la génération de pulses.

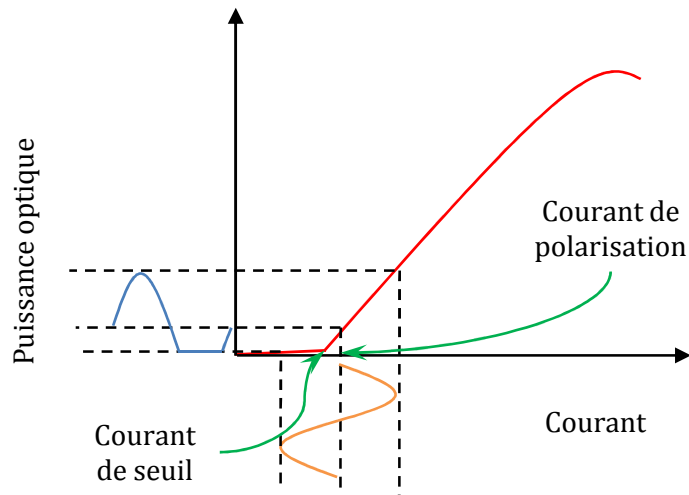


Figure 4.2.2 Point de polarisation et modulation du VCSEL pour la génération de pulses optiques.

Ce montage conserve l'architecture du VBO à laquelle on a ajouté un coupleur après le VCSEL, pour récupérer les pulses optiques. Cette technique du type commutation de gain (de l'anglais *gain switching*) consiste à polariser le VCSEL à un point de fonctionnement proche du seuil. De cette façon, pendant que le laser est au dessus de seuil, il émettra un signal optique. Puis, pendant un certain pourcentage du temps du cycle du signal RF, qui module le VCSEL, correspondant au moment où le VCSEL est en dessous du seuil, l'émission laser cessera. La figure 4.2.2 montre comment polariser le VCSEL en modulation directe pour l'obtention des pulses optiques.

Nous avons trouvé quelques résultats dans la littérature [1] : un oscillateur utilisant un VCSEL à 850 nm (monomode) et une fibre optique de 500 m de longueur a été utilisé pour produire un signal à 2,07 GHz avec un bruit de phase de -103 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse et un train de pulses optiques avec un rapport cyclique compris entre 20 % et 50 %.

4.2.2 Oscillateur du type VBO verrouillé en phase [2],[3]

Cette technique cherche à améliorer l'architecture VBO proposée, en termes de la stabilité et de la fréquence de fonctionnement de l'oscillateur. Pour cela, cette architecture présente une configuration typique de VBO, c'est-à-dire avec un VCSEL en modulation directe et une boucle optique simple, avec en plus un verrouillage optique à l'aide d'un laser DFB.

Des études récentes ont démontré qu'un VCSEL monomode à 1550 nm verrouillé par un DFB monomode à 1550 nm, peut avoir plusieurs avantages pour ce type de montage en modulation directe [3] : dans la littérature nous avons trouvé des résultats qui montrent que la fréquence de

relaxation d'un VCSEL peut être augmentée de 6 GHz à 50 GHz maximum avec le verrouillage, ce qui induit une bande passante très élevée en modulation directe. De plus, le gain RF dans cette configuration est augmenté de 20 dB maximum et le RIN du VCSEL est amélioré de 15 dB maximum. Ces performances montrent tout l'intérêt de réaliser des oscillateurs optoélectroniques avec des VCSELS verrouillés. La figure 4.2.3 présente un exemple de l'amélioration des performances du VCSEL verrouillé d'après [3]. Sur cette figure nous pouvons voir l'amélioration de la bande passante et du gain RF.

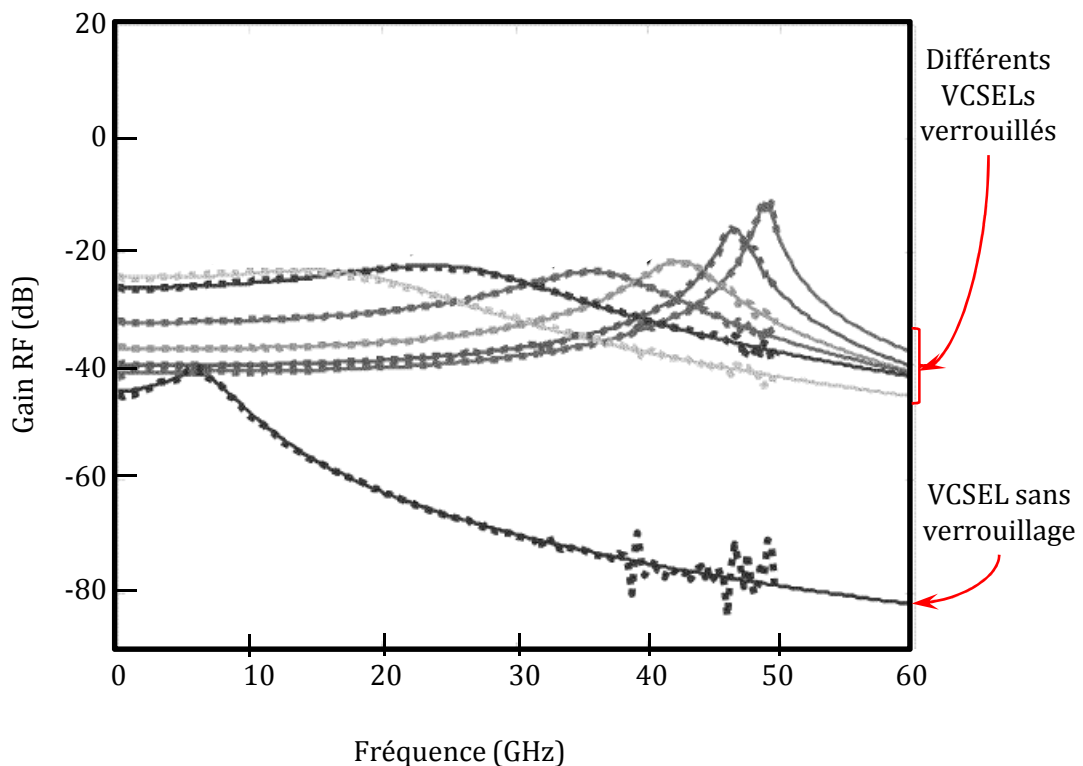


Figure 4.2.3 Comparaison du S_{21} d'un VCSEL sans verrouillage et verrouillé d'après [3].

Le schéma du VBO avec VCSEL verrouillé est montré sur la figure 4.2.4 ; cette architecture a été proposée dans la référence [2]. Ici, un laser maître du type DFB est utilisé pour verrouiller optiquement un autre laser du type VCSEL à l'aide d'un circulateur optique.

Le montage proposé dans cette publication utilisait un laser monomode à 1550 nm, un filtre à 30 GHz et une longueur de fibre de 17 km. Ainsi, les résultats reportés jusqu'à présent sont : un signal généré à 20 GHz avec un bruit de phase de -100 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse [2].

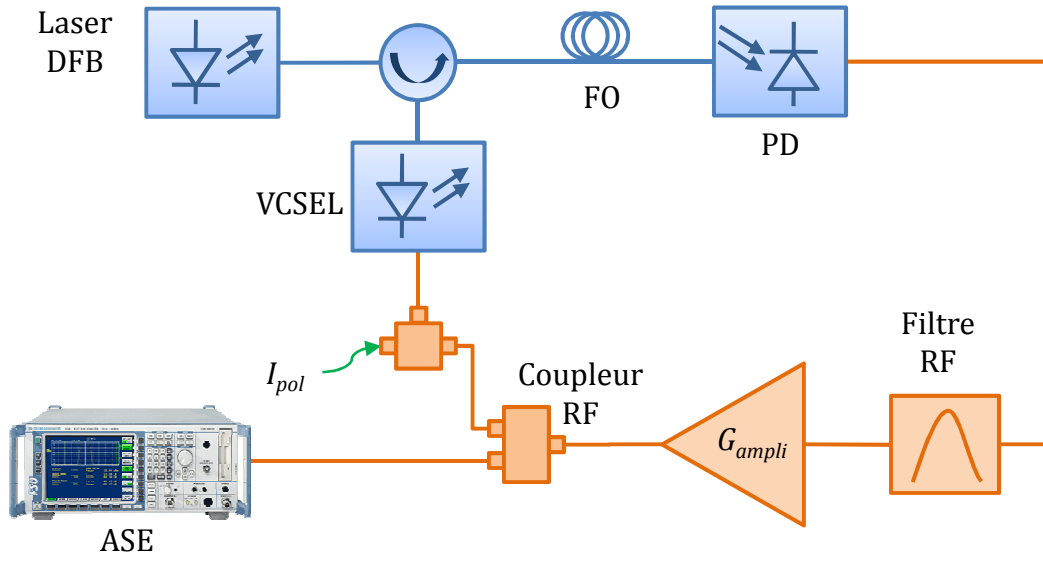


Figure 4.2.4 Architecture du VBO en utilisant le verrouillage de phase.

Références

- [1] P. Devgan, D. Serkland, G. Keeler, K. Geib and P. Kumar, "An Optoelectronic Oscillator Using an 850-nm VCSEL for Generating Low Jitter Optical Pulses" *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 18, No. 5, pp. 685- 687, 1 mars, 2006
- [2] X. Zhao, D. Parekh, H. K. Sung, E. Lau, M. C. Wu and C. J. Chang-Hasnain, "Optoelectronic Oscillator Using Injection-Locked VCSELs", 20th Annual Meeting of the IEEE in Lasers and Electro-Optics Society LEOS 2007, pp. 190-191, 21-25 octobre, 2007.
- [3] L. Chrostowski, X. Zhao and C. J. Chang-Hasnain, "Microwave Performance of Optically Injection-Locked VCSELs", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 54, No. 2, pp. 788-796, février 2006.
- [4] A. Wiberg and P.O. Hedekvist, "Photonic Microwave Generator utilizing Narrowband Brillouin Amplification and Fiber-based Oscillator", *Microwave and Terahertz Photonics, Proceedings of SPIE*, Vol. 5466, pp. 148-156, 2004.

Conclusion

Le travail présenté dans ce manuscrit s'est orienté vers l'étude des techniques optiques pour la génération de signaux microondes, notamment, deux techniques ont été présentées. La première, l'oscillateur optoélectronique OEO, est une technique très développée qui a de très bonnes performances en termes de bruit de phase et de pureté spectrale du signal. La deuxième, le générateur d'harmoniques de fréquence HFG, est une technique très utile quand il s'agit de générer des signaux de haute fréquence.

Nous avons commencé notre étude avec un récapitulatif des concepts généraux sur les oscillateurs : les expressions relatives à la stabilité et les concepts sur le bruit de phase ont été révisés. Ensuite, nous avons procédé à une description théorique des principes et des caractéristiques de fonctionnement de l'OEO classique et de l'oscillateur optoélectronique double boucle ODB.

Certains concepts clés ont été mis en évidence, tels que l'influence de la longueur de la fibre optique sur la qualité de l'oscillation et la nécessité d'un filtre RF de bande passante très étroite pour permettre l'obtention d'un seul mode d'oscillation dans la boucle. Nous avons également pu montrer l'intérêt de l'oscillateur double boucle pour la génération de signaux hautes fréquences.

L'importance de l'utilisation de nouvelles technologies laser a été mise en évidence dans le deuxième chapitre. Nous avons étudié les avantages des nouvelles technologies VCSEL par rapport aux technologies laser conventionnelles. En faisant une brève introduction théorique sur les types de VCSELs existant sur le marché. Ensuite, une étude théorique de l'oscillateur à base de VCSEL (VBO) a été faite. Finalement, dans ce chapitre, des caractérisations expérimentales nous ont permis de constater et de valider les équations données par la théorie.

Différents types d'oscillateurs ont été réalisés à partir de plusieurs sources optiques. Une analyse du bruit de phase des signaux générés a été faite pour les différentes fréquences. En particulier, l'oscillateur à base de VCSEL à 1550 nm a donné de très bons résultats : un signal à 2,49 GHz a été généré avec un bruit de phase de -107,5 dBc/Hz à 10 kHz de la porteuse et une puissance d'oscillation de 15 dBm. Nous avons aussi effectué, une étude du comportement du signal oscillant par rapport à la variation de la température de la fibre optique afin d'évaluer la stabilité de l'oscillateur à moyen terme.

Nous avons ensuite, dans le troisième chapitre de ce manuscrit, travaillé avec une architecture pour la génération d'harmoniques de fréquence. Dans un premier temps, nous avons fait un rappel de la théorie sur la polarisation de la lumière, nécessaire pour comprendre le fonctionnement du dispositif HFG. Postérieurement dans ce chapitre, nous avons présenté les équations et le principe de fonctionnement du HFG pour finalement montrer les résultats expérimentaux obtenus, qui nous ont permis de valider le fonctionnement du HFG avec un signal de référence à 900 MHz, puis avec un signal à 2,49 GHz. En sortie de ce système nous avons pu récupérer des signaux à 3,6 GHz et 9,96 GHz. Une étude sur la dégradation du bruit de phase dans les systèmes multiplicateurs de fréquence a été faite vers la fin du chapitre.

Le dernier chapitre du manuscrit a été consacré à la présentation d'une architecture nouvelle qui reprend les techniques OEO et HFG, pour obtenir un dispositif combinant les avantages des deux techniques. D'un côté la pureté spectrale de l'OEO et d'un autre la possibilité de monter en fréquence grâce à la multiplication de fréquences obtenue avec le HFG. L'implémentation de cette nouvelle architecture nous a permis de générer expérimentalement des signaux à 24 et à 48 GHz.

Nous avons également montré les nombreuses avancées de la technologie VCSEL, ce qui nous permet de prévoir un futur très prometteur pour l'oscillateur à base de VCSEL : dans sa version simple ou dans une version évoluée, comme celle décrite à la fin du quatrième chapitre, pour permettre la génération de pulses optiques. D'autre part, les oscillateurs optoélectroniques représentent aujourd'hui une alternative performante face aux autres oscillateurs en termes de bruit de phase et de fréquence d'oscillation. De cette façon, nous pouvons conclure que ses améliorations ne cesseront pas dans les prochaines années.

Depuis quelques années la possibilité de la miniaturisation des systèmes OEOs a été largement étudiée par plusieurs groupes de recherche dans le monde, notamment l'utilisation de microrésonateurs, qui est une option très intéressante à considérer dans le futur. L'idée consiste à utiliser un microrésonateur à la place de la fibre optique de façon à diminuer la taille du système et avec la possibilité de réaliser un contrôle de température du système plus facilement.

Pour conclure ce manuscrit, au niveau de l'oscillateur hybride issu de techniques OEO et HFG, il reste certaines améliorations à considérer telles que la faible puissance du signal en sortie et la possibilité d'une architecture qui puisse réduire la quantité de sources optiques ; par exemple, une fois que la technologie VCSEL aura atteint sa maturité, l'utilisation d'un seul VCSEL comme source optique est une option envisageable.

Étude et réalisation d'un oscillateur opto-microonde à base de VCSEL pour la génération harmonique de signaux microondes

Les oscillateurs optoélectroniques sont actuellement une alternative compétitive aux oscillateurs entièrement électriques. Les technologies actuelles sont assez performantes en termes de bruit de phase et de largeur de raie et ont ainsi donné naissance à une nouvelle génération d'oscillateurs. Dans cette thèse, nous utilisons ce type d'oscillateur pour générer un signal à une fréquence f_0 . Ce signal peut être utilisé comme référence d'un système générateur d'harmoniques de fréquence (HFG) qui permet de multiplier la fréquence du signal de référence, pour obtenir des signaux à des fréquences $2f_0$, $4f_0$ et $6f_0$.

Une première partie de ces travaux est dédiée à l'étude des oscillateurs optoélectroniques bouclés ; notamment, l'oscillateur optoélectronique à base de laser à cavité verticale émettant par la surface (VCSEL). Cet oscillateur, utilise un VCSEL modulé directement, ce qui présente de nombreux avantages, tels que la faible consommation de courant, le bas coût et la stabilité en température.

Nous présentons ensuite l'architecture HFG. Dans cette configuration, une modulation de phase est transformée en modulation d'amplitude et l'utilisation d'un miroir de Faraday permet d'annuler l'effet sur la polarisation, produit par des perturbations externes à la fibre optique. De cette façon, la stabilité de la configuration est considérablement améliorée.

Finalement, plusieurs réalisations pratiques avec différents types d'oscillateurs sont présentées. Des signaux à 900 MHz, 2.49 GHz et 12 GHz ont été générés avec des oscillateurs optoélectroniques bouclés. En sortie du système HFG, différentes harmoniques ont été obtenues à des fréquences situées dans une plage de 1,8 GHz à 48 GHz.

Mot-clés

Bruit de phase, fréquences harmoniques, génération de signaux RF, miroir de Faraday, modulateur de phase, oscillateur optoélectronique, VCSEL.

Modelling and conception of a VCSEL based opto-electronic oscillator for harmonic microwave signal generation

Optoelectronic oscillators have become an important alternative to generate good quality, high frequency signals thanks to their competitive performances in terms of signal linewidth and phase noise. In this thesis, we use this type of oscillators to generate a signal at a frequency f_0 . This signal, is then used as the reference to drive a system for harmonic frequency generation (HFG). At the output of this HFG system we can recover a signal at $2f_0$, $4f_0$ or $6f_0$.

The first sections of this work are devoted to ring optoelectronic oscillators, especially, the VCSEL based oscillator. This oscillator, based on a direct modulated vertical cavity surface emitting laser (VCSEL) has some advantages like low current consumption, low cost of implementation and good temperature stability.

Afterwards, the setup for the HFG is presented. In this configuration, phase modulation is transformed into amplitude modulation and a Faraday mirror is used in order to improve the stability of the configuration, canceling the effect in polarization fluctuations produced by external perturbations on the fiber.

Finally, several circuits are presented with different types of oscillators at 900 MHz, 2.49 GHz and 12 GHz. At the output of the HFG, different harmonics were obtained at frequencies between 1.8 GHz and 48 GHz.

Keywords

Faraday mirror, harmonic frequency generation, optoelectronic oscillator, phase modulator, phase noise, RF signal generation, VCSEL.