



HAL
open science

Caractérisation de lasers à cascade quantique émettant aux alentours de $10\ \mu\text{m}$ en vue de la réalisation d'un senseur hétérodyne

Marie-Hélène Mammez

► **To cite this version:**

Marie-Hélène Mammez. Caractérisation de lasers à cascade quantique émettant aux alentours de $10\ \mu\text{m}$ en vue de la réalisation d'un senseur hétérodyne. Optique [physics.optics]. 2012. dumas-00755593

HAL Id: dumas-00755593

<https://dumas.ccsd.cnrs.fr/dumas-00755593v1>

Submitted on 26 Nov 2012

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

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



UNIVERSITÉ DE REIMS CHAMPAGNE-ARDENNE - UFR Sciences Exactes et Naturelles

MÉMOIRE

présenté en vue de l'obtention du

Master 2

SPÉCIALITÉ : Physique
PARCOURS : Recherche

Caractérisation de lasers à cascade quantique émettant aux alentours de 10 μm en vue de la réalisation d'un senseur hétérodyne

Marie-Hélène MAMMEZ

Sous la direction des **Professeurs B. PARVITTE et V. ZENINARI**

JURY

PRÉSIDENT :	Mme Virginie ZENINARI	Professeur à l'URCA, GSMA, Responsable du Master 2
MEMBRES :	M. Georges DURRY M. Vladimir TYUTEREV Mme Maud ROTGER M. Michaël MOLINARI M. Jean MICHEL M. Abdelillah EL HDIY M. Philippe GROSSEL	Professeur à l'URCA, GSMA Professeur à l'URCA, GSMA Professeur à l'URCA, GSMA Professeur à l'URCA, LMEN Professeur à l'URCA, LMEN Professeur à l'URCA, LMEN Professeur à l'URCA, GRESPI

Soutenu le 26 juin 2012

Remerciements

Je remercie les professeurs Bertrand PARVITTE et Virginie ZENINARI de m'avoir proposé ce stage et d'avoir apporté des réponses à mes questions.

Je remercie également le professeur Georges DURRY, directeur du Groupe de Spectrométrie Moléculaire et Atmosphérique, de m'avoir accueillie au laboratoire.

Un grand merci aussi à Raphaël VALLON pour son aide et ses conseils.

Merci enfin à Frédéric POLAK et Vincent PARPILLON pour leur aide et leur bonne humeur.

Caractérisation de lasers à cascade quantique émettant aux alentours de 10 μm en vue de la réalisation d'un senseur hétérodyne

Mémoire de Master 2 Physique Recherche, Reims 2012

RÉSUMÉ

Un senseur hétérodyne est un système permettant la détection et la quantification des gaz de manière passive. L'objectif de ce stage est de caractériser l'élément central d'un tel senseur : l'oscillateur local. Il s'agit d'un laser à cascade quantique émettant autour de 10 μm . Cette longueur d'onde correspondant aux bandes fondamentales d'absorption des molécules (bandes les plus absorbantes) permet de s'intéresser à de faibles concentrations de gaz.

Mots clés : Spectrométrie, détection hétérodyne, oscillateur local, lasers à cascade quantique

SUMMARY

Heterodyne spectroscopy is a passive method which enables to detect and quantize gases. This training period work consists in characterizing the core of a heterodyne sensor : the local oscillator. It is a quantum cascade laser which emits at around 10 μm . This wavelength corresponds to fundamental absorption bands of molecules (the most absorbent bands) which enables to take an interest in low concentration of gases.

Key words : Spectrometry, heterodyne detection, local oscillator, quantum cascade lasers

Table des matières

Remerciements	i
Table des matières	iii
Table des illustrations	v
Table des tableaux	vi
Introduction	2
1 Etude théorique de la détection hétérodyne.....	4
1.1 Schéma de principe.....	4
1.2 Battement de deux ondes monochromatiques [1].....	5
1.3 Outils mathématiques [3], [8].....	7
1.4 Mélange optique [9], [8].....	9
1.4.1 Caractérisation des champs	9
1.4.2 Calcul de la densité spectrale de puissance	10
1.4.3 Pureté spectrale croisée [10].....	11
1.4.4 Oscillateur local monochromatique.....	12
1.5 Oscillateur local non-monochromatique [9].....	14
1.5.1 Densité spectrale de courant.....	14
1.5.2 Densité spectrale du signal hétérodyne	14
1.6 Conséquence sur la transmission [1]	15
1.7 Post intégration [9]	17
2 Rapport signal sur bruit	20
2.1 Les sources de bruit	20
2.1.1 Bruit de photons [1], [9]	20
2.1.2 Bruit de Johnson [10]	21
2.1.2.1 Bruit de Johnson pour le mélangeur.....	21
2.1.2.2 Bruit de Johnson pour le préamplificateur	21
2.2 Les bruits intrinsèques au laser [9], [11]	22
2.2.1 Bruit d'intensité	22
2.2.2 Bruit de fréquence	22
2.3 Calcul du rapport signal sur bruit [9], [8].....	23
3 Etude de l'oscillateur local	25
3.1 Oscillateur local en point fixe ou continûment accordable [9].....	25
3.1.1 Oscillateur local en point fixe.....	25
3.1.2 Oscillateur local continûment accordable.....	25
3.2 Caractérisation de l'oscillateur local	26
3.2.1 Pourquoi un QCL ?.....	26
3.2.2 Caractérisation du QCL	26
3.2.2.1 Caractéristiques I – V et I - P	27
3.2.2.2 Gamme d'accord	28
3.2.2.3 Caractérisation du faisceau.....	30
3.3 Etude du bruit de l'oscillateur local.....	32
3.3.1 Utilisation d'un détecteur Vigo.....	32
3.3.2 Utilisation d'un détecteur MCT.....	34
3.4 Cavité Fabry-Pérot.....	36
3.4.1 Utilité.....	36
3.4.2 Réalisation de la cavité	36
3.4.3 Minimisation des pertes.....	38
3.4.4 Protocole d'alignement.....	39

3.4.5 Calcul de la largeur des pics	40
Conclusion	43
Bibliographie	44

Table des illustrations

Fig 1 : Schéma de principe de la détection hétérodyne, THIEBEAUX C., Spectrométrie laser hétérodyne. Thèse GSMA, Reims : UFR Sciences Exactes et Naturelles, 1987, 146 p. : p. 17.....	4
Fig 2: Restriction géométrique sur l'étendue	13
Fig 3 : Effet du repliement spectral sur la transmission : spectre réel (a), spectre hétérodyne (b) ; d'après PARVITTE B. ., Réalisation d'un récepteur hétérodyne accordable dans la fenêtre atmosphérique à 10 microns. Thèse GSMA, Reims : UFR Sciences Exactes et Naturelles, 1997, p. 119.	16
Fig 4 :Bruit d'intensité.....	22
Fig 5 : Bruit de fréquence.....	22
Fig 6 : QCL dans son boîtier HHL.....	26
Fig 7 : Mesure des caractéristiques I-V et I-P.....	27
Fig 8 : Réponse en tension du QCL.....	27
Fig 9 : Réponse en puissance du QCL.....	28
Fig 10 : Gamme d'accord spectral à 15°C	29
Fig 11 : Gamme d'accord spectral à 10°C	29
Fig 12 : Gamme d'accord spectral à 5°C.....	30
Fig 13 : Mesure du spectre de bruit du QCL.....	32
Fig 14 : Spectres de bruit du laser.....	33
Fig 15 : Evolution du bruit intégré avec la puissance du laser	33
Fig 16 : Focalisation du faisceau laser sur le détecteur MCT	34
Fig 17 : Réponse du détecteur MCT avec l'éclairement	35
Fig 18 : Mesure du bruit de fréquence.....	36
Fig 19 : Stabilité géométrique d'une cavité Fabry-Pérot sphérique	36
Fig 20 : Cavité Fabry-Pérot ; $l_{cav} = 50$ mm.....	37
Fig 21 : Schéma de la cavité.....	38
Fig 22 : Signal Fabry-Pérot avec laser monomode ; 10 mV/div et 20 ms/div.....	40

Table des tableaux

<i>Tableau 1 : Mesure de la largeur du faisceau laser</i>	<i>30</i>
<i>Tableau 2 : Valeurs calculées du waist et de sa position.....</i>	<i>31</i>
<i>Tableau 3 : Angles de Brewster en fonction de la longueur d'onde pour une lame en BaF2</i>	<i>39</i>
<i>Tableau 4 : Largeur spectrale du faisceau laser rouge</i>	<i>41</i>

INTRODUCTION

Introduction

De nos jours, l'étude des polluants est un point central des sciences environnementales. De nombreuses méthodes ont été développées pour détecter et quantifier les gaz atmosphériques : spectrométrie d'absorption directe, spectrométrie hétérodyne, spectrométrie photoacoustique...

La détection hétérodyne, à laquelle nous nous sommes intéressés ici, présente deux avantages importants : elle permet d'obtenir un rapport signal sur bruit élevé et de faire des mesures à haute résolution [1]. Ce type de dispositif est donc particulièrement adapté pour la mesure et l'analyse de faibles signaux. La spectrométrie hétérodyne est employée aussi bien pour des applications atmosphériques [2], [3] qu'astronomiques [4] : la lumière de l'étoile traverse l'atmosphère (absorption partielle du rayonnement) puis est déviée vers le senseur où les faisceaux, de l'étoile et de l'oscillateur local, seront superposés. Contrairement à d'autres méthodes spectrométriques (spectrométrie d'absorption directe par exemple), la longueur de parcours sur laquelle se fait l'absorption n'est pas imposée mais recalculée a posteriori en fonction de la position de l'étoile par rapport au senseur. Les profils de raies permettront de retrouver la zone de l'atmosphère dans laquelle a eu lieu l'absorption. La spectrométrie hétérodyne est donc une méthode de mesure à distance.

Ce stage s'est organisé selon deux axes : une partie bibliographique pour comprendre ce qu'est la détection hétérodyne et le rôle d'un laser accordable comme oscillateur local ; et une partie expérimentale portant sur la caractérisation d'un laser à cascade quantique émettant autour de 10 μm et destiné à des mesures hétérodynes atmosphériques.

PARTIE 1 :

ETUDE THEORIQUE DE LA DETECTION HETERODYNE

1 ETUDE THEORIQUE DE LA DETECTION HETERODYNE

La spectrométrie hétérodyne repose sur l'étude de la superposition de deux ondes électromagnétiques. L'une, connue, est émise par un oscillateur local (L) ; c'est un rayonnement idéalement monochromatique. L'autre, a priori polychromatique, constitue la source à analyser (S). Le mélange des deux faisceaux produit un signal de battement translaté dans le domaine radiofréquence (RF). Il est détecté par un mélangeur quadratique.

1.1 Schéma de principe

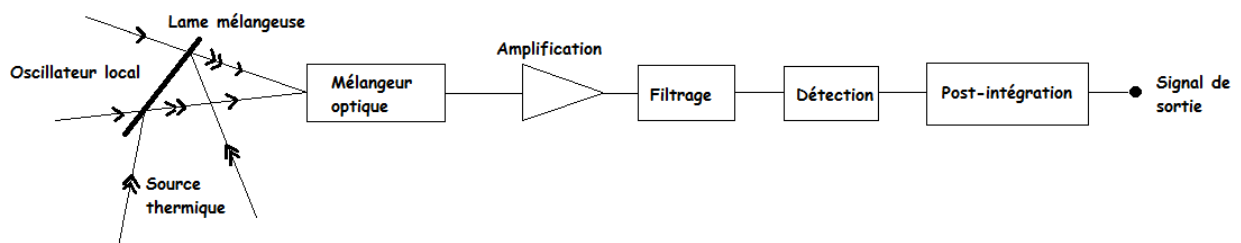


Fig 1 : Schéma de principe de la détection hétérodyne, THIEBEAUX C., Spectrométrie laser hétérodyne. Thèse GSMA, Reims : UFR Sciences Exactes et Naturelles, 1987, 146 p. : p. 17

Le cœur de la détection hétérodyne est constitué par la superposition du faisceau de la source avec celui de l'oscillateur local. Celle-ci peut être réalisée au moyen d'une lame mélangeuse (lame semi-réfléchissante) comme indiqué sur la figure 1 [5], d'un guide d'onde [6]...

Le mélangeur optique (détecteur) est une photodiode quadratique. Celle-ci n'est pas utilisée pour faire une mesure de puissance mais pour réaliser le mélange.

Le rôle de la post-intégration sera explicité à la section 1.7.

1.2 Battement de deux ondes monochromatiques [1]

Intéressons-nous dans un premier temps au battement de deux ondes monochromatiques ayant la même polarisation :

- $\mathcal{E}_S(r, t) = \mathcal{R}e[E_S(r, t)e^{i\omega_S t}]$: champ électrique de la source à analyser ;
- $\mathcal{E}_L(r, t) = \mathcal{R}e[E_L(r, t)e^{i\omega_L t}]$: champ électrique de l'oscillateur local.

r : point du mélangeur ;

t : temps ;

$\mathcal{R}e$: partie réelle ;

E_S, E_L : amplitudes complexes ;

$\mathcal{E}_S, \mathcal{E}_L$: amplitudes réelles ;

ω_S, ω_L : pulsations.

Les fronts d'ondes étant supposés alignés, l'onde résultante s'écrit :

$$\mathcal{E}(r, t) = \mathcal{R}e[E_S(r, t)e^{i\omega_S t} + E_L(r, t)e^{i\omega_L t}]$$

Le détecteur (mélangeur) délivre un courant $di(t)$ par élément de surface :

$$di(t) = \frac{e\eta(r)\mathcal{E}^2(t)dA}{h\nu z_0}$$

$0 \leq \eta(r) \leq 1$: efficacité quantique du détecteur i.e. sa capacité à émettre un électron lorsqu'il absorbe un photon ;

z_0 : impédance caractéristique du milieu de propagation ;

e : charge de l'électron ;

dA : surface élémentaire du mélangeur optique ;

h : constante de Planck ;

ν : fréquence optique du rayonnement.

Le courant total est obtenu en intégrant sur toute la surface D du mélangeur. En développant $\mathcal{E}^2(t)$, on obtient :

$$i(t) = \frac{e}{\hbar\nu z_0} \int_D \eta(r). dA. \left\{ \frac{1}{2} E_S E_S^* + \frac{1}{2} E_L E_L^* + \frac{1}{2} \mathcal{R}e[E_S^2 e^{2i\omega_S t}] + \frac{1}{2} \mathcal{R}e[E_L^2 e^{2i\omega_L t}] \right. \\ \left. + \mathcal{R}e[E_S E_L e^{i(\omega_S + \omega_L)t}] + \mathcal{R}e[E_S E_L^* e^{i(\omega_S - \omega_L)t}] \right\}$$

Les deux premiers termes de cette expression correspondent respectivement aux courants moyens induits par la source (i_S) et l'oscillateur local (i_L). Ce sont les courants que l'on observe lorsque l'on a l'oscillateur local seul ou la source seule. Les trois termes suivants en $2\omega_S$, $2\omega_L$, et $\omega_S + \omega_L$ ne sont pas vus par le détecteur. Une étude quantique montre que ces termes n'existent pas lors d'une détection par absorption de photons dans le moyen infrarouge (IF) [7]. Enfin, le dernier terme en $\omega_S - \omega_L$ est le courant de mélange i_M et correspond au battement à proprement dit entre les deux rayonnements incidents. Il est détecté à condition que la fréquence $\omega = \omega_S - \omega_L$ appartienne à la bande passante B du mélangeur.

$$i(t) = i_S(t) + i_L(t) + i_M(t)$$

$$i_S(t) = \frac{e}{2\hbar\nu z_0} \int_D E_S E_S^* \eta(r). dA$$

$$i_L(t) = \frac{e}{2\hbar\nu z_0} \int_D E_L E_L^* \eta(r). dA$$

$$i_M(t) = \frac{e}{\hbar\nu z_0} \int_D \mathcal{R}e[E_S E_L^* e^{i(\omega_S - \omega_L)t}]. \eta(r). dA$$

Nous avons ainsi montré l'existence d'un terme de battement contenant l'information spectrale de la source à analyser translatée dans le domaine radiofréquence. Le spectre hétérodyne s'étend de $|\nu_S - \nu_L| = 0$ à B dans le domaine RF, soit $\omega_S = -B$ à B dans le spectre réel (repliement spectral).

1.3 Outils mathématiques [3], [8]

La description précédente ne permet pas de tenir compte de toutes les propriétés des rayonnements à superposer (désalignement des fronts d'onde...) et du mélangeur.

Nous allons présenter dans cette section les différentes fonctions de corrélation qui vont nous permettre de mieux décrire les faisceaux émis par l'oscillateur local et la source à analyser ainsi que leur mélange.

- Fonction de cohérence mutuelle Γ :

$$\Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t_1, t_2) = \langle V^*(\vec{r}_1, t_1) \cdot V(\vec{r}_2, t_2) \rangle_e$$

Dans le cas d'un champ stationnaire et ergodique, la moyenne sur un ensemble d'éléments $\langle \dots \rangle_e$ égale la moyenne temporelle $\langle \dots \rangle_t$:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) = \langle V^*(\vec{r}_1, t) \cdot V(\vec{r}_2, t + \tau) \rangle_t = \frac{1}{b-a} \int_a^b V^*(\vec{r}_1, t) \cdot V(\vec{r}_2, t + \tau) \cdot dt \\ \tau = t_1 - t_2 \end{array} \right.$$

a et b représentent un grand nombre de périodes.

V peut être soit le potentiel scalaire, soit une composante du potentiel vecteur ou du champ électrique. Dans notre cas, il s'agit d'une composante du champ.

Notons que : $I(\vec{r}, t) = V^*(\vec{r}, t) \cdot V(\vec{r}, t + \tau)$ est une intensité instantanée. On peut donc écrire : $\langle I(\vec{r}, t) \rangle = \Gamma(\vec{r}, \vec{r}, 0)$; où $\Gamma(\vec{r}, \vec{r}, 0)$ est la fonction d'auto-corrélation.

Nous n'avons cité ici que les fonctions d'ordre 1. Il existe des fonctions de corrélation d'ordre supérieur.

$$\Gamma^{(M,N)}(x_1, x_2, \dots, x_M; y_1, y_2, \dots, y_N) = \langle V^*(x_1) \cdot V^*(x_2) \dots V^*(x_M) V(y_1) V(y_2) \dots V(y_N) \rangle$$

Nous utiliserons en particulier les fonctions suivantes :

$$\Gamma^{(1)}(\vec{r}, \tau) = \Gamma^{(1,1)}(x_1; y_1)$$

$$\Gamma(\vec{r}, \vec{r}', \tau) = \Gamma^{(1,1)}(x_1; x_2)$$

$$\Gamma^{(2)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) = \Gamma^{(2,2)}(x_1, x_2; x_1, x_2)$$

avec $x_1 = (\vec{r}_1, t)$; $x_2 = (\vec{r}_2, t + \tau)$; $y_1 = (\vec{r}_1, t + \tau)$.

- Degré complexe de cohérence γ :

Il est possible de normer la fonction de cohérence mutuelle pour faire apparaître le degré complexe de cohérence.

$$\gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) = \frac{\Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)}{[\Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_1, 0) \cdot \Gamma(\vec{r}_2, \vec{r}_2, 0)]^{1/2}}$$

- Fonction de cohérence à temps égal J :

$$J(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, 0)$$

- Densité spectrale croisée W :

$$W(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \omega) \cdot \delta(\omega - \omega') = \langle V^*(\vec{r}_1, \omega) \cdot V(\vec{r}_2, \omega') \rangle_e$$

Γ et W sont liées par le théorème de Wiener-Kintchine :

$$\begin{cases} \Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} W(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \omega) \cdot e^{-i\omega\tau} \cdot d\omega = TF[W(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \omega)] \\ W(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) \cdot e^{i\omega\tau} \cdot d\tau = TF^{-1}[\Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)] \end{cases}$$

En particulier, $S(\vec{r}, \omega) = W(\vec{r}, \vec{r}, \omega)$ est appelée densité spectrale et correspond à la transformée de Fourier inverse de l'intensité moyenne $\langle I(\vec{r}, t) \rangle$.

1.4 Mélange optique [9], [8]

1.4.1 Caractérisation des champs

L'utilisation des fonctions de cohérence permet de prendre en compte la dépendance spatio-temporelle du champ. Nous avons dit précédemment que la détection hétérodyne résulte de la superposition de deux faisceaux :

- un oscillateur local polarisé rectilignement ;
- et une source thermique sans direction de polarisation privilégiée.

On peut décomposer le rayonnement de la source thermique selon deux axes, l'un parallèle et l'autre perpendiculaire à la direction de polarisation de l'oscillateur local. Il s'ensuit que le battement n'est possible qu'entre l'oscillateur local et la composante parallèle de la source thermique. On se place alors dans le cas d'un champ scalaire :

$$E(\vec{r}, t) = E_L(\vec{r}, t) + E_S(\vec{r}, t)$$

Les fonctions de corrélation du champ total s'écrivent alors :

$$\begin{cases} \Gamma^{(1)}(\vec{r}, \tau) = \Gamma_L^{(1)}(\vec{r}, \tau) + \Gamma_S^{(1)}(\vec{r}, \tau) \\ \Gamma^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}', \tau) = \Gamma_L^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}', \tau) + \Gamma_S^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}', \tau) + 2 \cdot \Gamma_S^{(1)}(\vec{r}, 0) \cdot \Gamma_L^{(1)}(\vec{r}', 0) + 2 \cdot \mathcal{Re}[\Gamma_S(\vec{r}, \vec{r}', \tau) \cdot \Gamma_L^*(\vec{r}, \vec{r}', \tau)] \end{cases}$$

Ceci nous amène à détailler les fonctions $\Gamma^{(2)}$ selon qu'il s'agit de l'oscillateur local ou de la source thermique. Le champ de la source thermique subit des fluctuations de type gaussien (Mandell et coll., 1995, cités dans [9]) ; d'où :

$$\Gamma_S^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}', \tau) = \Gamma_S^{(1)}(\vec{r}, 0) \cdot \Gamma_S^{(1)}(\vec{r}', 0) + |\Gamma_S(\vec{r}, \vec{r}', \tau)|^2 = J_S(\vec{r}) \cdot J_S(\vec{r}') + |\Gamma_S(\vec{r}, \vec{r}', \tau)|^2$$

Pour un corps noir (source thermique faiblement cohérente) :

$$J_S(\vec{r}) \cdot J_S(\vec{r}') \gg |\Gamma_S(\vec{r}, \vec{r}', \tau)|^2$$

Pour le moment, nous supposons notre oscillateur local idéal (i.e. monochromatique et parfaitement stabilisé en amplitude) ; d'où :

$$\Gamma_L^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}', \tau) = \Gamma_L^{(1)}(\vec{r}, 0) \cdot \Gamma_L^{(1)}(\vec{r}', 0) = J_L(\vec{r}) \cdot J_L(\vec{r}')$$

1.4.2 Calcul de la densité spectrale de puissance

Le photo-détecteur que l'on utilise est quadratique ; il est donc sensible à la puissance i.e. au carré du courant $i(t)$.

$$i(t) = \frac{e}{h\nu z_0} \int_D \eta(\vec{r}) \cdot E^*(\vec{r}, t) \cdot E(\vec{r}, t) \cdot d\vec{r}$$

Afin d'alléger les écritures, nous poserons par la suite : $\alpha = \frac{1}{h\nu z_0}$

On définit le coefficient de corrélation du courant $C(\tau)$:

$$C(\tau) = \langle i^*(t) i(t + \tau) \rangle$$

$$C(\tau) = e^2 \alpha \cdot \delta(\tau) \int_D \eta(\vec{r}) \cdot \Gamma^{(1)}(\vec{r}, 0) d\vec{r} + (e\alpha)^2 \int_D \int_D \eta^2(\vec{r}) \cdot \Gamma^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}', \tau) d\vec{r} d\vec{r}'$$

Nous pouvons ainsi écrire la « puissance » — $i^2(\omega)$ est un courant par unité de bande passante en $A^2 \cdot Hz^{-1}$ — délivrée par le photo-détecteur :

$$i^2(\omega) = TF^{-1}[C(\tau)] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} C(\tau) \cdot e^{i\omega\tau} \cdot d\tau$$

$$i^2(\omega) = e^2 \alpha \cdot \int_D \eta(\vec{r}) \cdot TF^{-1}[\delta(\tau) \cdot \Gamma^{(1)}(\vec{r}, 0)] d\vec{r} + (e\alpha)^2 \int_D \int_D \eta^2(\vec{r}) \cdot TF^{-1}[\Gamma^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}', \tau)] d\vec{r} d\vec{r}'$$

Il apparaît alors que $i^2(\omega)$ n'est autre que la densité spectrale de puissance du rayonnement détecté (voir le théorème de Wiener-Kintchine). En redéveloppant chaque terme, on obtient :

$$\begin{aligned} i^2(\omega) = & \frac{e^2 \alpha}{2\pi} \int_D \eta(\vec{r}) \cdot \{J_L(\vec{r}) + J_S(\vec{r})\} \cdot d\vec{r} \\ & + \frac{(e\alpha)^2}{2\pi} \cdot \delta(\omega) \int_D \int_D \eta^2(\vec{r}) \cdot \{J_S(\vec{r}) \cdot J_S(\vec{r}') + J_L(\vec{r}) \cdot J_L(\vec{r}') \\ & + 2 \cdot J_S(\vec{r}) \cdot J_L(\vec{r}')\} \cdot d\vec{r} d\vec{r}' \\ & + \frac{(e\alpha)^2}{\pi} \cdot \mathcal{Re} \left\{ \int_D \int_D \eta^2(\vec{r}) \cdot d\vec{r} d\vec{r}' \int W_S(\vec{r}, \vec{r}', \omega') W_L^*(\vec{r}, \vec{r}', \omega + \omega') d\omega' \right\} \end{aligned}$$

Cette densité spectrale contient trois termes principaux :

- une composante continue :

$$\begin{aligned} i_{dc}^2(\omega) &= [i_S(\omega) + i_L(\omega)]^2 \\ &= \frac{(e\alpha)^2}{2\pi} \cdot \delta(\omega) \cdot \int_D \int_D \eta^2(\vec{r}) \cdot \{J_S(\vec{r}') + J_L(\vec{r}) \cdot J_L(\vec{r}') + 2 \cdot J_S(\vec{r}) \cdot J_L(\vec{r}')\} \cdot d\vec{r} d\vec{r}' \end{aligned}$$

- un terme de bruit de photons (cf. section 2.1.1) :

$$i_{sn}^2(\omega) = \frac{e^2\alpha}{2\pi} \int_D \eta(\vec{r}) \cdot \{J_L(\vec{r}) + J_S(\vec{r})\} \cdot d\vec{r} \cong \frac{e^2\alpha}{2\pi} \int_D \eta(\vec{r}) \cdot J_L(\vec{r}) \cdot d\vec{r}$$

Lorsqu'on utilise un laser à cascade quantique comme oscillateur local, la condition $J_L(\vec{r}) \gg J_S(\vec{r})$ est remplie sans difficulté.

- le terme hétérodyne :

$$i_h^2(\omega) = \frac{(e\alpha)^2}{\pi} \cdot \mathcal{R}e \left\{ \int_D \int_D \eta^2(\vec{r}) \cdot d\vec{r} d\vec{r}' \int W_S(\vec{r}, \vec{r}', \omega') W_L^*(\vec{r}, \vec{r}', \omega + \omega') d\omega' \right\}$$

1.4.3 Pureté spectrale croisée [10]

Le terme hétérodyne calculé ci-dessus peut être simplifié en se basant sur l'hypothèse de pureté spectrale croisée.

Considérons deux ondes électromagnétiques cohérentes interférant dans un plan P_1 . Soit un second plan P_2 situé après P_1 (toujours dans la zone de superposition des faisceaux). On dit qu'il y a pureté spectrale croisée si la densité spectrale de puissance est identique au niveau du plan P_1 et au niveau du plan P_2 . Dans ce cas, il est possible de séparer les variables d'espace et de temps dans l'expression de la densité spectrale croisée :

$$W_S(\vec{r}, \vec{r}', \omega') = J_S(\vec{r}, \vec{r}') \cdot S_S(\omega')$$

$$W_L(\vec{r}, \vec{r}', \omega') = J_L(\vec{r}, \vec{r}') \cdot S_L(\omega')$$

$$\text{avec : } S_S(\omega') = \int_{-\infty}^{+\infty} \gamma_S(\tau) e^{i\omega'\tau} d\tau ; \text{ et } S_L(\omega') = \int_{-\infty}^{+\infty} \gamma_L(\tau) e^{i\omega'\tau} d\tau$$

On suppose ici que les degrés complexes de cohérence $\gamma_S(\tau)$ et $\gamma_L(\tau)$ sont indépendants du point d'application sur le mélangeur.

La puissance hétérodyne s'écrit alors :

$$i_h^2(\omega) = \frac{(e\alpha)^2}{\pi} \cdot \mathcal{Re} \left\{ \int_D \int_D \eta^2(\vec{r}) \cdot J_S(\vec{r}, \vec{r}') \cdot J_L^*(\vec{r}, \vec{r}') \cdot d\vec{r} d\vec{r}' \int S_S(\omega') \cdot S_L^*(\omega + \omega') \cdot d\omega' \right\}$$

Remarquons que les intégrales en \vec{r} et \vec{r}' décrivent l'influence des propriétés de cohérence spatiale des faisceaux sur le mélange ; tandis que l'intégrale en ω' décrit l'influence de leurs propriétés spectrales. Cette expression met également en évidence le lien entre la densité spectrale de courant du signal hétérodyne $i_h^2(\omega)$ et la densité spectrale de chacun des champs incidents $S_S(\omega)$ et $S_L(\omega)$. On appellera densité spectrale du signal hétérodyne l'intégrale :

$$S_h = \int_{-\infty}^{+\infty} S_S(\omega') \cdot S_L^*(\omega + \omega') \cdot d\omega'$$

1.4.4 Oscillateur local monochromatique

Nous avons supposé notre oscillateur local monochromatique (cf. section 1.4.1). Dans ce cas, la densité spectrale s'écrit :

$$S_L(\omega) = \delta(\omega - \omega_L)$$

On peut alors simplifier l'expression précédente de $i_h^2(\omega)$:

$$i_h^2(\omega) = \frac{(e\alpha)^2}{\pi} \cdot \mathcal{Re} \left\{ \int_D \int_D \eta^2(\vec{r}) \cdot J_S(\vec{r}, \vec{r}') \cdot J_L^*(\vec{r}, \vec{r}') \cdot d\vec{r} d\vec{r}' \int_{-\infty}^{+\infty} S_S(\omega') \cdot \delta(\omega' + \omega - \omega_L) \cdot d\omega' \right\}$$

$$i_h^2(\omega) = \frac{(e\alpha)^2}{\pi} \cdot \mathcal{Re} \left\{ \int_D \int_D \eta^2(\vec{r}) \cdot J_S(\vec{r}, \vec{r}') \cdot J_L^*(\vec{r}, \vec{r}') \cdot d\vec{r} d\vec{r}' \cdot S_S(\omega_L - \omega_S) \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(\omega' + \omega - \omega_L) \cdot d\omega' \right\}$$

$$i_h^2(\omega) = \frac{(e\alpha)^2}{\pi} \cdot \mathcal{Re} \left\{ S_S(\omega_L - \omega_S) \cdot \int_D \int_D \eta^2(\vec{r}) \cdot J_S(\vec{r}, \vec{r}') \cdot J_L^*(\vec{r}, \vec{r}') \cdot d\vec{r} d\vec{r}' \right\}$$

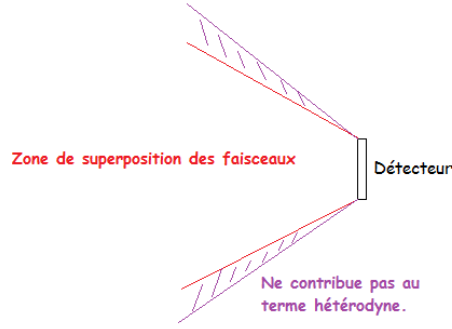


Fig 2: Restriction géométrique sur l'étendue

On retrouve bien la translation en fréquence $S_S(\omega_L - \omega_S)$ mise en évidence à la section 1.2. La double intégrale sur la surface D du mélangeur caractérise l'influence de la cohérence spatiale sur le mélange. Seule la partie du faisceau source de même étendue que le faisceau de l'oscillateur contribuera au terme hétérodyne $i_h^2(\omega)$ (Fig. 2). Le reste sera pris en compte dans la composante continue et dans le bruit. Rappelons que l'étendue est le produit de l'angle solide et de la surface du mélangeur ; elle vaut λ^2 pour un laser (oscillateur local utilisé par la suite).

Nous avons posé $S_L(\omega) = \delta(\omega - \omega_L)$; or la distribution de Dirac étant paire, on a :

$$S_L(\omega) = \delta(\omega - \omega_L) = \delta(\omega_L - \omega)$$

On obtient alors :

$$i_h^2(\omega) = \frac{(e\alpha)^2}{\pi} \cdot \text{Re} \left\{ S_S(\omega_S - \omega_L) \cdot \int_D \int_D \eta^2(\vec{r}) \cdot J_S(\vec{r}, \vec{r}') \cdot J_L^*(\vec{r}, \vec{r}') \cdot d\vec{r} d\vec{r}' \right\}$$

Cela signifie qu'il n'est pas possible de séparer les pulsations $\omega_S - \omega_L$ et $\omega_L - \omega_S$ dans le spectre hétérodyne : c'est ce qu'on appelle le repliement de spectre (Fig. 3).

1.5 Oscillateur local non-monochromatique [9]

1.5.1 Densité spectrale de courant

Considérons à présent un oscillateur local non-monochromatique (description plus réaliste). Ceci se traduit par l'ajout d'un terme dans l'expression de la fonction de cohérence d'ordre 2 (cf. section 1.4.1) :

$$\Gamma_L^{(2)}(\vec{r}, \vec{r}', \tau) = \Gamma_L^{(1)}(\vec{r}, 0) \cdot \Gamma_L^{(1)}(\vec{r}', 0) + |\Gamma_L(\vec{r}, \vec{r}', \tau)|^2$$

Par conséquent, on a également un terme supplémentaire $i_b^2(\omega)$ dans la densité spectrale $i^2(\omega)$:

$$i_b^2(\omega) = \frac{(e\alpha)^2}{2\pi} \int_D \int_D \left[\int_{-\infty}^{+\infty} |\Gamma_L(\vec{r}, \vec{r}', \tau)|^2 \cdot e^{i\omega\tau} d\tau \right] d\vec{r} d\vec{r}'$$

$i_b^2(\omega)$ sera pris en compte dans la composante continue du signal.

1.5.2 Densité spectrale du signal hétérodyne

Lorsqu'il n'est pas monochromatique, l'oscillateur local n'est plus décrit spectralement par une distribution de Dirac. On considère qu'il a une certaine largeur spectrale. Supposons que la densité spectrale est symétrique et centrée sur $\omega_L = 2\pi\nu_L$, on peut la mettre sous la forme :

$$S_L(\omega) = f_L(\omega) \otimes \delta(\omega - \omega_L) = f_L(\omega - \omega_L) = f_L(\omega_L - \omega)$$

où $f_L(\omega)$ est une fonction réelle et paire.

La densité spectrale du signal hétérodyne devient :

$$S_h = \int_{-\infty}^{+\infty} S_S(\omega') \cdot f_L(\omega - \omega_L + \omega') \cdot d\omega' = \int_{-\infty}^{+\infty} S_S(\omega') \cdot f_L(\omega_L - \omega - \omega') \cdot d\omega'$$

$$\cong S_S(\omega') \otimes f_L(\omega_L - \omega)$$

$$S_h = S_S(\omega) \otimes f_L(\omega_L - \omega) = S_S(\omega) \otimes f_L(\omega - \omega_L)$$

On retrouve ce phénomène de repliement spectral mis en évidence à la section 1.4.4. Il est intrinsèque à la détection hétérodyne et résulte justement du fait que l'on fait un battement entre la source thermique et l'oscillateur local.

1.6 Conséquence sur la transmission [1]

Nous avons montré précédemment que l'on obtient un spectre replié. Il faudra donc, dans le calcul de la transmission à la fréquence ν dans le spectre hétérodyne, tenir compte des quantités de signal I^+ et I^- mesurées respectivement aux fréquences $\nu_S^+ = \nu + \nu_L$ et $\nu_S^- = \nu - \nu_L$ dans le spectre réel de la source thermique. Afin d'obtenir directement le spectre d'une molécule, le signal mesuré après absorption par un échantillon est divisé par un signal de référence (en l'absence d'échantillon). On note $I_0^+ + I_0^-$ la quantité de signal de référence et $I_{mes}^+ + I_{mes}^-$ celle du signal mesuré. La transmission T dans le spectre hétérodyne vaut alors :

$$T = \frac{I_{mes}^+ + I_{mes}^-}{I_0^+ + I_0^-}$$

L'intensité d'une raie d'absorption est donc modifiée par cette méthode de détection (Fig. 3). Prenons par exemple le cas $I_{mes}^+ = 0$ (raie saturée) et $I_{mes}^- = 1$ (pas d'absorption) dans le spectre réel d'un gaz quelconque et calculons la transmission hétérodyne T . On suppose que $I_0^+ = I_0^- = 1$ (pas de fluctuation de la ligne de base). Le spectre hétérodyne présentera une seule raie non saturée, à la fréquence $|\nu_S - \nu_L|$ et avec une transmission :

$$T = \frac{I_{mes}^+ + I_{mes}^-}{I_0^+ + I_0^-} = 0.5$$

S'il y a absorption au deux fréquences ν_S^+ et ν_S^- dans le spectre réel, on aura une transmission $T < 0.5$.

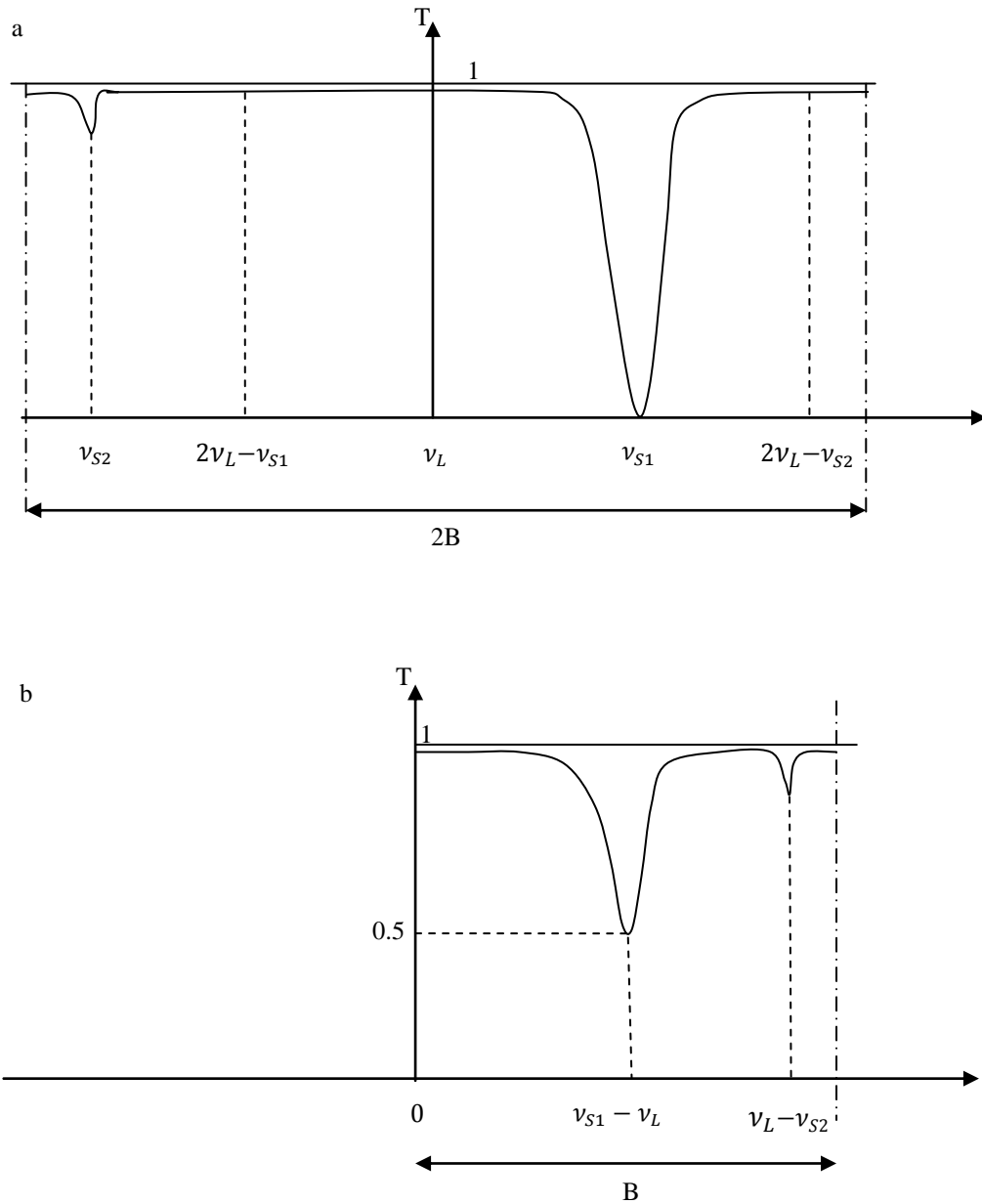


Fig 3 : Effet du repliement spectral sur la transmission : spectre réel (a), spectre hétérodyne (b) ; d'après PARVITTE B. , Réalisation d'un récepteur hétérodyne accordable dans la fenêtre atmosphérique à 10 microns. Thèse GSMA, Reims : UFR Sciences Exactes et Naturelles, 1997, p. 119.

Notons que ce schéma correspond à un mode de fonctionnement en point fixe de l'oscillateur local (cf. section 3.1). Il s'ensuit que la position relative des raies les unes par rapport aux autres peut être affectée par le repliement du spectre. Dans le spectre hétérodyne, la raie $\nu_L - \nu_{S2}$ (ν_{S2} dans le spectre réel) semble être à fréquence plus élevée que la raie $\nu_{S1} - \nu_L$ (ν_{S1} dans le spectre réel).

1.7 Post intégration [9]

Les expressions des différentes composantes du signal délivré par le mélangeur ont été écrites pour une fréquence donnée. En réalité, le mélangeur délivre un courant correspondant à l'ensemble des fréquences de sa bande passante. Il faut donc intégrer les expressions précédentes sur toute la bande passante B du mélangeur.

Afin d'intégrer sur les fréquences, on fait le changement de variable suivant : $f = \frac{\omega}{2\pi}$. On supposera que $\eta(\vec{r})$ est constant sur toute la surface du mélangeur.

- Composante continue :

$$i_{dc}^2(f) = (e\alpha)^2 \cdot \delta(f) \cdot \int_D \int_D \eta^2(\vec{r}) \cdot \{J_S(\vec{r}) \cdot J_S(\vec{r}') + J_L(\vec{r}) \cdot J_L(\vec{r}') + 2 \cdot J_S(\vec{r}) \cdot J_L(\vec{r}')\} \cdot d\vec{r} d\vec{r}'$$

$J_L(\vec{r})$ et $J_S(\vec{r})$ correspondent physiquement à des éclaircissements par unité de bande passante. On peut les supposer constants sur toute la surface D du mélangeur :

$$\begin{aligned} & \int_D \int_D \eta^2(\vec{r}) \cdot \{J_S(\vec{r}) \cdot J_S(\vec{r}') + J_L(\vec{r}) \cdot J_L(\vec{r}') + 2 \cdot J_S(\vec{r}) \cdot J_L(\vec{r}')\} \cdot d\vec{r} d\vec{r}' \\ &= \eta^2 \iint_D \{J_S(\vec{r}) + J_L(\vec{r})\}^2 \cdot d^2\vec{r} = \eta^2 (J_S + J_L)^2 \cdot D^2 \end{aligned}$$

On peut alors faire le changement de variable suivant où P_S et P_L sont les puissances totales respectivement de la source et de l'oscillateur local :

$$\begin{cases} P_S = \frac{J_S \cdot D^2}{z_0} \\ P_L = \frac{J_L \cdot D^2}{z_0} \end{cases}$$

$$i_{dc}^2(f) = \left(\frac{e\eta}{h\nu}\right)^2 \cdot \delta(f) \cdot [P_S + P_L]^2$$

En intégrant sur la bande passante :

$$i_{dc}^2 = \left(\frac{e\eta}{h\nu}\right)^2 \cdot [P_S + P_L]^2 \cdot \int_{-B}^B \delta(f) df = \left(\frac{e\eta}{h\nu}\right)^2 \cdot [P_S + P_L]^2$$

$$i_{dc} = \frac{e\eta}{h\nu} \cdot [P_S + P_L]$$

- Bruit de photons :

Pour une fréquence f : $i_{sn}^2(f) = \frac{e^2 \eta}{h\nu} [P_S + P_L]$

Pour l'ensemble des fréquences : $i_{sn}^2 = \int_{-B}^B i_{sn}^2(f) df = \frac{e^2 \eta}{h\nu} (P_S + P_L) \times 2B$

$$i_{sn}^2 = 2e i_{dc} B$$

- Signal hétérodyne :

$$i_h^2(f) = 2(e\alpha\eta)^2 \cdot \mathcal{R}e \left\{ S_S(f - \nu_L) \cdot \int_D \int_D J_S(\vec{r}, \vec{r}') \cdot J_L^*(\vec{r}, \vec{r}') \cdot d\vec{r} d\vec{r}' \right\} = 2 \left(\frac{e\eta}{h\nu} \right)^2 S_S(f - \nu_L) P_L P_S$$

$$i_h^2 = \int_{-B}^B i_h^2(f) df = 2 \left(\frac{e\eta}{h\nu} \right)^2 P_L P_S \int_{-B}^B S_S(f - \nu_L) df = 2 \left(\frac{e\eta}{h\nu} \right)^2 P_L P'_S$$

$P'_S = P_S \int_{-B}^B S_S(f - \nu_L) df$ désigne la fraction de la puissance de la source qui correspond aux conditions nécessaires pour avoir un signal hétérodyne :

- P'_S est la puissance émise dans la bande passante du mélangeur (entre $\nu_L - B$ et $\nu_L + B$) ;
- P'_S respecte la restriction sur l'étendue décrite à la section 1.4.4.

PARTIE 2 :

RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT

2 RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT

2.1 Les sources de bruit

2.1.1 Bruit de photons [1], [9]

Le bruit de photon ou bruit de grenaille (shot noise en anglais) existe dans tout système de détection, indépendamment de ses imperfections. Lorsqu'il absorbe un photon, le détecteur émet un électron de manière aléatoire ; ce qui induit des pertes : le détecteur peut absorber un photon sans émettre d'électron. Ceci est pris en compte par l'introduction d'un coefficient $\eta(r)$ propre au détecteur et appelé efficacité quantique.

A la section 1.7, nous avons exprimé le bruit de photon sous la forme :

$$i_{sn}^2(f) = \frac{e^2 \eta}{h\nu} [P_S + P_L]$$

Cette expression montre que le bruit de grenaille est d'un bruit blanc (même amplitude pour toutes les fréquences) et qu'il est proportionnel à la puissance de l'oscillateur local dans le cas où $P_S \ll P_L$ (condition réalisable avec un laser à cascade quantique).

$$i_{sn}^2 = \frac{e^2 \eta}{h\nu} (P_S + P_L) \times 2B$$

$$i_{sn}^2 \simeq 2B \frac{e^2 \eta}{h\nu} P_L$$

2.1.2 Bruit de Johnson [10]

Le bruit de Johnson est un bruit thermique et électronique. Il résulte de l'agitation thermique des électrons : plus la température est élevée, plus les électrons s'agitent et donc plus ce bruit est important. Il existe deux contributions au bruit de Johnson : l'une est liée au mélangeur et l'autre, au préamplificateur.

2.1.2.1 Bruit de Johnson pour le mélangeur

$$\langle i_{JM}^2 \rangle = \frac{4k_B T_M B}{R_M}$$

k_B : constante de Boltzmann ;

B : bande passante du mélangeur ;

T_M : température du mélangeur ;

R_M : impédance d'entrée du mélangeur.

2.1.2.2 Bruit de Johnson pour le préamplificateur

$$\langle i_{JA}^2 \rangle = \frac{4k_B T_A B}{MR_A}$$

T_A : température de bruit de l'amplificateur ;

R_A : impédance d'entrée de l'amplificateur ;

M : facteur de mérite.

2.2 Les bruits intrinsèques au laser [9], [11]

Il ne s'agit pas ici de faire une étude détaillée de ces bruits mais simplement de rappeler à quoi ils correspondent en pratique.

2.2.1 Bruit d'intensité

Le bruit d'intensité correspond à une variation du maximum du pic d'émission (Fig. 4). Ceci se traduit par une variation aléatoire du nombre de photons d'énergie $h\nu$ émis par la source laser.

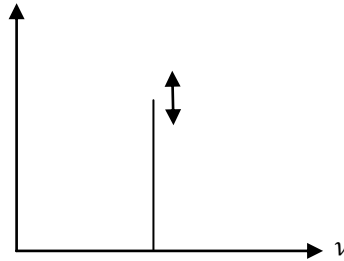


Fig 4 : Bruit d'intensité

2.2.2 Bruit de fréquence

Le bruit de fréquence correspond à une variation aléatoire de la fréquence du maximum du pic laser autour d'une fréquence centrale (Fig. 5).

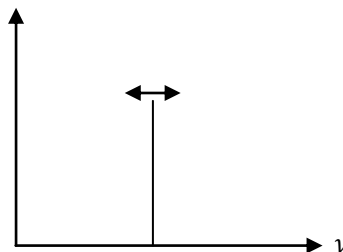


Fig 5 : Bruit de fréquence

2.3 Calcul du rapport signal sur bruit [9], [8]

Par définition, le rapport signal sur bruit s'écrit :

$$RSB = \frac{\langle i_h^2 \rangle}{\langle i_{bruits}^2 \rangle}$$

$\langle i_h^2 \rangle$: signal hétérodyne moyen ;

$\langle i_{bruits}^2 \rangle$: somme des bruits.

En première approximation, nous pouvons négliger le bruit d'intensité car nous supposons le laser parfaitement stabilisé et monomode.

Le bruit de fréquence n'intervient pas dans ce bilan car il n'a pas d'impact sur le courant : il ne changera pas le nombre de photons mais juste leur fréquence. Il peut éventuellement intervenir si le laser est partiellement absorbé de manière sélective en fréquence (raie d'absorption d'un gaz par exemple).

Une comparaison du bruit de Johnson avec le bruit de photons en fonction de la puissance du laser montre que, à partir d'une valeur suffisamment élevée de la puissance, le bruit de Johnson devient négligeable devant le bruit de photons [8]. En ce qui concerne la composante continue et le bruit de grenaille de la source à analyser, ceux-ci peuvent être supprimés en modulant le faisceau laser et en réalisant ensuite une détection synchrone (on conserve le bruit de grenaille du laser). Reste alors le bruit de grenaille de l'oscillateur local :

$$RSB = \frac{\langle i_h^2 \rangle}{\langle i_{sn}^2 \rangle} \simeq \frac{2(e\alpha\eta)^2 P_L P'_S}{\frac{e^2 \eta}{h\nu} P_L \times 2B} = \frac{\eta P'_S}{z_0 B}$$

Le bruit de photons de l'oscillateur local étant le bruit principal, il sera utile de bien le caractériser avant d'envisager la superposition des faisceaux.

L'expression ci-dessus montre que le RSB sera d'autant plus élevé que la bande passante du détecteur sera étroite et que la puissance « utile » de la source sera élevée.

PARTIE 3 :

ETUDE DE L'OSCILLATEUR LOCAL

3 ETUDE DE L'OSCILLATEUR LOCAL

3.1 Oscillateur local en point fixe ou continûment accordable [9]

3.1.1 Oscillateur local en point fixe

Lorsqu'on utilise un oscillateur en point fixe (e.g. laser à gaz au CO_2), on ne peut obtenir que la partie du spectre telle que $|\nu_S - \nu_L| \leq B$, où B est la bande passante du mélangeur. Il faut donc que B soit la plus large possible i.e. que le détecteur soit très rapide afin de couvrir une grande gamme de fréquences. Dans ce type de fonctionnement, les points à ν_S^+ et ν_S^- sont fortement espacés et le repliement spectral modifie alors conséquemment le spectre mesuré (déformation non négligeable des raies, erreur sur la position relative des raies).

3.1.2 Oscillateur local continûment accordable

Certains lasers (e.g. diodes laser, lasers à cascade quantique) ont l'avantage d'être accordables sur une petite gamme de fréquences. Il n'est plus nécessaire d'utiliser un mélangeur large bande puisque l'on balaye la raie spectrale en accordant ν_L . Au contraire, plus la bande passante sera petite, moins la raie balayée sera déformée par le repliement spectral (B négligeable devant la largeur de la raie). De même, on privilégiera comme oscillateur les lasers de faible largeur spectrale, toujours afin de déformer le moins possible les raies d'absorption (généralement la largeur spectrale du laser est inférieure à la bande passante du mélangeur).

Lorsqu'on utilise un laser accordable, la largeur du spectre n'est plus limitée par la bande passante du mélangeur mais par la gamme d'accord du laser ; d'où le développement de lasers en cavité externe comme oscillateur local [12] afin d'avoir un accord plus large.

3.2 Caractérisation de l'oscillateur local

3.2.1 Pourquoi un QCL ?

Des senseurs hétérodynes accordables ont déjà été élaborés. Ils comportaient des diodes laser aux sels de plomb comme oscillateur local. Ce type de lasers permettait d'atteindre les bandes fondamentales d'absorption des molécules (autour de 10 μm) mais présentait l'inconvénient d'être très peu stable et multimode. Les lasers de nouvelle génération, appelés lasers à cascade quantique (QCL – Quantum Cascade Laser), résolvent ce problème de stabilité tout en permettant une émission dans le moyen infrarouge. Un système DFB (Distributed FeedBack) rend l'émission monomode. De plus, les QCL ne nécessitent pas de refroidissement cryogénique, contrairement aux lasers aux sels de plomb. Tout cela favorise le choix d'un QCL pour l'élaboration d'un senseur hétérodyne.

3.2.2 Caractérisation du QCL

On utilise un QCL de chez Alpes Laser émettant aux alentours de 10 μm . Il est monté dans un boîtier de type HHL (High Heat Load) contenant une lentille de collimation.

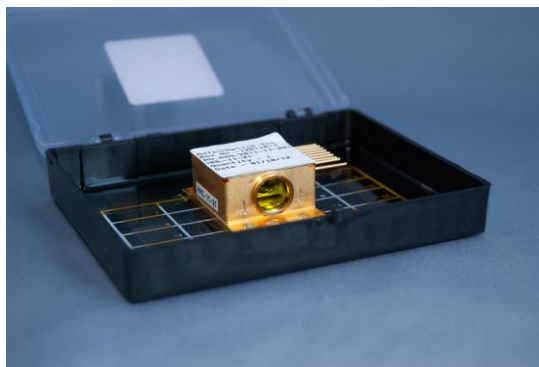


Fig 6 : QCL dans son boîtier HHL

3.2.2.1 Caractéristiques I – V et I - P

Plusieurs caractéristiques, courant – tension (I-V) et courant – puissance (I-P), ont été réalisées à différentes températures afin de connaître la réponse du laser. Selon le constructeur, ce laser peut fonctionner entre -15°C et $+15^{\circ}\text{C}$. Néanmoins, nous n'avons pu réaliser des mesures qu'entre $+15^{\circ}\text{C}$ et $+5^{\circ}\text{C}$ car notre contrôleur n'était pas suffisamment performant pour maintenir la température à une valeur inférieure.

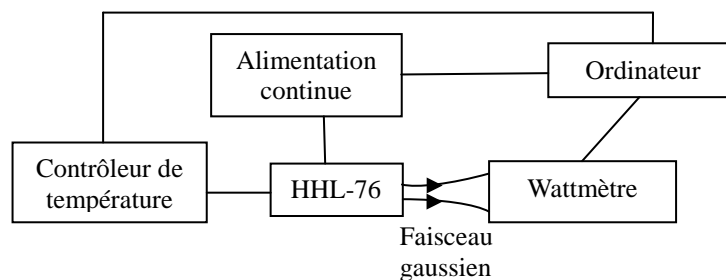


Fig 7 : Mesure des caractéristiques I-V et I-P

Le contrôle du courant et de la température ainsi que la mesure de la tension et de la puissance sont effectués par ordinateur grâce à un programme MATLAB réalisé par B. PARVITTE.

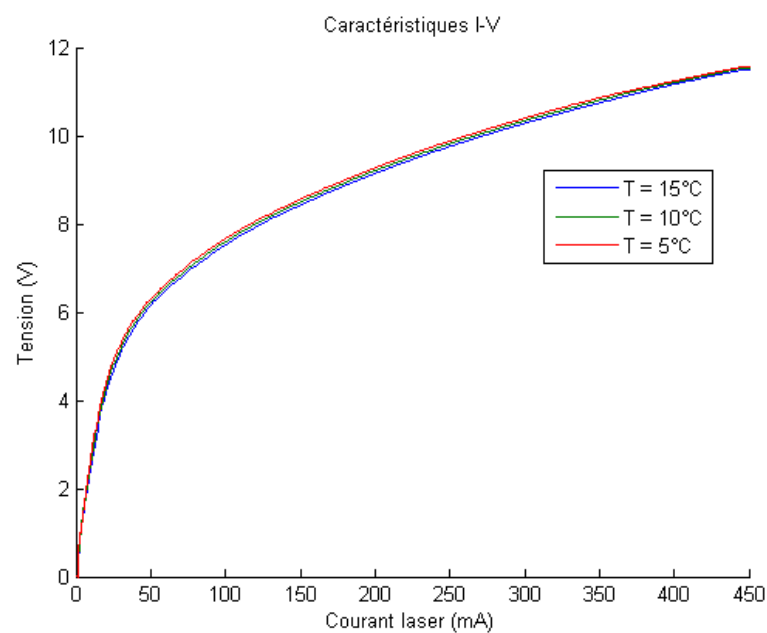


Fig 8 : Réponse en tension du QCL

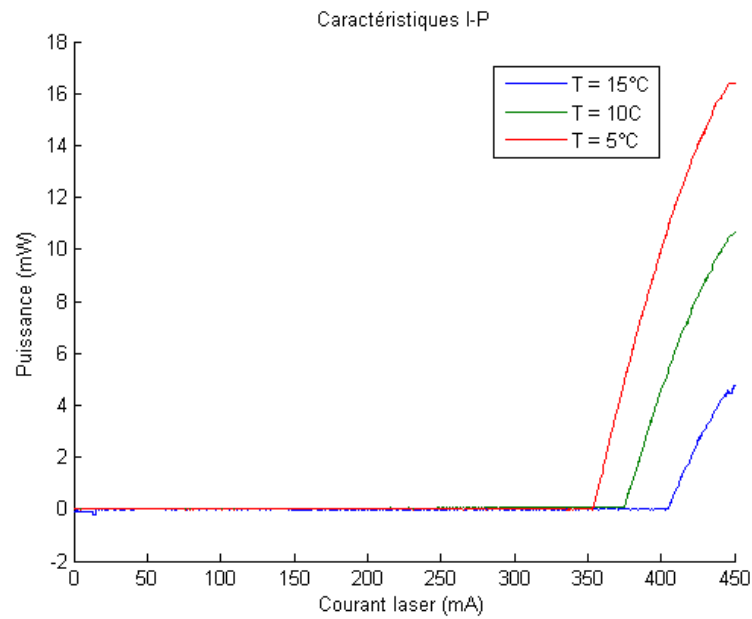


Fig 9 : Réponse en puissance du QCL

3.2.2.2 Gamme d'accord

Dans le cas des lasers DFB, l'accord en nombre d'onde se fait thermiquement :

- soit en imposant une rampe de température,
- soit en ajoutant une rampe de courant au courant laser (échauffement du semi-conducteur avec le courant).

Pour caractériser ce phénomène, nous avons réalisé des spectres de l'émission laser pour différents courants et températures. Nous en avons ensuite extrait l'intensité et la position du maximum en fonction du courant pour chaque température.

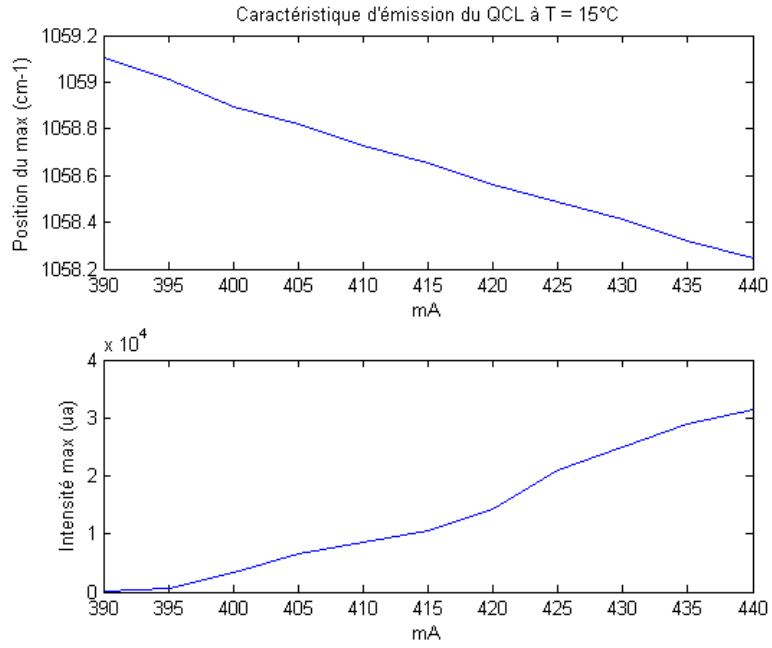


Fig 10 : Gamme d'accord spectral à 15°C

On constate une augmentation de l'intensité laser avec le courant qui correspond à une augmentation du nombre de porteurs de charge injectés dans la zone active du QCL : plus le courant est élevé, plus on injecte de porteurs.

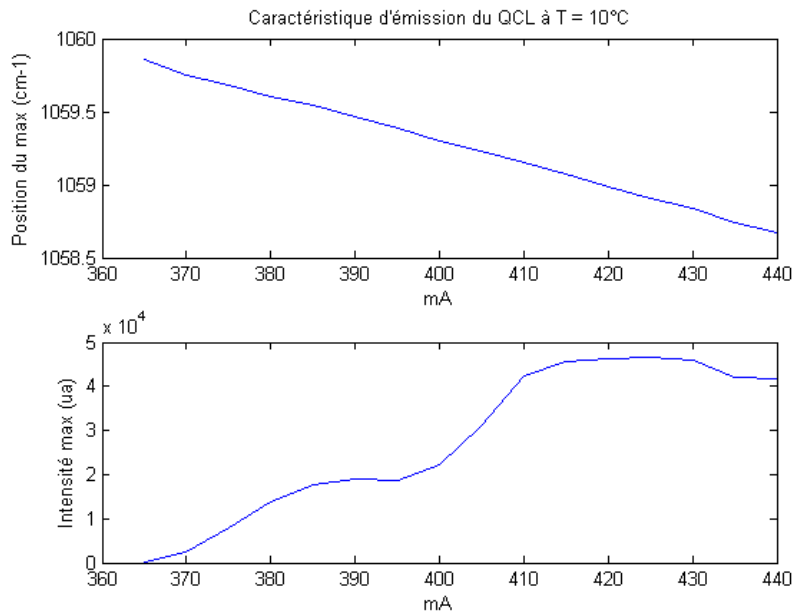


Fig 11 : Gamme d'accord spectral à 10°C

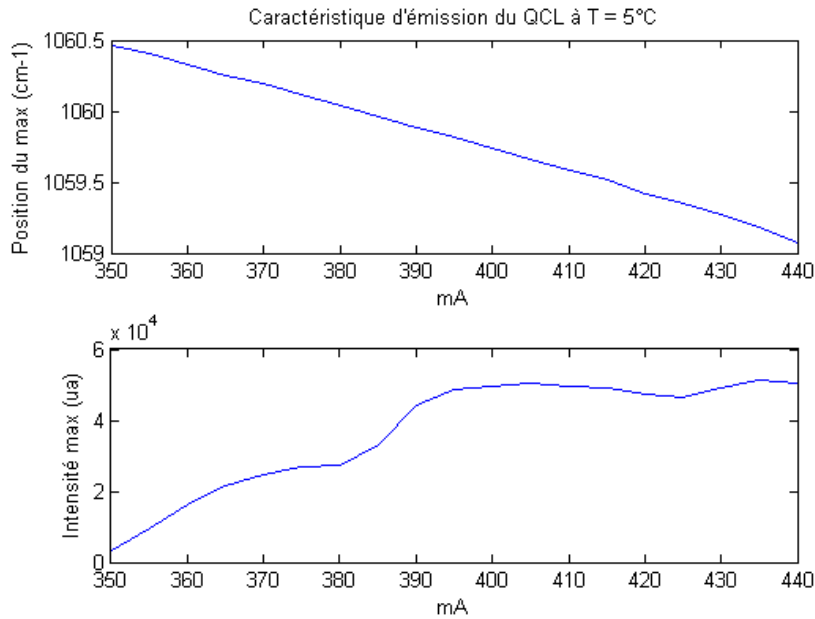


Fig 12 : Gamme d'accord spectral à 5°C

D'après les courbes ci-dessus, ce laser peut émettre entre environ 1058.2 et 1060.5 cm⁻¹ suivant son point de fonctionnement.

3.2.2.3 Caractérisation du faisceau

Le boîtier HHL dans lequel est inséré le QCL contient une lentille de collimation du faisceau déjà réglée et dont on ne peut pas retoucher la position (boîtier serti). Nous avons effectué quelques mesures de largeur de faisceau, à l'aide d'une caméra infrarouge, dans deux directions perpendiculaires, afin de vérifier la collimation. Ces mesures ont été faites pour différentes distances (origine au niveau de la fenêtre du HHL).

Distance (cm)	Largeur selon x (mm)	Largeur selon y (mm)
25	1.65	1.53
45	1.95	2.6
65	2.53	3.75

Tableau 1 : Mesure de la largeur du faisceau laser

Un petit traitement de ces mesures sous MATLAB a permis d'en extraire la largeur w_0 et la position z_0 (par rapport à la fenêtre) du waist pour les deux directions x et y.

	Selon x	Selon y
w_0 (mm)	1.167	0.557
z_0 (mm)	-157	2.15

Tableau 2 : Valeurs calculées du waist et de sa position

Le faisceau est donc à peu près collimaté dans la direction x mais pas du tout dans la direction y (sans lentille de collimation, il est intrinsèquement plus divergent selon la direction y).

3.3 Etude du bruit de l'oscillateur local

3.3.1 Utilisation d'un détecteur Vigo

Le détecteur utilisé est un modèle Vigo refroidi par effet Peltier et couplé à un préamplificateur qui ne transmet que les signaux alternatifs : il faut donc moduler le signal émis par le QCL pour conserver toute l'information. Lorsqu'on ne module pas l'intensité du faisceau laser, le préamplificateur coupe la composante continue du signal et ne laisse alors passer que le bruit. Le dispositif de la figure 13 permettra de caractériser un ensemble de trois bruits : le bruit de Johnson, le bruit de photons et le bruit d'intensité du laser. L'émission du QCL étant relativement intense, on peut supposer en première approximation que les bruits de Johnson et d'intensité sont négligeables devant le bruit de photons. Notons que l'analyseur de spectre n'indique pas la fréquence des photons mais la fluctuation du nombre de photons au cours du temps : d'où l'impossibilité de caractériser le bruit de fréquence avec ce montage (cf. section 3.4).

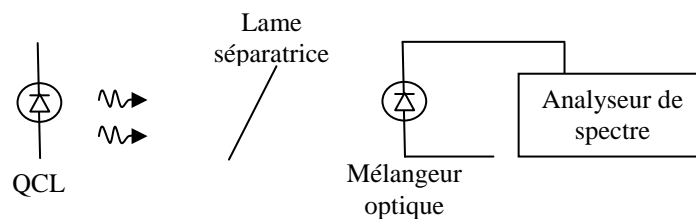


Fig 13 : Mesure du spectre de bruit du QCL

Le bruit de grenaille correspond théoriquement à l'arrivée aléatoire des photons sur le détecteur ; c'est un bruit blanc (même amplitude à toutes les fréquences) proportionnel à la puissance du laser (cf. section 2.1.1). Un analyseur de spectre est placé en sortie de l'ensemble {détecteur + préamplificateur} afin de mettre en évidence ce comportement. Le spectre de bruit est mesuré pour différents courants du laser, puis intégré sur la bande passante du détecteur. L'acquisition des spectres est faite grâce à un programme MATLAB écrit par B. PARVITTE.

Ces spectres de bruit présentent un intense pic à environ 10 MHz qui ne correspond pas à un bruit blanc (Fig. 14). Pour le moment, l'origine de cette « anomalie » n'a pas pu être

identifiée ; mais elle semble tout de même liée au laser car l'intensité du pic varie avec le courant.

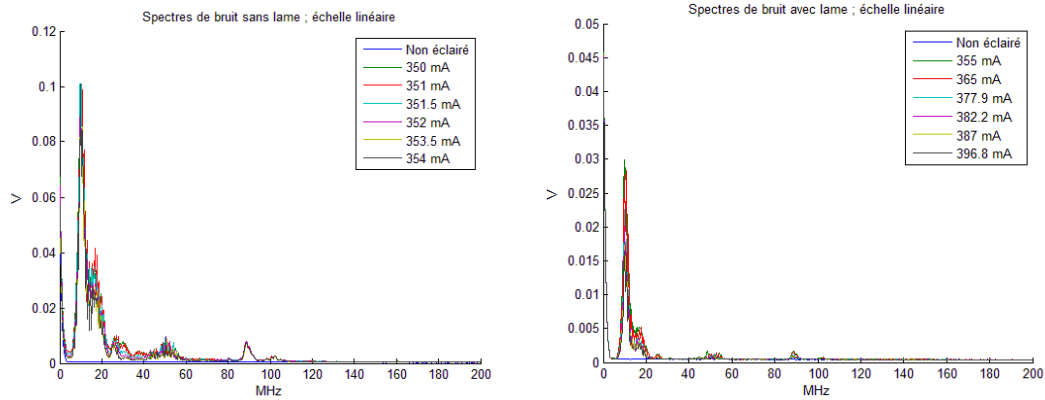


Fig 14 : Spectres de bruit du laser

Les courants injectés dans le laser ont été choisis de sorte que la puissance reçue par le détecteur soit identique avec et sans lame séparatrice. On peut ensuite comparer l'évolution du bruit avec la puissance détectée. Il s'avère que l'on n'obtient pas une évolution correspondant à un laser stabilisé (Fig. 15) : le bruit décroît avec le courant !

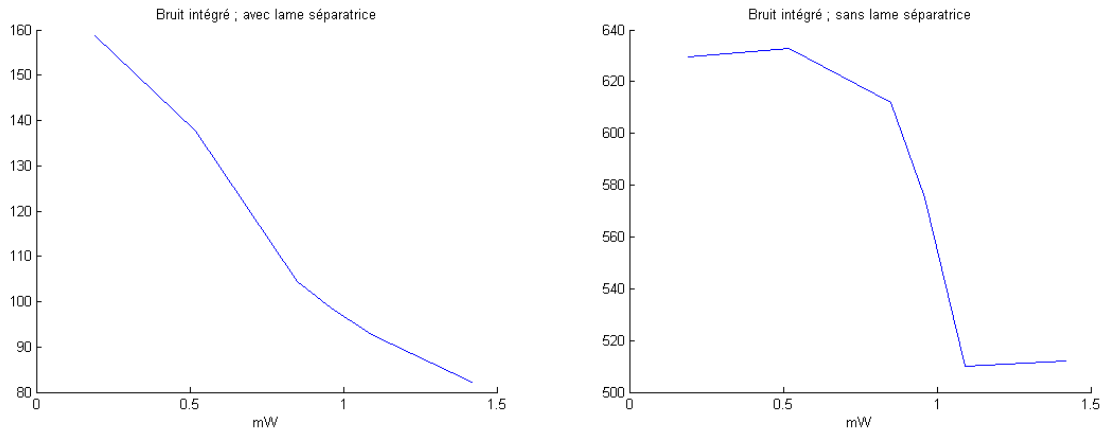


Fig 15 : Evolution du bruit intégré avec la puissance du laser

Ce résultat semble a priori lié au pic de bruit observé à 10 MHz. Nous avons écarté la possibilité d'un effet de seuil (350 mA pour $T=5^{\circ}\text{C}$), étant donné que l'on observe le même comportement avec et sans lame bien que le point de fonctionnement du laser soit très différent (proche du seuil sans lame séparatrice et éloigné du seuil avec lame). Il a été

envisagé une saturation du détecteur mais celui-ci a « supporté » sans lame des signaux plus intenses (Fig. 14). Cependant, le détecteur et le préamplificateur étant soudés sur le même circuit imprimé, il n'est pas possible de savoir si le problème vient du détecteur en lui-même ou du préamplificateur.

Notons que ce détecteur Vigo n'avait jamais été utilisé. Nous avons donc choisi dans un premier temps de changer de détecteur afin de déterminer l'origine du pic de bruit à 10 MHz et afin de bien caractériser le QCL qui n'est pas entièrement connu non plus.

3.3.2 Utilisation d'un détecteur MCT

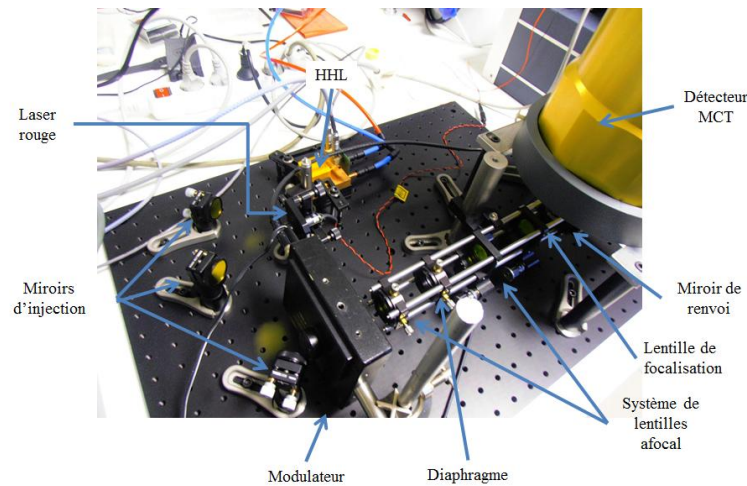


Fig 16 : Focalisation du faisceau laser sur le détecteur MCT

Le montage a été modifié pour pouvoir insérer un détecteur MCT refroidi à l'azote liquide (Fig. 16). On utilise un système de lentilles afocal afin de perdre de la puissance avant de focaliser le faisceau sur le détecteur MCT pour éviter sa saturation.

Nous avons polarisé ce nouveau détecteur (1V, 0.01mA sans éclairage) et relevé sa réponse en fonction du courant laser (Fig. 17).

Nous avons refait des mesures de bruit similaires à celles réalisées à la section 3.3.1 mais nous observons toujours un pic de bruit à 10 MHz et une décroissance apparente du bruit avec le courant laser.

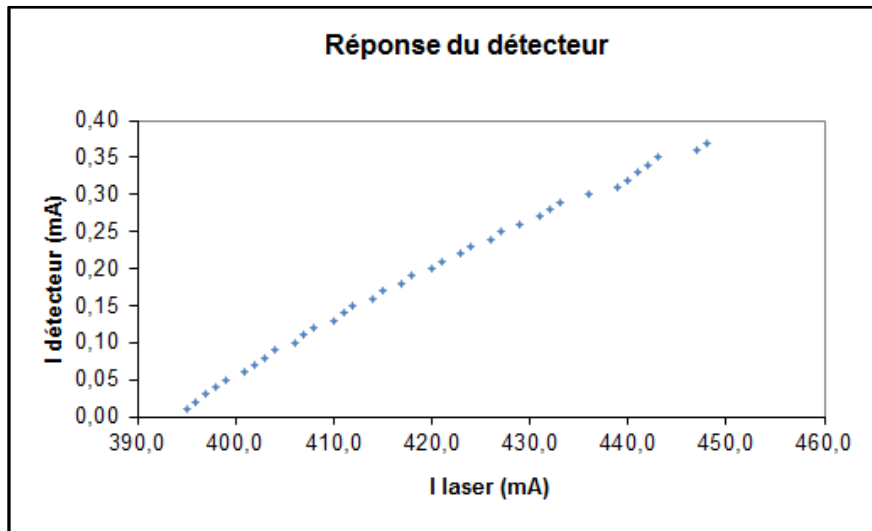


Fig 17 : Réponse du détecteur MCT avec l'éclairement

Ces nouveaux résultats montrent que le bruit n'est pas dû au détecteur mais peut-être à l'alimentation laser ou au laser lui-même. Ceci n'a pas pu être déterminé pour le moment.

3.4 Cavité Fabry-Pérot

3.4.1 Utilité

Nous avons vu précedemment qu'il n'est pas possible de mesurer le bruit de fréquence du laser avec un analyseur de spectre seul. Pour cela, on insère une cavité Fabry-Pérot entre la lentille de focalisation et le détecteur.

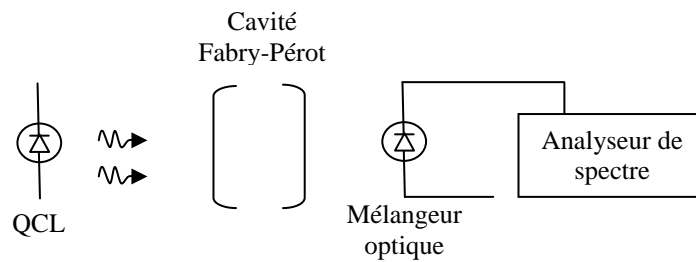


Fig 18 : Mesure du bruit de fréquence

3.4.2 Réalisation de la cavité

On réalise une cavité Fabry-Pérot à l'aide de deux miroirs sphériques identiques. Pour qu'elle soit géométriquement stable, il faut que sa longueur (l_{cav}) soit inférieure à quatre fois le rayon de courbure des miroirs (R) :

$$l_{cav} < 4R \text{ avec } l_{max} = 4R$$

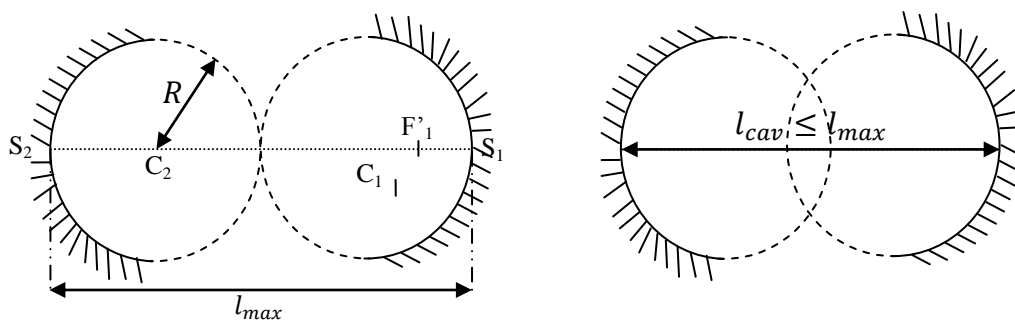


Fig 19 : Stabilité géométrique d'une cavité Fabry-Pérot sphérique

Le faisceau laser peut être injecté dans la cavité à condition que les deux entrent en résonance i.e. si les modes du laser se superposent aux modes de cavité. On a alors :

$$mnl_{cav} = p\lambda$$

$n = 1$: indice de réfraction de la cavité (ici air) ;

λ : longueur d'onde du laser ;

$l = ml_{cav}$: longueur optique avec m le nombre de passages à l'intérieur de la cavité ;

p : entier naturel.

Par la suite, le fait de translater un des miroirs d'une distance $\Delta l = k\lambda$ ($k \in \mathbb{N}$) permettra de mettre en évidence k modes éventuels du laser. Le faisceau de sortie est détecté avec une photodiode rapide et le signal est analysé à l'oscilloscope. Dans le cas d'un laser monomode, on observe un seul pic qui réapparaît à chaque fois que le miroir s'est déplacé de λ . Pour un laser multimode, on verra un motif de plusieurs pics d'intensités différentes qui se répète. Dans notre cas, on cherche à caractériser le bruit de fréquence du laser. Cette petite variation de la fréquence permet de peupler des modes TEM de la cavité autres que le TEM₀₀. On verra donc à l'oscilloscope un signal semblable à celui d'un laser multimode, pourvu que la cavité soit suffisamment fine.

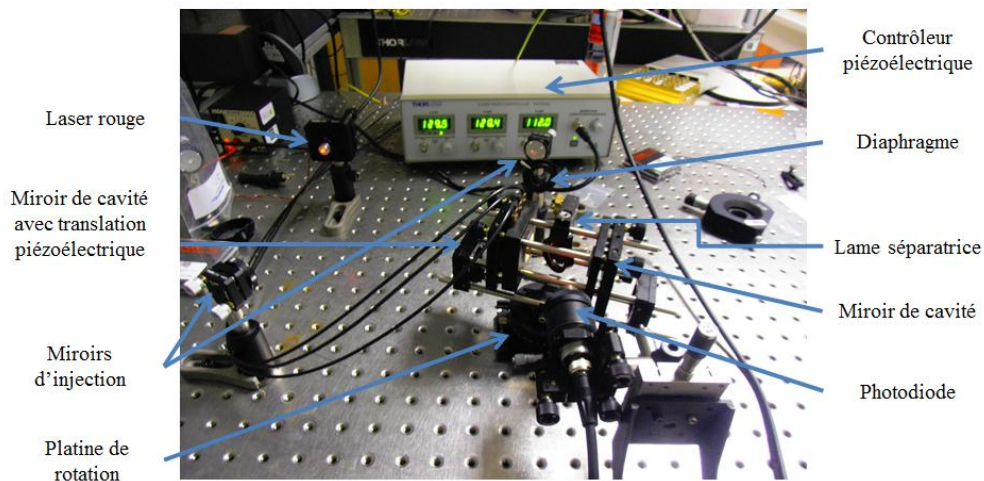


Fig 20 : Cavité Fabry-Pérot ; $l_{cav} = 50$ mm

Ici, nous avons choisi une configuration confocale afin de pouvoir faire varier le plus possible Δl en augmentant le trajet optique à l'intérieur de la cavité : le faisceau fera quatre passages à l'intérieur du Fabry-Pérot au lieu de deux pour une configuration non confocale.

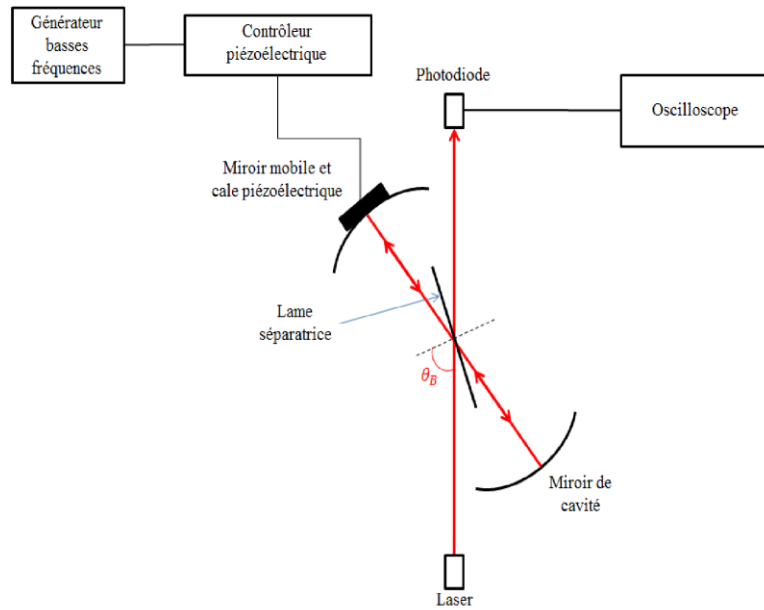


Fig 21 : Schéma de la cavité

3.4.3 Minimisation des pertes

L'injection du faisceau laser se fait par l'intermédiaire d'une fenêtre de couplage (lame séparatrice) placée au centre de la cavité. La majorité de l'intensité lumineuse est transmise ; les pertes entrent dans le Fabry-Pérot par réflexion et y créent des interférences constructives. La figure 21 montre que la sortie se fait également par réflexion sur la lame. Il faut donc limiter les pertes par réflexion afin de minimiser les pertes à l'intérieur de la cavité : peu de lumière pourra y entrer mais aussi très peu en sortira. En effet, plus les pertes intra-cavité sont faibles, plus la cavité est fine et donc plus les pics sont fins (meilleure résolution spectrale).

Deux conditions sont nécessaires pour limiter au maximum ces pertes :

- le faisceau doit avoir un angle d'incidence sur la lame égal à l'angle de Brewster θ_B ($\theta_B = \arctan \frac{n_2}{n_1}$ avec $n_1 = 1$ l'indice de l'air et n_2 l'indice de réfraction de la fenêtre (BaF₂) à la longueur d'onde du laser) ;
- l'axe de polarisation du laser doit être parallèle au plan d'incidence.

Des essais ont d'abord été réalisés dans le visible mais le dispositif sera ensuite utilisé dans le proche et le moyen infrarouge. Le tableau 3 montre cependant que l'alignement optique variera peu dans ces trois zones spectrales car les angles de Brewster sont très proches.

λ	620-780 nm (rouge)	4.5 μm	10.0 μm
n_2	1.47	1.45	1.40
θ_B (°)	55.8	55.4	54.5

Tableau 3 : Angles de Brewster en fonction de la longueur d'onde pour une lame en BaF2

3.4.4 Protocole d'alignement

La cavité est montée de sorte que la fenêtre de couplage soit grossièrement placée à l'angle de Brewster. On peut ensuite procéder à l'alignement :

- réglage du parallélisme des miroirs sans translation piézoélectrique (dans le visible) ;
- amélioration du parallélisme avec la translation piézoélectrique en optimisant le signal à l'oscilloscope ;
- réglage de l'injection ;
- ajustement de l'angle de Brewster (lame + platine de rotation).

Notons que le réglage de l'injection est particulièrement important pour déterminer le caractère monomode ou multimode du laser. En effet, si l'injection n'est pas correcte, des modes de cavité d'ordre supérieur vont pouvoir être peuplés et on obtiendra un signal de laser multimode, même si la source laser est bien monomode. Le premier alignement de la cavité doit donc être fait avec un laser dont on est sûr qu'il est monomode.

3.4.5 Calcul de la largeur des pics

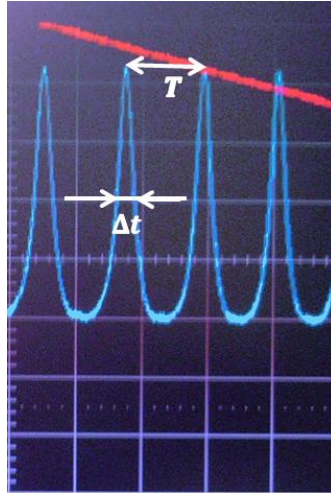


Fig 22 : Signal Fabry-Pérot avec laser monomode ; 10 mV/div et 20 ms/div

Le signal à l'oscilloscope est défini à la fois par la largeur spectrale de l'émission laser et par la finesse de la cavité. En fréquences, on peut écrire :

$$\Delta\nu_{oscillo}^2 = \Delta\nu_{laser}^2 + \Delta\nu_{FP}^2$$

$\Delta\nu_{oscillo}$: largeur spectrale des pics vu à l'oscilloscope ;

$\Delta\nu_{laser}$: largeur spectrale du pic laser ;

$\Delta\nu_{FP}$: finesse de la cavité Fabry-Pérot.

On peut supposer en première approximation que la cavité est suffisamment fine pour que $\Delta\nu_{laser} \gg \Delta\nu_{FP}$, d'où :

$$\Delta\nu_{oscillo} \approx \Delta\nu_{laser}$$

Il s'ensuit que :

$$\Delta\nu_{laser} \approx \Delta t \times \frac{ISL}{T}$$

$ISL = \frac{c_0}{2nL_{cav}}$: intervalle spectral libre de la cavité (c_0 : vitesse de la lumière dans le vide) ;

T : période du signal vu à l'oscilloscope (Fig. 22) ;

Δt : largeur à mi-hauteur des pic vus à l'oscilloscope (Fig. 22).

Il est toujours difficile d'être sûr que les deux miroirs formant la cavité sont parfaitement en configuration confocale (on en est en tout cas très proche). Afin de borner la largeur $\Delta\nu_{laser}$, on fera le calcul dans deux cas :

- 1 : la cavité est parfaitement confocale et $m = 4$;
- 2 : la cavité n'est pas confocale et $m = 2$.

$\lambda \simeq 700 \text{ nm}$	$m = 2$	$m = 4$
Δt	6 ms	
T	23.3 ms	
ISL	3 GHz soit 0.1 cm^{-1}	1.5 GHz soit 0.05 cm^{-1}
$\Delta\nu_{laser}$	772 MHz soit 0.026 cm^{-1}	386 MHz soit 0.013 cm^{-1}

Tableau 4 : Largeur spectrale du faisceau laser rouge

La configuration étant quasi-confocale, $\Delta\nu_{laser}$ sera plus proche de la valeur obtenue pour $m = 4$ que de celle obtenue pour $m = 2$. La cavité est suffisamment fine pour juger du caractère mono ou multimode d'une source mais il faudra sans doute qu'elle soit encore plus fine pour la caractérisation du bruit de fréquence.

Jusqu'à présent, nous avons utilisé une diode laser en supposant que sa largeur spectrale $\Delta\nu_{laser}$ était très grande devant celle de la cavité $\Delta\nu_{FP}$. Il est prévu de vérifier cette hypothèse en remplaçant la diode par un laser He-Ne monomode, polarisé linéairement (largeur spectrale plus faible) : si notre hypothèse est valide, nous devrions obtenir des pics plus fins à l'oscilloscope. Dans le cas contraire, il sera nécessaire d'améliorer la cavité en adaptant le mode spatiale du laser avec celui de la cavité (meilleur couplage donc réduction des pertes). Nous placerons deux lentilles à l'entrée du montage pour ajuster la taille du faisceau. Cette adaptation sera encore plus nécessaire dans le cas d'un QCL car le faisceau est fortement elliptique (il y a approximativement un facteur deux entre les deux directions principales de l'ellipse).

CONCLUSION

Conclusion

La réalisation d'un senseur hétérodyne nécessite des conditions drastiques sur les faisceaux (alignement des fronts d'onde, cohérence spatiale, cohérence temporelle...). Il est donc utile de les caractériser en amont afin de pouvoir les superposer le mieux possible.

L'oscillateur local qu'il est prévu d'utiliser est un QCL émettant autour de $10\ \mu\text{m}$. Nous avons pu constater que son faisceau n'est pas très bien collimaté ; il faudra donc ajouter un dispositif optique pour le recollimater. Il est également indispensable d'identifier et d'éliminer le pic de bruit à 10 MHz que nous avons observé. En effet, il masque le bruit de photon du laser ; or nous avons montré qu'il est prépondérant en détection hétérodyne. Il faudra changer l'alimentation laser qui est probablement à l'origine de cette perturbation. Bien qu'ils ne soient pas les plus importants, la caractérisation des autres bruits permettra une modélisation plus juste du rapport signal sur bruit. Une fois prête, la cavité Fabry-Pérot sera un bon outil pour cela.

Bibliographie

- [1] THIEBEAUX C. Spectrométrie laser hétérodyne. Thèse GSMA, UFR Sciences Exactes et Naturelles : Université de Reims Champagne-Ardenne, 1987. 146 p. : pp. 15-30.
- [2] MENZIES R. T. « Atmospheric studies and applications with infrared heterodyne detection techniques ». In : Heterodyne Systems and Technology. NASA Conference Publication 2138. 1980. pp. 171-179.
- [3] HARWARD C. N., HOELL J. M. « Atmospheric solar absorption measurements in the 9-11 micron region using a diode laser heterodyne spectrometer ». In : Heterodyne Systems and Technology. NASA Conference Publication 2138. 1980. pp. 209-220.
- [4] BETZ A. « Infrared heterodyne spectroscopy in astronomy ». In : Heterodyne Systems and Technology. NASA Conference Publication 2138. 1980. pp. 11-22.
- [5] WEIDMANN D., REBURN W. J., SMITH K. M. « Ground-based prototype quantum cascade laser heterodyne radiometer for atmospheric studies ». Rev. Sci. Instrum. 2007. Vol. 78, n°073107, pp. 1-10.
- [6] WEIDMANN D., PERRETT B. J., MACLEOD N. A., JENKINS R. M. « Hollow waveguide photomixing for quantum cascade laser heterodyne spectro-radiometry ». OpEx. 2011. Vol. 19, n°10, pp. 9074-9085.
- [7] TEICH M. C. « The physics of heterodyne detection in the far-infrared : transition from electric-field to photon-absorption detection in a simple system ». In : Heterodyne Systems and Technology. NASA Conference Publication 2138. 1980. pp. 1-10.
- [8] JOLY L. Spectrométrie laser infrarouge et applications. Thèse GSMA, UFR Sciences Exactes et Naturelles : Université de Reims Champagne-Ardenne, 2005. 171 p. : pp. 53-72.
- [9] PARVITTE B. Réalisation d'un récepteur hétérodyne accordable dans la fenêtre atmosphérique à 10 microns. GSMA, UFR Sciences Exactes et Naturelles : Université de Reims Champagne-Ardenne, 1997. 194 p. : pp.7-50.

[10] WEIDMANN D. *Radiométrie hétérodyne infrarouge par diode laser accordable*. GSMA, UFR Sciences Exactes et Naturelles : Université de Reims Champagne-Ardenne, 2002. 202 p. : pp.127-156.

[11] PETERMANN K. *Laser diode modulation and noise*. Kluwer Academic Publisher and KTK Scientific Publisher/Tokyo. 1991. 315 p. ISBN : 90-277-2672-8.

[12] WEIDMANN D., WYSOCKI G. « High-resolution broadband(>100 cm⁻¹) infrared heterodyne spectro-radiometry using an external cavity quantum cascade laser ». *OpEx*. 2009. p. 248-259.