



**HAL**  
open science

# Génération et contrôle de peignes de fréquences optiques dans les lasers à cascade d'interbande (ICL)

Pavel Abajyan

► **To cite this version:**

Pavel Abajyan. Génération et contrôle de peignes de fréquences optiques dans les lasers à cascade d'interbande (ICL). Optique [physics.optics]. Sorbonne Université, 2024. Français. NNT : 2024SORUS024 . tel-04557609

**HAL Id: tel-04557609**

**<https://theses.hal.science/tel-04557609>**

Submitted on 24 Apr 2024

**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.

## Sorbonne Université

Ecole Doctorale 397 : Physique et Chimie des Matériaux

*Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure/ nano-THz*

# Génération et Contrôle de Peignes de Fréquences Optiques dans les Lasers à Cascade Interbande

Par Pavel ABAJYAN

Thèse de doctorat de Physique et Chimie des Matériaux

Dirigée par Sukhdeep DHILLON

*Directeur de Recherche : Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure, Paris, France*

Présentée et soutenue publiquement le 29 février 2024 à Paris

### Rapporteurs :

**Frédéric Grillot** – *Professeur : Institut Polytechnique de Paris, France - Professeur à l'Université du Nouveau-Mexique, 'Center for High Technology Materials', Albuquerque, États-Unis*

**Éric Tournié** – *Professeur : Institut d'Électronique et Systèmes, Université de Montpellier I, Montpellier, France*

### Examineurs :

**Jérôme Faist** – *Professeur : 'Institute for Quantum Electronics', École Polytechnique Fédérale de Zurich, Zurich, Suisse*

**Delphine Marris-Morini** – *Professeure : Centre de Nanosciences et Nanotechnologies, Université de Paris-Saclay, Palaiseau, France*

### Président :

**Raffaele Colombelli** – *Directeur de Recherche : Centre de Nanosciences et Nanotechnologies, Université de Paris-Saclay, Palaiseau, France*

### Invité :

**Laurent Cerutti** – *Maître de Conférences : Institut d'Électronique et Systèmes, Université de Montpellier I, Montpellier, France*



---

# TABLE DES MATIÈRES

|   |            |
|---|------------|
| <b>Table des matières</b>   | <b>iii</b> |
| <b>Liste des figures</b>  | <b>x</b>   |
| <b>Résumé</b>   | <b>1</b>   |
| <b>Abstract</b>   | <b>3</b>   |
| <b>Remerciements</b>  | <b>5</b>   |
| <b>Productions Scientifiques</b>  | <b>7</b>   |
| <b>Acronymes</b>  | <b>9</b>   |
| <b>Introduction</b>   | <b>11</b>  |
| <br>  |            |
| <b>I État de l'art des Lasers à Cascade Interbande</b>                                    | <b>15</b>  |
| <br>  |            |
| <b>1 État de l'Art</b>  | <b>17</b>  |
| 1.1 Contexte Historique . . . . .   | 19         |
| 1.1.1 Lasers à Semi-Conducteurs . . . . .   | 20         |
| 1.1.2 Lasers Modes Bloqués . . . . .  | 22         |
| 1.1.3 Origine de Peignes de Fréquences Optiques . . . . .                                 | 22         |
| 1.2 Structure d'un ICL . . . . .  | 25         |
| 1.2.1 Structure de Bande . . . . .  | 27         |
| 1.2.2 Structure d'un ICL à Large Gain . . . . .   | 30         |
| 1.2.3 Simulation de Guide d'Onde & Modes Spatiaux . . . . .                               | 32         |
| 1.3 Caractérisation : Opto-électronique, Spectres optiques . . . . .                      | 35         |
| 1.3.1 Montage du laser et Enceinte de Peltier . . . . .                                   | 35         |
| 1.3.2 Mesures : L-I-V & Spectres Optiques . . . . .                                       | 37         |
| 1.3.3 Caractéristiques de l'ICL à Large Gain . . . . .                                    | 38         |
| 1.4 Photodétecteurs Infrarouge à Puits Quantiques QWIP . . . . .                          | 40         |
| 1.4.1 Principe de Fonctionnement . . . . .  | 40         |
| 1.4.2 Caractérisation . . . . .   | 42         |
| 1.5 Peignes de Fréquences . . . . .   | 44         |
| 1.5.1 Définition d'un Peigne de Fréquences Optiques . . . . .                             | 44         |
| 1.5.2 Techniques de Mesures et de Caractérisation . . . . .                               | 47         |
| 1.6 Conclusion du Chapitre 1 . . . . .  | 49         |
| <br>  |            |
| <b>II Multisection ICL &amp; le rôle de la courte section, Dispersion de Second Ordre</b> | <b>51</b>  |
| <br>  |            |
| <b>2 Dispersion de Second Ordre (dispersion de vitesse de groupe) des ICL</b>             | <b>53</b>  |
| 2.1 Introduction du Gain et de la Dispersion . . . . .                                    | 55         |

|         |  |    |
|---------|--|----|
| 2.1.1   | Gain . . . . .   | 55 |
| 2.1.2   | Dispersion . . . . .   | 56 |
| 2.2     | Mesure de GVD & de Gain Modal . . . . .  | 59 |
| 2.2.1   | Résultats Expérimentaux : GVD dans l'ICL à 1-Section . . . . .                 | 61 |
| 2.3     | Rôle de la Courte Section d'un ICL à Multisections . . . . .                   | 65 |
| 2.3.1   | Résultats Expérimentaux en Utilisant un ICL à 2-Sections . . . . .             | 65 |
| 2.3.1.1 | Tension Constante sur la Courte Section : = 0 V . . . . .                      | 69 |
| 2.3.1.2 | Tension de Polarité Positive sur la Courte Section : > 0 V . . . . .           | 75 |
| 2.3.1.3 | Tension de Polarité Négative (Inverse) sur la Courte Section : < 0 V . . . . . | 77 |
| 2.4     | Conclusion du Chapitre 2 . . . . .   | 79 |

### **III Caractérisation dans le Domaine Temporel 81**

#### **3 Spectroscopie de Battements des Modes pour les Régimes à Verrouillage de Modes 83**

|       |   |     |
|-------|---|-----|
| 3.1   | Principe de Blocage des Modes Passif . . . . .  | 85  |
| 3.1.1 | Blocage des Modes Passif à Absorbant Saturable : ICL à 2-sections . . . . .                         | 87  |
| 3.1.2 | Expérience & Résultats de Blocage de Mode Passif à Absorbant Saturable : ICL à 2-Sections . . . . . | 88  |
| 3.2   | Principe de Blocage de Mode Actif . . . . .   | 96  |
| 3.2.1 | Blocage de Mode Actif par Injection RF . . . . .  | 96  |
| 3.2.2 | Expérience & Résultats des Blocages de modes Actifs . . . . .                                       | 97  |
| 3.3   | Conclusion du chapitre 3 . . . . .  | 101 |

#### **4 Mesure Temporelle de l'Intensité du Laser par la Technique Shifted Wave Interference Fourier Transform Spectroscopy (SWIFTS) 103**

|         |   |     |
|---------|---|-----|
| 4.1     | Principe de la Technique SWIFTS . . . . .   | 105 |
| 4.1.1   | FTS Théorique Parfait . . . . .   | 106 |
| 4.1.2   | SWIFTS Théorique Parfait . . . . .  | 106 |
| 4.1.3   | SWIFTS dans le Cas Non Parfait, Réel, de Notre Montage Expérimental . . . . .             | 107 |
| 4.2     | Résultats de l'Expérience via la Technique SWIFTS . . . . .                               | 112 |
| 4.2.1   | Données issues de SWIFTS et leur Traitement . . . . .                                     | 112 |
| 4.2.2   | Réponse Temporelle de l'ICL à 1-section : Régimes Mode Bloqué & Quasi Libre . . . . .     | 116 |
| 4.2.3   | Réponse Temporelle de l'ICL à 1-Section : en Balayage de Fréquences d'Injection . . . . . | 122 |
| 4.2.3.1 | Mesures à 10° C, par (1-QWIP & 2 Gen. RF) Sans Filtrage . . . . .                         | 122 |
| 4.2.3.2 | Mesures à 10° C, par (1-QWIP & 2 Gen. RF) Avec Filtrage . . . . .                         | 126 |
| 4.2.3.3 | Mesures à 15° C, par (2-QWIPs & 1 Gen. RF) . . . . .                                      | 129 |
| 4.3     | Conclusion du Chapitre 4 . . . . .  | 131 |

---

|   |            |
|---|------------|
| <b>IV Conclusion</b>  | <b>133</b> |
| <b>5 Conclusion</b>   | <b>135</b> |
| <b>V Annexe</b>   | <b>137</b> |
| <b>Annexes</b>  | <b>141</b> |
| <b>A Calculs pour Spectroscopie par Transformée de Fourier</b>  | <b>141</b> |
| A.1 Calculs pour Spectroscopie par Transformée de Fourier . . . . .   | 141        |
| A.1.1 Fourier Transform Spectroscopy : FTS . . . . .  | 141        |
| A.1.2 Shifted Wave Interference Fourier Transform Spectroscopy . . . . .  | 143        |
| <b>B Isolateur Optique</b>  | <b>147</b> |
| B.1 Isolateur Optique . . . . .   | 147        |
| <b>C Étude &amp; traitement des données de Dispersion dans ICL par la technique des transformées de Fourier</b> | <b>149</b> |
| C.1 Étude de GVD . . . . .  | 149        |
| <b>Bibliographie</b>  | <b>173</b> |

---

# TABLE DES FIGURES

|      |  |    |
|------|--|----|
| 1.1  | Spectres d'absorption moléculaires dans la bande MWIR issu de Hitran [54, 55]. . . . .   | 24 |
| 1.2  | (a) Image de la facette semi-réfléchissante d'un ICL sous microscope optique, il est possible de distinguer approximativement les différentes régions du laser selon l'axe de croissance (OZ) : "Cladding", SCH, Région Active, SCH,"Cladding", Substrat; (b) Structure schématique d'un ICL avec modélisation et simulation du mode optique confiné dans la structure; (c) Composition, les épaisseurs des différentes couches du laser E807.1; (d) structure du laser vue d'un coupe longitudinal sous une tension électrique. . . . . | 26 |
| 1.3  | La sensibilité et la dépendance de la longueur d'onde de l'ICL en fonction des épaisseurs des puits 1 et puits 2 . . . . .   | 28 |
| 1.4  | La structure de bande d'un ICL typique fonctionnant à 4.1 $\mu\text{m}$ . . . . .  | 29 |
| 1.5  | L'interface semi-métallique (SMIF) d'un ICL lorsque la structure est sous différentes tensions, $V=0$ et $V>0$ . . . . .   | 29 |
| 1.6  | Description schématique du laser à large gain : (a) la structure de l'empilement des périodes à cascade dans la région active, (b) la représentation du gain total espéré. . . . .   | 30 |
| 1.7  | "W" QW de l'ICL-LG en (a), une mesure du spectre d'électroluminescence de la structure nominale (constant QW) et les variations (graduelles QW) en (b). © D. DIAZ IES-Montpellier . . . . .  | 30 |
| 1.8  | Simulation du mode fondamental superposé sur la géométrie de guide en (a), l'indice de réfraction des différentes couches du laser en (b), l'image du mode optique dans le champ proche en (c), l'image du mode optique dans le champ lointain calculé en utilisant l'image de (c) présenté en (e), le spectre du fréquences spatial en appliquant un filtre passe bas (d), Schéma optique équivalant en (f), le plan de Fourier et le filtrage est calculé numériquement. . . . .   | 34 |
| 1.9  | Montage du laser sur l'embase en cuivre et enceinte de Peltier : (a) Vue 3D du montage ICL sur l'embase en cuivre avec les connecteurs adaptés (b) Vue détaillée de l'enceinte de Peltier avec les différents composants (c) Vue d'ensemble . . . . .  | 36 |
| 1.10 | Schéma expérimental (a) opto-électrique (L-I-V), (b) spectres optiques avec FTIR . . . . .   | 37 |
| 1.11 | Caractéristique d'un ICL à 4 mm de longueur et 10 $\mu\text{m}$ de largeur, montage haut : (a) opto-électrique (L-I-V), (b) spectres optiques pour différents courants dans le régime de pompage continu. . . . .  | 37 |
| 1.12 | Caractéristique d'un ICL à LG 4 mm de longueur et 8 $\mu\text{m}$ de largeur, montage haut : (a) opto-électrique (L-I-V), (b) spectres optiques pour différents courants dans le régime impulsionnel avec un rapport cyclique de 50 % . . . . .  | 39 |
| 1.13 | Caractéristique d'un ICL à LG 3 mm de longueur et 8 $\mu\text{m}$ de largeur en (a),(c) les mêmes caractéristiques pour la structure nominale, montage haut : (a),(b) opto-électrique (L-I-V), (c),(d) spectres optiques pour différents courants en régime impulsionnel avec un rapport cyclique de 50 % . . . . .  | 39 |

|      |  |    |
|------|--|----|
| 1.14 | (a) La structure de bande du QWIP à deux périodes, © M. SAEMIAN (b) Un schéma du fonctionnement du QWIP sous tension électrique, © M. SAEMIAN (c) Une image du montage de QWIP sur une embase en cuivre, et des images de la région active sous microscope optique. . . . .  | 41 |
| 1.15 | Quelques caractéristiques du QWIP fonctionnant à 4.1 $\mu\text{m}$ . (a) Deux spectres d'absorption du QWIP à la température ambiante, mesurés par FTIR. © M. SAEMIAN (b) La réponse électrique (RF) du QWIP pour différents type de connecteurs (SMA/SMP) et différentes tailles de la région active. La limite haute est à 10 GHz (-3 dB). © L. DEL BALZO et M. SAEMIAN. (c) La responsivité du QWIP à l'absorption du faisceau optique pour différents voltages de QWIP. (d) Le profil de responsivité en fonction de la tension sur le QWIP à 2 mW et à 10 mW de puissance optique. Les courbes sont suffisamment bien décrites par une courbe de type $x^3$ . . . . . | 42 |
| 1.16 | Représentation du processus de FWM dans les QCL, figure qui est issue de l'article [76] © J. Faist et <i>al</i> . . . . .  | 45 |
| 1.17 | Représentation du processus de FWM avec génération de bandes latérales, inspiré de [78] . . . . .  | 46 |
| 2.1  | Représentation schématique : en (a) un laser semi-conducteur à cavité Fabry-Pérot, en (b) le gain et les modes du laser associés au modèle. . . . .  | 56 |
| 2.2  | Représentation d'un spectre optique après le seuil du laser avec forte dispersion aux bords du spectre. FSR (Free spectral range, en anglais) est la distance entre les modes latéraux de la cavité optique. . . . .   | 58 |
| 2.3  | Schéma expérimental pour mesure de GDD, des spectres optiques et des battements des modes via l'analyseur de spectres électriques (ESA). . . . .   | 59 |
| 2.4  | Exemple d'interférogramme sous le seuil du laser : en (a) l'interférogramme en entier, en (b) l'interférogramme extrait avec la fenêtre $W_0$ , en (c) l'interférogramme extrait avec la fenêtre $W_1$ après un 1RT . . . . .  | 60 |
| 2.5  | ICL 4mm de longueur : en (a) LIV caractéristique à 15° C en (b) spectres optiques à basse résolution pour différents courants de pompages, à partir de 90 mA en incrémentant de 10 mA . . . . .  | 62 |
| 2.6  | Battement des modes. en (a) carte de BN, en (b) quelques BN extraits de la carte. . . . .  | 62 |
| 2.7  | ICL 4mm de longueur, en (a) la GVD à 10° C et 15° C ; en (b) le gain modal net. En (a') et (b') leurs agrandissements de tracés dans la partie spectrale où le laser émet des spectres. Les bords de la bande spectrale ne sont pas fiables, ce qui est du à la faible SNR. En (c) la tracé de GVD moyenne dans la bande d'émission laser avec les zones d'incertitudes du aux trois contributeurs d'erreurs (Largeur, Position du filtre et Courant). La zone spectrale < 71.45 THz n'est pas fiable, elle est très impactée par la présence des lignes d'absorption de CO <sub>2</sub> . . . . .   | 64 |
| 2.8  | Illustration schématique la fabrication d'un ICL à 2-sections (a)-(d), en (e) et (f) l'ICL sous microscope avant le montage sur une embase en cuivre, (g) l'image sous microscope de l'ICL à 2-sections montrant la partie gravée. . . . .   | 66 |
| 2.9  | ICL 3.2mm à 2-sections : Carte de BN (-15° C). $F_{BN1}=12.35$ GHz et $F_{BN2}=12.42$ GHz, Span = 0.5 GHz, . . . . .   | 67 |

|      |   |    |
|------|---|----|
| 2.10 | ICL 3.2mm à 2-sections : L-I caractéristiques en fonction de la température (-19° C à +19° C) . . . . .   | 67 |
| 2.11 | Résultats à -19° C, 11° C, 15° C, $U_{SA}=0$ volts : en (a) le gain, en (b) la GVD et en (c) les spectres optiques à basse résolution en fixant à 1mW de puissance optique. . . . .   | 68 |
| 2.12 | Résultats à -19° C, $U_{SA}=0$ volts : en (a) le gain; en (b) la GVD et en (c) les spectres optiques à basse résolution selon différents courants de pompage; en (d) les battements des modes correspondant aux spectres de (c) . . . . .   | 71 |
| 2.13 | Résultats à 11° C, $U_{SA}=0$ volts : en (a) le gain, en (b) la GVD et en (c) les spectres optiques à basse résolution différents courants de pompage; en (d) les battements des modes correspondants aux spectres en (c) . . . . .   | 72 |
| 2.14 | Résultats à 15° C, $U_{SA}=0$ volts : en (a) le gain, en (b) la GVD et en (c) les spectres optiques à basse résolution différents courants de pompage; en (d) les battements des modes correspondants aux spectres en (c) . . . . .   | 73 |
| 2.15 | La GVD et la zone d'incertitude de cette dernière à 15° C, $U_{SA}=0$ volts. La méthode d'analyse est en annexe section C.1. . . . .  | 74 |
| 2.16 | Résultats à -19° C, la tension sur SA varie ( $U_{SA}>0$ ) : en (a) le gain, en (b) la GVD et en (c) les spectres optiques à basse résolution selon différents courants de pompage; en (d) les battements des modes correspondant aux spectres de (c) . . . . .   | 76 |
| 2.17 | Résultats à -19° C, la tension sur SA varie ( $U_{SA}<0$ ) : en (a) le gain, en (b) la GVD et en (c) les spectres optiques à basse résolution différents courants de pompage; en (d) les battements des modes correspondants aux spectres de (c) . . . . .  | 78 |
| 3.1  | Différents cas de blocage des modes dans les lasers semi-conducteurs. (a) en haut : Champ modulation de fréquences linéaire (chirp) (a) en bas : Intensité quasi-continue-CW (FM); (b) en haut : Champ synchronisation de modes formation d'impulsions, phase plat/pseudo-aléatoire, (b) en bas : Intensité synchronisation de modes formation d'impulsions, phase plat/pseudo-aléatoire (AM) . . . . . | 85 |
| 3.2  | Schéma d'un Modèle PML à SA . . . . .   | 87 |
| 3.3  | Gravure d'un laser à 1 section pour obtenir un laser à 2-sections (vu ZOx) . . . . .  | 88 |
| 3.4  | Structures d'un ICL à 3.8 $\mu\text{m}$ . . . . .   | 89 |
| 3.5  | Schéma Expérimental ICL à 2-sections . . . . .  | 90 |
| 3.6  | Spectres optiques (gauche) et BNs électriques (droite) en fonction du courant de pompage : [ $T = -15^{\circ}\text{C}$ , $U_{SA} = -1.5\text{V}$ ], échantillon A . . . . .   | 91 |
| 3.7  | BN électrique à [ $T = -5^{\circ}\text{C}$ , $U_{SA} = -1.781\text{V}$ , $I_G = 1.86 \cdot I_{th}$ ] : ICL à 2-sections, échantillon A . . . . .  | 91 |
| 3.8  | Spectres optiques et BN électriques avec et sans tension sur la section SA; échantillon (B) . . . . .   | 92 |
| 3.9  | Spectres optiques et les fits correspondants, BN électriques à - 19°C et - 9°C . . . . .  | 93 |
| 3.10 | Absorption en fonction de la tension sur la section SA . . . . .  | 93 |
| 3.11 | Spectres optiques à basse et haute résolution, BNs mesurés électriquement avec la tension sur la petite section (SA) . . . . .  | 94 |



|      |  |     |
|------|--|-----|
| 3.12 | Cartes de BNs et de photocourants à deux différentes températures : (a) et (d)-Cartes de BNs à $-15^{\circ}\text{C}$ et $+15^{\circ}\text{C}$ en fixant $U_{SA} = -1.78\text{V}$ et $U_G = -1.5\text{V}$ (b) et (e)-Cartes de BNs à $-15^{\circ}\text{C}$ et $+15^{\circ}\text{C}$ en fixant $U_G = -1.78\text{V}$ et $U_{SA} = -1.5\text{V}$ (c) et (f)-Cartes des courants sur la section SA à $-15^{\circ}\text{C}$ et $+15^{\circ}\text{C}$ en fonction de la tension appliquée sur la section à gain et sur la section à SA ; ICL à 2-sections, échantillon (B) . . . . . | 94  |
| 3.13 | Courant de la petite section (SA) en fonction du pompage électrique du grande section (G en orange) et en fonction de la tension de la section SA (courbe en noir). Température à $-15^{\circ}\text{C}$ . . . . .  | 95  |
| 3.14 | Schéma d'un Modèle Actif ML . . . . .  | 96  |
| 3.15 | Schéma expérimental pour le blocage de mode actif . . . . .  | 97  |
| 3.16 | Carte de BN en fonction du courant sur l'ICL et carte AML à $15^{\circ}\text{C}$ . . . . .   | 98  |
| 3.17 | Spectres optiques à HR avec et sans injection RF à la fréquence de résonance de BN en fonctionnement libre : $[T=15^{\circ}\text{C}, I=150.10\text{mA}, A_{\text{RF}}=17.5\text{ dBm}]$ . . . . .  | 99  |
| 3.18 | Cartes issues de OSA avec modulation RF et balayage de fréquences RF. La carte (b) donne les ratios de la carte (a) avec le spectre optique de référence (générateur éteint), $[I=150\text{ mA}, A=17.5\text{ dBm}$ et $T=15^{\circ}\text{C}]$ . . . . .   | 99  |
| 3.19 | Spectres optiques à HR avec et sans injection RF à la fréquence de résonance de BN en fonctionnement libre : $[T=10^{\circ}\text{C}, I=186.10\text{mA}, A_{\text{RF}}=17.5\text{ dBm}]$ . . . . .  | 100 |
| 3.20 | Carte des BNs en fonction du courant sur l'ICL ; Carte du ML actif en balayant la fréquence d'injection et des ratios des spectres optiques HR ; $[10^{\circ}\text{C}, 186\text{mA}, 17.5\text{dBm}]$ . . . . .  | 100 |
| 4.1  | Schéma de SWIFTS simple montrant le principe de la technique avec un laser fs. . . . .   | 107 |
| 4.2  | SWIFTS Interférogramme, enregistrement pas par pas . . . . .   | 108 |
| 4.3  | Une partie des interférogrammes, proche de 0 OPD avec (a) faible SNR, Amplificateur OFF et (b) fort (SNR), Amplificateur ON . . . . .  | 109 |
| 4.4  | Schéma optique et électrique de l'expérience SWIFTS avec (2-QWIPs, 1-Gen. RF) et (1-QWIP, 2-Gen. RF) . . . . .   | 111 |
| 4.5  | Données brutes enregistrées : (a) Les interférogrammes $(X,Y,R,I)$ en entier (b) Zoom proche de 0 OPD, $X,Y,R$ présentés avec des minimums locaux sans être annulés, tandis qu'un maximum est visible pour l'interférogramme $DC$ (c) Zoom proche de 0 OPD après un retardement d'une période équivalente à un aller-retour dans la cavité optique, c'est-à-dire une fréquence du BN. . . . .  | 113 |
| 4.6  | Résultats de SWIFTS avec (1-QWIP,2-Gen.RF) : (a) Spectre AC à HR et l'enveloppe; (b) Les différences de phases entre chaque mode spectral; (c) La Phase cumulative sur toute la zone spectrale. . . . .  | 115 |

|      |   |     |
|------|---|-----|
| 4.7  | Résultats de forte et faible modulation à la fréquence de résonance avec (1-QWIP,2-Gen.RF) : (a),(d) les spectres optiques à HR ; (b),(e) les différences de phases ; (c),(f) les traces temporelles correspondant au spectre entier et aux différents lobes lorsqu'il y a de fortes variations de phase. Les tracés des lobes sont identifiés par différentes couleurs. En bleu le spectre entier, <b>en vert le spectre correspondant à la partie de forte variation de phase [70.75-71.30] THz et en rouge le reste [71.30-72.25] THz</b> . Les injections RF sont faites exactement à la fréquence du BN mesuré en régime libre. L'injection de -3 dBm est considérée comme régime libre ou quasi libre QFR . . . . .   | 116 |
| 4.8  | Comparaison des résultats de SWIFTS dans deux différentes configurations. Résultats SWIFTS pour (1-QWIP,2-Gen.RF) : (a) Spectre AC à HR et l'enveloppe ; (b) Les différences de phases entre chaque mode spectral ; (c) La Phase cumulative sur toute la zone spectrale. Résultats SWIFTS pour (2-QWIPs,1-Gen.RF) : (a') spectre AC à HR et l'enveloppe ; (b') les différences de phases entre chaque mode spectral et le spectre DC/Intensité ; (c') la phase cumulative sur toute la zone spectrale. (d) spectre de l'ICL à 10 °C, 186 mA de courant de pompage et spectre d'absorption des molécules de CO <sub>2</sub> normalisé à 1 [54] ; (e) l'agrandissement de l'axe des fréquences, l'intersection des pics d'absorption et les modes du laser. . . . . | 118 |
| 4.9  | Résultats de SWIFTS à 10 °C, 186 mA, 23 dBm avec (1-QWIP,2-Gen.RF) : (a) spectre AC $ X + iY $ (b) les différences de phases entre chaque mode ; (c) la trace temporelle reconstruite avec (a) et (b) ; (d) La fréquence instantanée, montrant un chirp linéaire. . . . .   | 119 |
| 4.10 | Résultats de SWIFTS à 10 °C, 186 mA, 23 dBm avec (2-QWIPs,1-Gen.RF) : (a) spectre AC $ X + iY $ ; (b) les différences de phases entre chaque mode ; (c) la trace temporelle reconstruite avec (a) et (b) ; (d) la fréquence instantanée, montrant un chirp linéaire. . . . .  | 120 |
| 4.11 | Résultats de SWIFTS, la fréquence d'injection est le $F_{BN}$ avec une forte modulation et QFR, cas de (2-QWIPs,1-Gen.RF) avec PLL sur le lock-in, (a) Spectres optiques AC ; (b) les différences de phases spectrales ; (c) les traces temporelles d'intensité non normalisée en a.u. comparables entre les deux courbes ; (d) les traces temporelles d'intensité normalisée ; (e) agrandissement sur les pics d'intensité en superposant avec les impulsions à la limite de la transformée de Fourier (TF) ; (f) les fréquences instantanées à la résonance de $F_{BN}$ , montrant un chirp linéaire. . . . .   | 121 |
| 4.12 | Résultats de SWIFTS en balayant le courant de pompage de 160 mA à 186 mA et en modifiant en même temps les fréquences d'injection à la résonance de $F_{BN}$ et de $F_{BN} \pm 1$ MHz ; T=10 ° C, 23 dBm : (a) spectres optiques AC ; (b) les différences de phases spectrales ; (c) les traces temporelles d'intensité ; (d) la fréquence instantanée à 186 mA et à la résonance de $F_{BN}$ , montrant un chirp linéaire . . . . .  | 124 |
| 4.13 | Largeur des impulsions en fonction du courant et de la fréquence d'injection correspondant à la trace temporelle de la figure 4.12. en (bleu) sans filtrage, toute la zone spectrale, en (rouge) avec filtrage et la largeur à mi-hauteur (FWHM) de tous les signaux, en (noir) avec filtrage, le FWHM réduite au pic le plus intense, ( <i>exemple 160 mA et 0 MHz</i> ). . . . .  | 125 |

---

|      |  |     |
|------|--|-----|
| 4.14 | Les traces temporelles avec un courant de pompage de 160 mA et balayant les fréquences d'injection à la résonance de $F_{BN}$ et de $F_{BN} \pm 1$ MHz : (a) 2 périodes de traces temporelles ; (b) agrandissement autour des pics d'intensité en superposant les pics d'intensité correspondant à la limite de transformée de Fourier (TF). . . . .   | 125 |
| 4.15 | Résultats de SWIFTS en balayant le courant de pompage de 160 mA à 186 mA et en modifiant en même temps les fréquences d'injection à la résonance de $F_{BN}$ et de $F_{BN} \pm 1$ MHz ; $T=10$ ° C, 23 dBm : (a) spectres optiques AC, la zone perturbée est filtrée ; (b) les différences de phases spectrales ; (c) les traces temporelles d'intensité ; (d) la fréquence instantanée à 186 mA et à la résonance de $F_{BN}$ , montrant un chirp linéaire . . . . .  | 126 |
| 4.16 | Les traces temporelles avec un courant de pompage de 160 mA et balayant les fréquences d'injection à la résonance de $F_{BN}$ et de $F_{BN} \pm 1$ MHz : (a) spectres optiques AC, la zone perturbée est filtrée ; (b) les différences de phases spectrales ; (c) 2 périodes de traces temporelles (maximum d'amplitude normalisée à 1) avec la fréquence instantanée en gris ; (d) agrandissement autour des pics d'intensité en superposant les pics d'intensité correspondant à la limite de la transformée de Fourier (TF) ; (e) les intensités relatives en unité arbitraire. . . . . | 128 |
| 4.17 | Résultats de SWIFTS en balayant la fréquence d'injection de $F_{BN}-1.2$ MHz à $F_{BN}+1.5$ MHz, $T=15$ °C, 23 dBm : (a) spectres optiques AC ; (b) les différences de phases spectrales ; (c) les traces temporelles d'intensité ; (d) la fréquence instantanée à la résonance de $F_{BN}$ , montrant un chirp linéaire. . .  | 129 |
| 4.18 | en bleu, largeurs des impulsions en fonction de la différence de fréquence d'injection $dF$ correspondant aux traces temporelles de la figure 4.17, en noir, l'amplitude de BN converti en MHz en a.u. mesuré sur le QWIP-1, en rouge, modification de phase en fonction de la fréquence d'injection. . . .  | 130 |
| B.1  | Simple schéma d'un isolateur optique. © <a href="http://www.edmundoptics.ca">www.edmundoptics.ca</a> . . . . .   | 147 |
| B.2  | Schéma d'un polariseur Glan Foucault. © <a href="http://www.thorlabs.com">www.thorlabs.com</a> . . . . .   | 148 |
| B.3  | Mesure de BN électriques : sans réflexion, avec réflexion en réglage non optimal, avec réflexion en réglage optimal. . . . .   | 148 |

# RÉSUMÉ

Les peignes de fréquence optique (OFC) sont des sources de lumière cohérente qui émettent un large spectre de modes discrets parfaitement espacés, chacun avec une fréquence absolue mesurable avec la précision d'une horloge atomique. Après 20 ans de développement dans les domaines du proche infrarouge et du visible, les OFC ont révolutionné la métrologie des fréquences et ont eu un impact majeur dans d'autres domaines allant de l'astronomie aux communications. Grâce à ces développements, les OFC dans l'infrarouge moyen (MIR 3-12  $\mu\text{m}$ ) sont récemment devenus d'un grand intérêt pour la spectroscopie moléculaire. Cela est dû à la forte absorption des modes de vibration et de rotation moléculaires dans la région des "empreintes digitales" spectroscopiques. Néanmoins, le fonctionnement de l'OFC dans la région cruciale de l'infrarouge moyen (MWIR), 3  $\mu\text{m}$  à 6  $\mu\text{m}$ , reste nettement sous-développé par rapport aux autres parties du MIR. Le MWIR est essentiel car les produits chimiques à base d'hydrocarbures ainsi que les composés organiques contenant de l'oxygène ou de l'azote y ont de fortes signatures spectroscopiques. De plus, la fenêtre de transparence atmosphérique du MWIR est à la longueur d'onde d'environ 4  $\mu\text{m}$  (la suivante : à 9 microns dans le MIR), ce qui la rend adaptée aux communications optiques en espace libre. Cette région du MWIR se trouve au point de fonctionnement préféré des lasers à cascade interbande (ICL). Ces sources à semi-conducteurs combinent la transition interbande d'une diode laser conventionnelle avec le schéma de cascade efficace introduit par le laser à cascade quantique (QCL). Les puissances de seuil de ces lasers sont généralement d'un ordre de grandeur inférieur à celles des QCL, ce qui les rend économes en énergie et idéaux pour les systèmes extrêmement compacts et stables alimentés par batterie. La dynamique de gain relativement "lente" des ICL, contrairement aux QCL, les rend adaptable aux deux différents modes de verrouillage passif et actif, facilitant la conception d'un OFC sur une plateforme ICL. Les trois points majeurs : (a) émission dans la gamme de longueurs d'onde (3 - 6)  $\mu\text{m}$ , (b) faibles besoins en énergie électrique, (c) dynamique inhérente, font des ICL un outil idéal pour la réalisation d'OFC MWIR miniatures sur puce grâce au verrouillage de modes.

Dans ce travail, nous présentons une étude expérimentale approfondie d'une nouvelle génération d'ICL et de leur potentiel pour les OFC.

Cette thèse présente une étude complète de la caractérisation de la nouvelle génération d'ICL, qui apporte la preuve du régime OFC à la fois par spectroscopie des battements à haute fréquence, et par la nouvelle technique de reconstruction temporelle de la dynamique ultrarapide de ces lasers, celle-ci permettant de "visualiser" le contrôle du type de fonctionnement de l'OFC dans les ICL. En particulier, a été effectuée la caractérisation opto-électrique d'un ensemble d'ICL avec une gamme de géométries, dans le but d'étudier les ICL à faible dispersion de retard de groupe (GDD) à des longueurs d'onde plus longues que celles étudiées auparavant : un ICL fonctionnant à 3.8  $\mu\text{m}$  avec une architecture en deux sections, des ICL fonctionnant à 4.1  $\mu\text{m}$ , et une autre génération d'ICL fonctionnant à une longueur d'onde de 4.2  $\mu\text{m}$  conçue avec un gain spectral large. La formation du régime OFC et la GDD sont liées et importantes pour comprendre les mécanismes fondamentaux de la formation de l'OFC. Les ICL ont été étudiés à l'aide de la spectroscopie Beatnote (BN) optique et électrique. Les verrouillages de mode passif (ou libre) et actif ont été démontrés. Pour les ICL à deux sections, où l'ICL est divisé en une partie longue et une partie courte pour une seule

cavité, l'effet exact de la petite section sur le BN a été explicité. En particulier, elle permet de (a) contrôler très finement la dispersion intracavité et (b) en introduisant des pertes obtenir des résultats intermédiaires démontrant que l'on converge vers un comportement passif à mode verrouillé pour générer des impulsions. Ce travail étend l'étude au cas des ICL fonctionnant à des longueurs d'onde plus longues dans une cavité à section unique et où la GDD est censé être inférieur. Dans le cas particulier des ICL fonctionnant à  $4.1 \mu\text{m}$ , il est montré qu'un BN optique puissant peut être verrouillé par injection radio-fréquence (RF) à la fréquence d'un aller-retour de l'ICL, révélant les premières étapes de verrouillage du mode actif. Ce verrouillage par injection a été réalisé à l'aide d'une architecture laser simple à section unique avec une très faible dispersion du guide d'onde, montrant ainsi que l'adaptation du guide d'onde ICL au fonctionnement RF n'est pas une exigence fondamentale. Dans sa dernière partie, la thèse montre la mise en œuvre de la technique "Shifted Wave Interference Fourier Transform Spectroscopy" (SWIFTS), utilisée selon deux configurations différentes, pour reconstruire le profil d'intensité temporel du laser à des échelles de temps ultrarapides. Cela permet de démontrer la nature des OFC générés dans ces ICL. En effet, l'ICL fonctionne en régime de modulation de fréquence (FM) lorsqu'il est en fonctionnement libre et transite vers un régime de modulation d'amplitude (AM) lorsqu'il est activement verrouillé en par injection RF. Fait intéressant, l'étude montre également que les ICL peuvent générer des impulsions courtes de  $\sim 6.7$  ps en fonctionnement libre, malgré le fonctionnement FM, et met en évidence le contrôle de la largeur d'impulsion et de l'intensité maximale via l'injection RF. Cela permet de compresser d'un facteur de 2.3 les impulsions libres pour obtenir des impulsions inférieures à 3 ps.

Ces travaux constituent une étape importante dans la réalisation et le contrôle des OFC dans la région MWIR. Les perspectives sont d'élargir la bande passante spectrale des ICL et de générer des impulsions ultracourtes de haute puissance dans le MWIR et au-delà, afin de concevoir des instruments de mesure de nouvelle génération sur puces, précis et fiables, à bas bruit et à faible consommation d'énergie.

# ABSTRACT

Optical frequency combs (OFCs) are coherent light sources that emit a broad spectrum of discrete, perfectly spaced modes, each with an absolute frequency measurable with the precision of an atomic clock. After 20 years of development in the near-infrared and visible domains, OFCs have revolutionized frequency metrology and had a major impact in other fields ranging from astronomy to communications. From these developments, OFCs in the mid-infrared (MIR 3-12  $\mu\text{m}$ ) have recently become of great interest for molecular spectroscopy. This is due to the high absorption of molecular vibrational and rotational modes, the region of spectroscopic "fingerprints". Nevertheless, OFC operation in the crucial midwave infrared (MWIR) region, 3  $\mu\text{m}$  to 6  $\mu\text{m}$ , remains significantly underdeveloped compared to other parts of the MIR. MWIR is critical because in that range hydrocarbon-based chemicals as well as organic compounds containing oxygen or nitrogen have strong spectroscopic signatures. Further, one of the windows of atmospheric transparency in the MWIR is  $\sim 4$   $\mu\text{m}$  wavelength (next one : at 9 microns in the MIR), making it adapted for free space optical communications. This region of the MWIR is the preferred operating point for interband cascade lasers (ICL). These semiconductor sources combine the interband transition of a conventional diode laser with the effective cascade scheme introduced by the quantum cascade laser (QCL). The threshold powers of these lasers are typically an order of magnitude lower than those of QCLs, making them energy-efficient and ideal for extremely compact, stable, battery powered systems. The relatively "slow" gain dynamics of ICLs, unlike QCLs, make them simultaneously suitable for passive and active mode locking, facilitating the possibility of OFCs on an ICL platform. These three major points : (a) emission in the (3 - 6)  $\mu\text{m}$  wavelength range, (b) low electrical power requirements, (c) inherent dynamics, make ICLs an ideal tool for the realisation of miniature on-chip MWIR OFCs through modelocking.

In this work, we present an in-depth study of a new generation of ICLs and their potential for OFCs.

We present a complete study of the initial characterisation of these ICLs, the evidence of OFC operation through high frequency beatnote spectroscopy to the complete ultrafast temporal characterisation of these lasers, with the latter showing/adjusting the control of the type of OFC operation in ICLs. To particular, we have carried out opto-electrical characterisation of a set of ICLs with a range of geometries, with an aim of studying ICLs with low group delay dispersion (GDD) and at longer wavelengths that previously investigated : ICLs operating at 3.8  $\mu\text{m}$  with a two-section architecture, ICLs operating at 4.1  $\mu\text{m}$ , and another generation of ICLs operating at 4.2  $\mu\text{m}$  wavelength designed with spectrally broad gain. The formation of the OFC regime and group delay dispersion (GDD) are linked and important to characterise to understand the fundamental mechanisms of OFC formation. ICLs have been studied using optical and electrical beatnote (BN) spectroscopy, and where we demonstrate passive (or free-running) and active modelocking. For the two-section ICLs, where the ICL is divided into a long and short part in a single cavity, we demonstrate the exact effect of the latter on the BN. In particular, the small section makes it possible to (a) control intracavity dispersion very finely and (b) obtain intermediate results proving that we are converging towards a passive modelocked behaviour to generate pulses.

This work then feeds into the case of ICLs operating at longer wavelengths in a single section cavity and where the GDD is expected to be less. In the particular case of the ICLs operating at  $4.1 \mu\text{m}$ , we demonstrate a strong optical BN, which can be injection locked by radio frequency (RF) injection at the round trip frequency of the ICL, showing the first-steps of active modelocking. This injection locking was achieved using a simple single-section laser architecture with very low waveguide dispersion, and showing that adapting the ICL waveguide for RF operation is not a fundamental requirement. In the final part of the thesis, we show the implementation of the "Shifted Wave Interference Fourier Transform Spectroscopy" (SWIFTS) technique, used in two different configurations, to reconstruct the laser's temporal intensity profile at ultrafast timescales. This permits to demonstrate the nature of OFC generated in these ICLs. Indeed, we show that the ICL operates in the frequency modulation (FM) regime when free-running and transits towards an amplitude modulation (AM) regime when actively modelocked. Interestingly, we also show that ICLs can generate short pulses of  $\sim 6.7$  ps in free-running operation, despite FM operation, and highlight the control of the pulse width and peak intensity via RF injection. This permits to compress the free-running pulses by a factor of 2.3 to obtain sub-3 ps pulses.

The work provides a significant step of realising and controlling OFCs in the MWIR region. The important perspective are to further improvements in ICLs-based OFCs in terms of spectral bandwidth and the generation of high power ultrashort pulses in the MWIR trough the design new generation measuring instruments on chips, precise and reliable, with low noise and low energy consumption.

# REMERCIEMENTS

Ma thèse doctorale a duré 3 ans et demi. Pendant tout ce temps, j'ai été accueilli au Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure (LPENS). Aussi aimerais-je remercier l'ensemble des personnels du laboratoire autant que la direction du laboratoire pour cet accueil.

Je remercie les membres du jury, *Pr. J. FAIST*, *Pr. D. MARRIS-MORINI*, *DR. R. COLOMBELLI*, *MCf. L. CERUTTI* et notamment les rapporteurs *Pr. É. TOURNIÉ*, *Pr. F. GRILLOT* qui ont procédé à une lecture minutieuse du manuscrit afin d'approuver la mise en place de la soutenance. J'ai été très honoré d'être examiné par des membres de jury hautement qualifiés dans le champ de recherche de ma thèse : laser et opto-électronique quantique. Je remercie mes pairs d'avoir approuvé ma soutenance de thèse "à l'unanimité" et d'avoir ainsi signifié mon intégration dans le communauté scientifique en tant que Docteur en Physique.

J'aimerais remercier mon directeur de thèse *DR. S. DHILLON* pour m'avoir accepté au sein de son équipe nano-THz en me confiant la tâche de développement de nouvelles activités dans le moyen infrarouge, et notamment la mise en place d'une nouvelle technique de mesure ultra-rapide.

J'aimerais remercier les permanents du groupe nano-THz avec qui j'ai eu des discussions enrichissantes, *J. Mangeney*, *L.-A. de Vaultchic*, *Y. Guldner*, *J. Tignon*. J'aimerais également remercier les permanents du groupe QUAD, *A. Vasanelli*, *C. Sirtori*, *D. Gacemi*, *Y. Todorov* avec qui j'ai eu beaucoup d'interactions : je leur ai emprunté des matériels scientifiques et j'ai eu de véritables échanges scientifiques qui ont apporté des réponses pertinentes à mes interrogations.

Je n'oublie pas non plus ma collaboration avec les anciens doctorants et post-doctorants de notre propre groupe nano-THz et ceux du groupe QUAD, mon second groupe adoptif : *J. Hawecker*, *C. Song*, *T. Boulier*, *H. Vergnet*, *S. Messelot*, *R. Kerjouan*, *S. Kang*, *T. Apretna*, *E. Rodriguez*, *H. Dely*, *A. Haky*, *T. Bonazzi*, *T.H. Dang*.

Je remercie aussi les nouveaux qui sont arrivés, avec qui j'ai eu bien évidemment des discussions scientifiques sur différents sujets mais également nous avons partagé des moments de détente, agréables et mémorables tant au laboratoire, que dans colloques et conférences auxquels nous avons participé : *S. Coyemans*, *J. Bermejo*, *A. de-Vetter*, *A. Fournier*, *A. Wright*, *S. Ayari*, *I. Abdourahamane*, *E. Cardi*, *M. Saemian*, *F. Pisani*, *J. Baik*, *J. Perez-Urquizo*, *L. Del Balzo*, *M. Mastrangelo*, *B. Martin*, *M. Bahremand*, *U. Iqbal*, *T. Krieguer*, *A. Piazza*, *S. Basceken*.

Je souhaiterais remercier l'équipe de l'Institut d'Électronique et des Systèmes de Montpellier. En effet, durant ma thèse, j'ai collaboré étroitement avec les chercheurs d'IES de Montpellier *L. Cerutti*, *D. Diaz*, *A. Baranov*. J'ai beaucoup apprécié leur professionnalisme.

Je remercie *P. Morfin*, *C. Dodray*, *A. Pascal*, *D. Lebaron*, *A. Leclerq*, *P. Pace*, *L. Bonnet*, *L. Pérennès* pour leur aide en matière de conception/fabrication mécanique et électronique. En effet, lors de ma thèse, j'ai formulé beaucoup de demandes de différents type portant sur des pièces mécaniques et électroniques, y compris la fabrication complète de trois enceintes de Peltier.



J'aimerais remercier particulièrement *Baptiste Chomet*, ex post-doctorant de QUAD qui m'a aidé et m'a guidé tout au long de mes expériences. J'ai beaucoup apprécié son aide, car il a fait une relecture indépendante de mon manuscrit de thèse et a relevé des questions scientifiques pertinentes à développer et à modifier.

Je tiens à remercier *Martin Mičica*, post-doctorant de nano-THz qui a bien voulu jouer le rôle de "punching ball" face à toutes les idées que je pouvais avoir, fort de toutes ses qualités pluridisciplinaires.

Je tiens à remercier particulièrement l'école doctorale (ED) 397 et notamment la Directrice de l'ED *Pr. Nadine Witkowski* qui a su intervenir de façon juste et en apportant l'aide précieuse qui m'était indispensable.

Je remercie également *Philippe Chauvet*, un ami très cher, ingénieur de Télécom Paris qui s'est porté volontaire pour des relectures de mon manuscrit de thèse avec un regard non-spécialiste du sujet, afin de manier la langue de Molière plus habilement. J'apprécie également son soutien moral aux moments difficiles durant ma thèse.

Finalement, j'aimerais remercier ma famille qui m'a soutenu continuellement tout au long de ma thèse doctorale et a apporté son aide aux moments difficiles.

# PRODUCTIONS SCIENTIFIQUES

J'ai eu l'occasion de participer au congrès de :

- "French-German TeraHertz Conference 2022"  
Montpellier, France (2022),
- "IQCLSW 2022 – International Quantum Cascade Laser School and Workshop"  
Zurich et Monte Verità, Suisse (2022),
- "ITQW 2023 - The International Infrared and Terahertz Quantum Workshop"  
Erice, Italie (2023),
- "EOSAM 2023 - European Optical Society Annual Meeting <sup>1</sup>" [1]  
Dijon, France (2023).

où j'ai présenté en public de façon synthétique l'état de mes travaux en cours en vue d'articles scientifiques.

Co-auteur d'un article en collaboration :

- "Field-resolved high-order sub-cycle nonlinearities in a terahertz semiconductor laser <sup>2</sup>" [2], publié dans "Light : Science & Applications 10.1 (déc. 2021), p. 246".

---

1. <https://doi.org/10.1051/epjconf/202328707006>

2. <https://doi.org/10.1038/s41377-021-00685-5>



# ACRONYMES

TABLE 1 – Acronymes

|   |   |
|---|---|
| <b>A</b>  | FFT - Fast Fourier Transform                                    |
| A-R - Anti-Reflection   | FM - Frequency Modulation                                       |
| AC - Alternative Current  | FROG - Frequency-Resolved Optical Gating                        |
| AM - Amplitude Modulation   | FSR - Free Spectral Range                                       |
| AML - Active Mode Locking   | FTIR - Fourier Transform Infrared Spectroscopy                  |
| ANR - Agence Nationale de la Recherche  | FTS - Fourier Transform Spectroscopy                            |
| AR - Active Region  | FWHM - Full Width at Half Maximum                               |
| ASE - Amplified Spontaneous Emission  | FWM - Four Wave Mixing  |
| ASUPS - ASynchronous UPconversion Sampling  | <b>G</b>  |
| <b>B</b>  | GDD - Group Delay Dispersion                                    |
| BN - Beat Note  | GTI - Gires-Tournois interferometer                             |
| BP - Bande Passe  | GVD - Group Velocity Dispersion                                 |
| <b>C</b>  | <b>H</b>  |
| CB - Conduction Bande   | HITRAN - High Resolution Transmission                           |
| CD - Compact Disc   | HR - High Resolution  |
| CHCC - Conduction electron recombines with a valence Hole, with the released energy exciting a second Conduction electron to a vacant higher Conduction state | HWP - Half Wave Plate   |
| CHSH - Conduction electron recombines with a valence Hole, with the released energy exciting a valence Hole to the Spin-split-off band                        | <b>I</b>  |
| CW - Continuous Wave  | ICL - Interband Cascade Laser                                   |
| <b>D</b>  | ICL-LG - Interband Cascade Laser Large Gain                     |
| DBR - Distributed Bragg Reflector   | ICP-RIE - Inductively Coupled Plasma Reactive Ion Etching       |
| DC - Direct Current   | IES - Institut d'Électronique et des Systèmes                   |
| DFB - Distributed FeedBack  | IoT - Internet of Things  |
| DVD - Digital Versatile Disc  | IR - Infrared   |
| <b>E</b>  | <b>L</b>  |
| ENS - École Normale Supérieure  | LASER - Light amplification by Stimulated Emission of Radiation |
| ESA - Electrical Spectrum Analyser  | LASH - Laser Assisted Scar Healing                              |
| ETH - Federal Institute of Technology   | LG - Large Gain   |
| <b>F</b>  | LiDAR - Laser Imaging Detection and Ranging                     |
| FACE - Fourier-transform Analysis of Comb Emission  | LIV - Light-Current-Voltage                                     |
| FFT - Fast Fourier Transform  | LNA - Low Noise Amplifier                                       |

TABLE 2 – Acronymes

|   |   |
|---|---|
| LO - Local Oscillator   | QWIP - Quantum Well Infrared Photodetector                                      |
| LPENS - Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure | QWP - Quarter Wave Plate  |
| <b>M</b>  | <b>R</b>  |
| MBE - Molecular Beam Epitaxy                                  | RF - Radio Frequency  |
| MIR - Mid-infrared  | RT - Round Trip   |
| MIT - Massachusetts Institute of Technology                   | <b>S</b>  |
| ML - Mode Locking   | SA - Saturable Absorber   |
| MOPVPE - Metalorganic Vapor Phase Epitaxy                     | SAM - Self Amplitude Modulation   |
| MWIR - Medium Wavelength Infrared                             | SCH - Superlattice (InAs/AlSb) + GaSb   |
| <b>N</b>  | SCL - SemiConductor Laser   |
| NASA - National Aeronautics and Space Administration          | ScL - Superlattice (InAs/AlSb)  |
| NIR - Near-Infrared   | SHB - Spatial Hole Burning  |
| <b>O</b>  | SHG - Second Harmonic Generation  |
| OCT - Optical Coherence Tomographie                           | SL - Superlattice (InAs/AlSb)   |
| OFB - Optical FeedBack  | SMA - Sub Miniature version A   |
| OFC - Optical Frequency Comb                                  | SMIF - Semi-Metallic Interface  |
| OPD - Optical Path Difference                                 | SMP - Sub Miniature Push-on   |
| OSA - Optical Spectrum Analyser                               | SNR - Signal to Noise Ratio   |
| <b>P</b>  | SPIDER - Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction |
| PIC - Photonic Integrated Circuit                             | SPM - Self Phase Modulation   |
| PID - Proportional-Integral-Derivative                        | SWIFTS - Shifted Wave Fourier Transform Spectroscopy                            |
| PLL - Phase-Locked Loop                                       | <b>T</b>  |
| PML - Passive Mode Locking                                    | TDS - Time Domain Spectroscopy  |
| <b>Q</b>  | TE - Transverse Electric  |
| QCL - Quantum Cascade Laser                                   | TF - Fourier Transform  |
| QD - Quantum Dot  | TM - Transverse Magnetic  |
| QDash - Quantum Dash  | <b>V</b>  |
| QFR - Quasi Free Running                                      | VB - Valance Bande  |
| QW - Quantum Well   |   |

# INTRODUCTION

Cette thèse porte sur les peignes de fréquences optiques. Un peigne de fréquences optiques représente des dizaines, voire jusqu'à des millions de modes fréquentiels espacés de façon bien régulière. En plus d'espacements réguliers, ces modes sont reliés entre eux par une certaine relation complexe qui les rend cohérents. Le peigne de fréquences optiques se présente comme une règle graduée composée de fréquences calibrées/absolues. Le peigne, OFC en anglais, est un outil très puissant et hyperprécis, dont l'implication dans le monde scientifique ne fait que s'améliorer encore et encore. Il rend les mesures précises, comme par exemple la précision de la mesure du temps qui a gagné une magnitude en passant à l'ordre de  $10^{-19}$  s grâce à ce progrès. Le champ d'utilisation des OFC est d'une telle importance qu'en 2005, 5 ans seulement après la démonstration du premier système d'OFC relativement simple, les inventeurs (John L. Hall et Theodor W. Hänsch) ont été récompensés par un prix Nobel.

Des années 1960 jusqu'aux années 2000, le domaine de la physique des lasers a connu un développement extraordinaire, avec une multitude de champs d'application dans différents domaines (en science, en industrie, en médecine, en art, etc.). Les lasers sont devenus indispensables. Les lasers sont des sources de faisceaux de lumière cohérente qui émettent à une ou plusieurs longueurs d'onde. On peut dater la première démonstration du laser à 1960 par Théodore Maiman, "Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation".

Certaines catégories de lasers se distinguent par leurs propriétés intrinsèques. Les lasers à semi-conducteurs (SCL) sont de tailles remarquablement petite, ils ne font typiquement que quelques dizaines de micromètres de largeur et quelques millimètres de longueur. Ils fonctionnent à l'électricité de sorte que, vus de façon simple, ils convertissent le courant électrique en lumière laser.

La génération suivante, les SCL, sont très pratiques pour être intégrés dans des systèmes électroniques et des dispositifs portables et embarqués. Par exemple, les lecteurs et graveurs de CD/DVD sont basés sur des SCL. D'autres types de capteurs existent pour des mesures environnementales, de santé et encore d'autres plus performants et précis sont réalisés dans le domaine spectral du moyen infrarouge (MWIR) autour de [3-6]  $\mu\text{m}$  de longueur d'onde.

La dernière génération s'appuie sur les démonstrations récentes de SCL fonctionnant en régime OFC (peignes de fréquences optiques). Les applications potentielles de ces OFC dans le domaine spectral MWIR sont immenses. C'est l'une des sources de motivation du présent travail de thèse auquel je me suis consacré. En effet, la précision et la sensibilité des capteurs sont élevées lorsque leur principe de mesure est basé sur cette dernière mise au point des lasers que constituent les peignes de fréquences optiques. L'objectif de cette thèse est de générer et de contrôler les peignes de fréquences optiques. Et pour cela, il faudra inévitablement cerner le mécanisme indispensable du blocage des modes.

Le domaine d'application est celui du développement des lasers émettant des impulsions très courtes, depuis les picosecondes à quelques femtosecondes. C'est aussi celui des lasers "à mode bloqué" (ML), utilisés pour certaines applications médicales et notamment scientifiques (spectroscopie de pompe/sonde, spectroscopie dans le domaine temporel (TDS), etc).

La génération de peignes de fréquences optiques est exigeante quant la stabilisation et le contrôle des lasers de ce type. Les mécanismes qui sont mis en place dans ce type de lasers sont issus de paramètres clés de la physique : l'utilisation des absorbants saturables pour synchroniser les modes de cavité laser afin de réguler les décalages temporels entre les modes dûs à la propagation, la dispersion, les brèves émissions de la lumière avec des répétitions très régulières et d'autres phénomènes physiques.

Le développement des sources lasers opérant dans le régime OFC s'est multiplié dans les années 2005-2020. Nombreux lasers (en MWIR et en MIR) sont mis en opération en régime OFC, notamment les lasers à cascade quantique (QCL) et les lasers à cascade inter-bande (ICL) qui appartiennent à la même famille des lasers à semi-conducteurs. Les QCL pouvaient aussi générer des peignes de fréquence mais, étant donné leur caractère intrinsèque très rapide, ils n'étaient pas compatibles avec les théories connues sur les lasers mode bloqué, et donc laissaient béante une véritable interrogation scientifique. De nouvelles théories et techniques de caractérisations ont été développées par le groupe d'opto-électronique quantique de l'ETH de Zurich et d'autres groupes, afin de comprendre et expliquer la physique de la formation de peignes de fréquences. Ces nouvelles théories ont expliqué en partie la formation des peignes de fréquence dans les ICL, mais la dynamique et certains comportements ne sont toujours pas entièrement résolus. La compréhension et le fonctionnement fondamental des QCL et des ICL ont des similarités mais également des divergences. Cette thèse explore l'approfondissement de ces divergences. Les questions qui se posent sont :

- Comment les peigne de fréquences optiques se forment ?
- Comment les mesurer de façon adéquate ?
- Comment les contrôler ?
- Quels sont les paramètres clés mis en jeux pour les ICL-OFC ?

Nous allons répondre à ces questions via ce manuscrit de thèse.

Ce travail se place dans la continuité de mon parcours de recherche. En effet, à la fin de mon parcours universitaire à l'Université Nice - Sophia Antipolis, j'ai été particulièrement intéressé par deux sujets, l'astrophysique et l'opto-électronique appliquées notamment au domaine des technologies du spatial. Dans cet objectif, je fis en 2019 un stage à Thales Alenia Space (à Cannes) pendant lequel j'ai travaillé sur un concept innovant "d'imageur de gaz" basé sur les interféromètres à transformées de Fourier statiques. Ceux-ci m'ont permis d'identifier plus de cinq espèces de gaz à effet de serre et leurs variations anthropogéniques dans une colonne d'atmosphère depuis l'espace. Ces observations furent rendues possibles grâce à des peignes de fréquences optiques.

Ces résultats m'ont permis de mesurer combien les observations précises sur les applications environnementales et industrielles des gaz allaient devenir primordiales au moment où elles deviennent totalement d'actualité.

Le désir d'étude approfondie de l'optique me mena à poursuivre mon parcours professionnel en tant que scientifique. Mes sujets d'intérêt et d'intuition perceptive portaient sur les applications satellitaires, sur l'utilisation des techniques innovantes en optique, sur les dispositifs opto-électroniques quantiques sachant que j'étais à ce moment là spécialisé en proche/moyen infrarouge. C'est ainsi que je fus choisi comme doctorant au laboratoire de l'ENS qui souhaitait recruter de jeunes et nouveaux esprits sur les propriétés ultrarapides

des dispositifs optoélectroniques afin d'élargir le champ de leurs compétences. Et j'ai eu la chance de correspondre à un financement par l'ANR "ACTIVE-COMB". J'ai donc saisi cette occasion d'approfondir l'explication et la maîtrise des peignes de fréquences optiques actifs générés par des lasers à cascade interbande. Mon travail de thèse est majoritairement expérimental. J'ai conçu l'installation optique dans son entièreté dans le laboratoire du LPENS à l'Ecole Normale Supérieure sur le site d'Ulm, ce qui a permis de réaliser les expérimentations. J'ai obtenu que ces résultats objectifs et mesurables soient confrontés à des simulations réalisées par Baptiste CHOMET (Chargé de recherche, "post-doctoral", dans l'équipe QUAD du LPENS) au niveau actuel des intuitions théoriques dans la mesure où mes expérimentations contribuent à la compréhension mutuelle des et à l'exploration mécanismes fondamentaux mis en jeux.

Dans ce manuscrit de thèse, nous allons étudier **comment générer et contrôler les peignes de fréquences optiques basés sur des lasers à cascade interbande**. Ce travail sera structuré de la manière suivante :

D'abord, dans le [chapitre 1](#), nous allons présenter un état de l'art non classique de l'ensemble des lasers en comparant certaines propriétés et "design" physiques de façon générale, et en les comparant également aux propriétés intrinsèques des échantillons de lasers que nous avons retenus pour nos expérimentations. Nous allons introduire les peignes de fréquences optiques, le processus de mélange à quatre ondes (FWM) et les techniques de caractérisation des OFC, notamment la technique particulière choisie pour cette thèse.

Dans le [chapitre 2](#), nous allons étudier le gain et la dispersion dans les ICL.

Dans le [chapitre 3](#), nous allons étudier les techniques de modes blocages/verrouillages, actives et passives.

Dans le [chapitre 4](#), nous allons étudier les caractérisations temporelles de l'un des ICL via la technique "Shifted Wave Interference Fourier Transform Spectroscopy" (SWIFTS).

Finalement, dans le dernier [chapitre 5](#), nous allons conclure sur la génération et le contrôle des peignes de fréquences basés sur les ICL et les perspectives en vue de futurs travaux.

Nous avons vu combien les lasers sont importants et omniprésents dans notre vie quotidienne et dans le monde scientifique, notamment les lasers à semi-conducteurs. Nous avons vu également le développement d'un outil très puissant, les peignes de fréquences optiques, et ses avantages. Cette thèse est une avancée dans la maîtrise des peignes de fréquences optiques.





## **Première partie**

# **État de l'art des Lasers à Cascade Interbande**



## ÉTAT DE L'ART

*Le futur n'est jamais que du présent à mettre en ordre. Tu n'as pas à le prévoir, tu as à le permettre*

– Antoine de Saint-Exupéry

|       |  |    |
|-------|--|----|
| 1.1   | Contexte Historique . . . . .                                    | 19 |
| 1.1.1 | Lasers à Semi-Conducteurs . . . . .                              | 20 |
| 1.1.2 | Lasers Modes Bloqués . . . . .                                   | 22 |
| 1.1.3 | Origine de Peignes de Fréquences Optiques . . . . .              | 22 |
| 1.2   | Structure d'un ICL . . . . .                                     | 25 |
| 1.2.1 | Structure de Bande . . . . .                                     | 27 |
| 1.2.2 | Structure d'un ICL à Large Gain . . . . .                        | 30 |
| 1.2.3 | Simulation de Guide d'Onde & Modes Spatiaux . . . . .            | 32 |
| 1.3   | Caractérisation : Opto-électronique, Spectres optiques . . . . . | 35 |
| 1.3.1 | Montage du laser et Enceinte de Peltier . . . . .                | 35 |
| 1.3.2 | Mesures : L-I-V & Spectres Optiques . . . . .                    | 37 |
| 1.3.3 | Caractéristiques de l'ICL à Large Gain . . . . .                 | 38 |
| 1.4   | Photodétecteurs Infrarouge à Puits Quantiques QWIP . . . . .     | 40 |
| 1.4.1 | Principe de Fonctionnement . . . . .                             | 40 |
| 1.4.2 | Caractérisation . . . . .  | 42 |
| 1.5   | Peignes de Fréquences . . . . .                                  | 44 |
| 1.5.1 | Définition d'un Peigne de Fréquences Optiques . . . . .          | 44 |
| 1.5.2 | Techniques de Mesures et de Caractérisation . . . . .            | 47 |
| 1.6   | Conclusion du Chapitre 1 . . . . .                               | 49 |

Dans ce chapitre, nous allons présenter un état de l'art de la technologie des lasers à cas-

cade interbande (ICL) et introduire les peignes de fréquences optiques (OFC). Pour cela, dans un premier temps, nous allons détailler un état de l'art des propriétés structurales des ICL, comme par exemple les caractéristiques opto-électroniques (L-I-V), les structures de bandes et les régimes de fonctionnement en fonction de la température, etc. Dans la même section, nous allons situer les caractéristiques des échantillons de lasers que nous avons utilisés en les comparant aux caractéristiques générales. Dans un second temps, nous allons introduire les peignes de fréquences optiques, issus par génération d'impulsions et par le processus de mélange à quatre ondes (FWM). Dans un troisième temps, nous allons expliquer les différents techniques de caractérisation des peignes de fréquences et la technique particulière que nous avons choisie pour les expérimentations qui ont été traitées dans cette thèse.

## 1.1 Contexte Historique

La première conception d'un "laser" ("Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation" en anglais) fut achevée en 1960 par Théodore Maiman [3]. Cette réalisation constitua l'un des principaux accomplissements de ses travaux théoriques sur la mécanique quantique, et notamment sur l'hypothèse d'émission stimulée qui avait été émise par Albert Einstein en 1917 [4]. Un laser, c'est un dispositif utilisé comme source qui émet un faisceau de lumière cohérent. Auparavant, en 1950 déjà, Alfred Kastler (Prix Nobel de Physique en 1966) avait une première fois proposé un procédé de pompage optique [5] comme "recette" pour contrôler l'inversion de population qui arrive à un certain niveau d'énergie dans un groupe d'atomes ou de molécules et qui s'avèrera l'une des étapes clés pour aboutir au fonctionnement du laser. La validation expérimentale de ce premier procédé de pompage optique mit deux ans à aboutir, grâce aux travaux de Brossel et Winter. Mais, malgré l'avance de cette équipe de l'Ecole Normale Supérieure (ENS) de Paris, ce furent d'autres chercheurs, J. P. Gordon, H. J. Zeiger et Ch. H. Townes, de Columbia University à New York, qui, en 1953, conçurent le premier "maser" ("Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation" en anglais)[6-9] et furent à ce titre couronnés par un Prix Nobel en 1964. Le maser a les mêmes fonctionnalités que le laser mais émet dans la plage de fréquences des micro-ondes., alors que les laser dans l'optique. Aussi fait-il au strict plan chronologique le prédécesseur du laser.

La création et le développement des lasers ont eu un grand impact sur nos sociétés modernes. Durant ces 60 dernières années, les lasers furent utilisés dans de très nombreux domaines, de la métallurgie aux communications quantiques. Les types de lasers sont variés. Les lasers les plus puissants, de quelques centaines de Watt, trouvèrent leur utilité pour effectuer des découpes/abrasions très précises. D'autres lasers, avec leurs qualités spectrales "pures et fines" (en termes de largeur de bande), sont appréciés pour des mesures spectroscopiques précises. Détaillons quelques domaines où les lasers ont beaucoup été sollicités.

**En médecine** : destruction de tumeur sur la rétine en 1961 [10], tout juste un après la création du laser à Rubis, imagerie du fond de l'oeil par la tomographie à cohérence optique (OCT) [11, 12], cicatrisation assistée par laser (LASH), microchirurgie en 1983 [13], nettoyage de tatouage et diagnostic médical.

**Dans l'industrie** : découpe, détection des défauts et contrôle de qualité, gravure ou marquage, perçage, soudage, traitements thermiques, <sup>1</sup>, fabrication de panneaux photovoltaïques [14].

**Capteurs** : ils sont multiples et permettent d'obtenir des mesures précises, capteurs connectés IoT, LiDAR, lecteurs/graveurs de CD,DVD.

**En communication** : le réseau informatique mondial connecté par fibres optiques est basé sur des lasers et des technologies qui en sont dérivées, répéteurs, amplificateurs, multiplexeurs, etc.

**En art** : Réalisation (projection/captation) des structures/scènes 3D, holographie, détection de contrefaçon de tableaux et d'objets d'art de façon non invasive.

---

1. [www.couth.com](http://www.couth.com)

**En défense et aérospatial** : armes avec une très haute puissance, communications sécurisées de très haut débit, ciblage et guidage de missile, capteurs en infrarouge (IR), gyromètre laser (gyrolaser) très compact, et autres nouvelles technologies sur puces basées sur la photonique intégrée (PIC).

**En sciences** : microscopie, métrologie, météorologie, spectroscopie, imagerie et télé-détection, capteurs atmosphériques, optique adaptative (étoile de référence), OCT, LiDAR, études et création de nouveaux lasers, caractérisation de semi-conducteurs et de nouveaux matériaux et enfin interactions matière-lumière pour des études fondamentales.

La liste des applications des lasers est très longue. Nous n'en avons cité qu'un petit nombre, celles qui sont estimées les plus intéressantes, pour montrer l'impact des lasers dans notre vie. Bien évidemment, Il ne s'agit pas exactement des mêmes lasers dans toutes ces applications. Différents types de lasers ont été développés. Ils diffèrent par leurs tailles : de quelque dizaines  $\mu\text{m}$  (laser à semi-conducteur [15]) à plusieurs centaines de mètres (Laser Mégajoule [16, 17]). Ils diffèrent par leurs longueurs d'ondes d'émission : des rayons X (Free electron laser [18]) au micro-onde (maser [6]), en passant par les THz ( laser moléculaire [19]). Ils diffèrent par leurs types de pompage : optique ou électrique, par leurs propriétés physiques, etc. Certains utilisent un gaz comme milieu amplificateur, d'autres sont basés sur des solides ou des liquides.

### 1.1.1 Lasers à Semi-Conducteurs

Dans le cas présent, nous allons nous centrer sur les lasers à semi-conducteurs, c'est-à-dire dont le milieu amplificateur est une hétérostructure de matériaux à semi-conducteurs qui est pompée électriquement.

Les premiers lasers à semi-conducteurs (SCL) ont été créés en 1962 par différents laboratoires de façon indépendante : "General Electric Research Laboratory" à Schenectady, New York (à base de jonctions p-n GaAs), "IBM TJ Watson Center" à Yorktown, "General Electric" à Syracuse et aussi à "MIT Lincoln Laboratory" à Boston [15, 20-23]. Ces lasers sont basés sur les transitions interbandes qui fonctionnent bien maintenant jusqu'à environ  $3 \mu\text{m}$ . Mais pour les grandes longueur d'onde, les SCL marchent de moins en moins bien. Donc il faut utiliser d'autres approches comme les QCLs et ICLs. Pour les lasers à semi-conducteurs, la technique consiste à rajouter et assembler tous les matériaux et les différentes structures (à savoir le milieu à gain, le résonateur optique et le guide d'onde) sur un même substrat qui prend la forme d'une puce électronique. De sorte que les semi-conducteurs sont très avantageux car ils contiennent tous les composants basiques nécessaires au fonctionnement d'un laser sur une simple puce monolithique. De plus, les SCL sont très compacts et donc facilement intégrables dans tous les systèmes embarqués qui comportent des parties électroniques et qui ont la capacité de pomper électriquement. Leurs tailles sont comparables au diamètre d'un cheveu humain. Étant monolithiques et de très petite tailles, les SCL peuvent aussi être intégrés dans des systèmes de photonique intégrée (PIC) et servir de sources cohérentes.

Après la première période d'invention des lasers en incluant les SCL (globalement de 1960 à 1975), les décennies suivantes (1980 - 2020) ont été consacrées à leur faire couvrir

une plus grande largeur de la bande spectrale, notamment la bande infrarouge. L'avancée dans les années 1975 de la "technique de croissance" dite épitaxie par jets moléculaires (MBE, en anglais) [24] a permis de créer des structures très fines de matériaux à l'échelle atomique (quelques Å). Le fait de superposer de très fines couches de différents matériaux (hétérostructures) en variant les épaisseurs de façon bien contrôlée a permis de manipuler les propriétés physiques de nouveaux matériaux. Les hétérostructures ont été utilisées comme de nouveaux types de milieux à gain pour les SCL. La technique de MBE a permis le développement de nouveaux types de lasers à cascade quantique, les QCL ("QCL" en anglais) et d'autres (Quantum Well, Multiples Quantum well, Quantum dots, Quantum Dash, etc.). La première démonstration de fonctionnement des QCL a été réalisée par Jérôme Faist, *et al.* en 1994 [25] à partir d'une conception théorique qui avait été développée dans les années 70 par Kazarinov et Suris [26]. Les QCL utilisent le confinement des fonctions d'ondes dans l'hétérostructure pour permettre que la transition optique soit stimulée par le pompage électrique et amplifiée par la suite. À la différence des prédécesseurs des SCL (famille de diodes lasers), les QCL sont des dispositifs uni-polaires, les transitions (appelées transition intersubband) ne se faisant que dans la bande de conduction ( $CB_1 \rightarrow CB_2$ ) et n'utilisant qu'un seul type de porteur de charge (électrons,  $e^-$ ). Les QCL réutilisent les  $e^-$  en traversant plusieurs périodes répétées en cascade afin de faire baisser le courant de seuil nécessaire au laser. Le premier QCL fonctionnait dans les fréquences du moyen infrarouge (MWIR, en anglais) à  $4.2 \mu\text{m}$  avec 8 mW de puissance optique. Depuis, les QCL se sont bien développés et couvrent désormais une très large bande spectrale de MWIR jusqu'aux THz avec différentes puissances optiques allant jusqu'à 3 W [27-34]. La technologie des détecteurs s'inspirant des nouveaux "design" d'hétérostructures de QCL a donné naissance à des détecteurs à cascade quantique (QCD, en anglais) et à des photodétecteurs infrarouge à puits quantiques (QWIP, en anglais), que nous avons utilisés lors de nos expérimentations durant cette thèse.

Parallèlement, juste après la découverte des QCL et la réalisation effective, (1971, 1994), les premières propositions conceptuelles d'un laser à cascade interbande (ICL, en anglais) ont été publiées par Rui Q. Yang en 1994 [35]. Trois années plus tard, la première démonstration fonctionnelle d'un ICL à  $3.8 \mu\text{m}$  [36] a été réalisée par J.R. Meyer, *et al.* en utilisant un nouveau type d'architecture appelé type-II [37]. L'ICL utilise un schéma à cascade comme les QCL. En revanche, les transitions optiques qui émettent des photons sont cette fois "interbandes", comme dans les diodes lasers, c'est-à-dire qu'elles transitent de la bande de conduction à la bande de valence ( $CB \rightarrow VB$ ). Les optimisations du "design" de la bande de structure et les efforts en vue d'obtenir une meilleure évacuation de la chaleur ont permis d'aboutir en 2008 à la démonstration d'un ICL fonctionnant en régime continu (CW, en anglais) à  $3.75 \mu\text{m}$  [38]. Étant en configuration hybride, les ICL profitent des avantages des deux types de lasers (diodes et QCL) et couvrent actuellement la bande spectrale MWIR [3-6]  $\mu\text{m}$  [36, 39]. Ces sources cohérentes se positionnent comme une continuité des diodes lasers, dont la limite haute des longueurs d'ondes est dans le proche infrarouge ( $\sim 1.2 \mu\text{m}$ ) et la limite basse proche du MWIR comme les QCL ( $< 5 \mu\text{m}$ ). La consommation d'énergie électrique des ICL est d'1 ou 2 ordres de magnitude moins forte que celle des QCL. De plus, le courant de seuil y est faible, ce qui les rend très attractives dans les intégrations/utilisations portables avec une simple alimentation par batterie.



### 1.1.2 Lasers Modes Bloqués

En parallèle au développement des technologies des lasers semi-conducteurs (SCL, QCL, ICL), d'autres lasers émettant de très brèves impulsions lumineuses [durée typique : 30 fs à 30 ps] ont émergé, les "lasers à verrouillage des modes" (ML, en anglais). En même temps que se mettait au point le premier laser en 1964, de nouvelles hypothèses de "verrouillage des modes laser" [40] apparaissaient et ont permis la création de lasers "modes bloqués" dont la première démonstration remonte à 1964. Le principe en est que les brèves impulsions temporaires du laser à cadence bien régulière se forment un spectre discret (non continu) composé de modes équidistants et, si les modes sont liés par une relation de phase, on obtient des peignes de fréquence optique (OFC, en anglais).

[41-44]. Ces lasers à verrouillage des modes ont des propriétés très robustes, une meilleure séparation des modes spectraux. Les modes sont équidistants et ils sont reliés entre eux par une relation de phase. Les modes spectraux sont en fait les modes longitudinaux de la cavité laser qui correspondent aux longueurs d'onde d'émission (lasers à multicouleurs). Pour les lasers modes bloqués, les dimensions ne sont pas comparables à celle des lasers SCL, ils sont plus grands. Moins efficaces en conversion d'électricité en lumière laser, ils consomment beaucoup d'énergie car ils utilisent souvent des effets non-linéaires pour leur verrouillage des modes, par exemple l'effet Kerr.

### 1.1.3 Origine de Peignes de Fréquences Optiques

Dans les années 60 encore, d'autres domaines de la physique, comme la physique atomique, ont été également en pleine expansion, en particulier les études des structures hyperfines des atomes et de leurs transitions entre les différents niveaux. En 1967 par exemple, ces études ont permis de redéfinir la seconde dans le système international (SI) avec une précision inégalée. Ils s'agissait de compter les cycles d'oscillations de l'émission radiative entre deux états hyperfins de l'atome de césium  $^{133}\text{Cs}$  avec une très haute précision (16 chiffres), à savoir que 1 seconde est de 9 192 631 770 cycles. Cette définition de la seconde a été choisie parce qu'elle est plus robuste et plus précise que l'ancienne qui représentait le 86400<sup>ème</sup> partie du jour solaire moyen (seconde de temps universel) en vigueur jusqu'en 1960. La précision de la nouvelle méthode se trouva dans un tout premier temps limitée par la capacité de détection des systèmes électroniques qui n'étaient pas suffisamment rapides pour compter les fréquences optiques ( $\sim 10^{15}$ , THz). Les chercheurs devaient se contenter de ne compter que les transitions générant des micro-ondes ( $\sim 10^{10}$ , GHz). Mais cette problématique de comptage des fréquences optiques très rapides s'est vue résolue par l'utilisation des peignes des fréquences optiques, car le mécanisme de conversion des fréquences optiques vers le bas (micro-onde) d'un peigne (optique) génère un autre peigne (micro-onde) qui est mesurable et le domaine micro-onde est maîtrisé.

Les transitions entre les différents niveaux ont donc été un sujet majeur, et ce sont les peignes de fréquences optiques qui ont permis l'aboutissement de la stabilisation des lasers impulsifs femtoseconde. En effet, les lasers ML génèrent des impulsions brèves, mais les bruits environnants, les dispersions et bien d'autres sources de bruits influent beaucoup sur la stabilité des lasers, sur la régularité des impulsions et sur la relation de phase entre les

modes. L'état de peigne de fréquence est difficile à obtenir, il est très fragile et il faut apporter des corrections permanentes avec en plus des boucles d'asservissement afin de stabiliser le laser. L'un des systèmes les plus précis était tellement complexe qu'il nécessitait plus de 10 scientifiques, 20 oscillateurs et 50 boucles d'asservissement [45]. de sorte qu'en raison de la complexité des mesures, une équipe de chercheurs n'en faisait qu'une ou deux par an [46]. Or, les mesures de précision sont très importantes en physique et sont donc très demandées, notamment dans le domaine de la métrologie et de la spectroscopie, cette dernière consistant à mesurer différentes fréquences (atomique, moléculaire, etc).

L'année 2000 fut marquée par la première démonstration de peignes de fréquences optiques, par les inventeurs John L. Hall, et Theodor W. Hänsch ayant obtenu le prix Nobel en 2005 [47-49]. Ils ont réussi à générer un peigne de fréquences optiques de façon relativement simple et élégante, ce qui a permis de réduire la complexité de la réalisation de mesures de précisions et d'obtenir une "règle" véritablement graduée capable d'étalonnements rigoureux de fréquences absolues [49-51]. Ces travaux ont été réalisés en stabilisant le laser Ti :Saphir à travers un système d'interférométrie appelé f-2f. Le plus important est que ces chercheurs ont établi un lien direct entre les fréquences optiques (OFC) et les fréquences micro-ondes (micro-onde FC). Désormais, il est possible "simplement" de comparer la "règle" de fréquences de référence à l'échantillon de mesure pour extraire les informations physiques recherchées. L'OFC est un outil très puissant et hyperprécis, dont l'implication dans le monde scientifique ne fait que s'améliorer, il rend les mesures précises, comme à l'instar de la mesure du temps qui a gagné une magnitude passant à l'ordre de  $10^{-19}$  s [49, 52]. Aussi, dans ce travail de thèse, voulons-nous générer et exploiter les avantages des peignes de fréquences optiques.

En conclusion de cette état de l'art, nous avons parcouru combien les lasers sont importants et omniprésents dans notre vie quotidienne et dans le monde scientifique, notamment les lasers à semi-conducteurs. Nous avons parlé également du développement d'un outil très puissant, les peignes de fréquences optiques avec tous leurs avantages. Tout cela permet de situer notre objectif qui est de chercher à combiner à la fois les nouveaux lasers à semi-conducteurs, les ICL et les propriétés des peignes de fréquences, afin d'obtenir des peignes de fréquences optiques dans le domaine du moyen infrarouge. Les applications peuvent être nombreuses, en passant de la spectroscopie à la communication en espace libre. Les ICL ont déjà démontré leurs applications spatiales, comme par exemple lorsque ils ont été intégrés dans le robot "Curiosity-rover" de NASA qui a mesuré l'abondance de méthane ( $\text{CH}_4$ ) dans l'atmosphère martienne [53], d'une valeur moyenne  $0.69 \pm 0.25$  ppbv (ppbv : 1 partie par milliard ( $10^{-9}$ ) en volume). La domaine MWIR est une bande spectrale très riche par le nombre d'espèces de gaz présents avec des spectres d'absorption ( $\text{HCH}$ ,  $\text{NO}_x$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ , etc.) qui correspondent aux différents modes d'oscillations moléculaires, vibrationnelles et rotationnelles, qui sont des quasi-peignes de fréquences, voir la figure 1.1. Cette applications impliquent que utiliser le système spectroscopique comme le peigne de fréquences optiques (OFC) qui est beaucoup plus sensible et plus précis qu'un système classique qui ne mesure qu'une seule fréquence d'absorption. Avantage supplémentaire, la puissance optique nécessaire à l'outil OFC par ce type de spectroscopie est moindre que par un système classique.

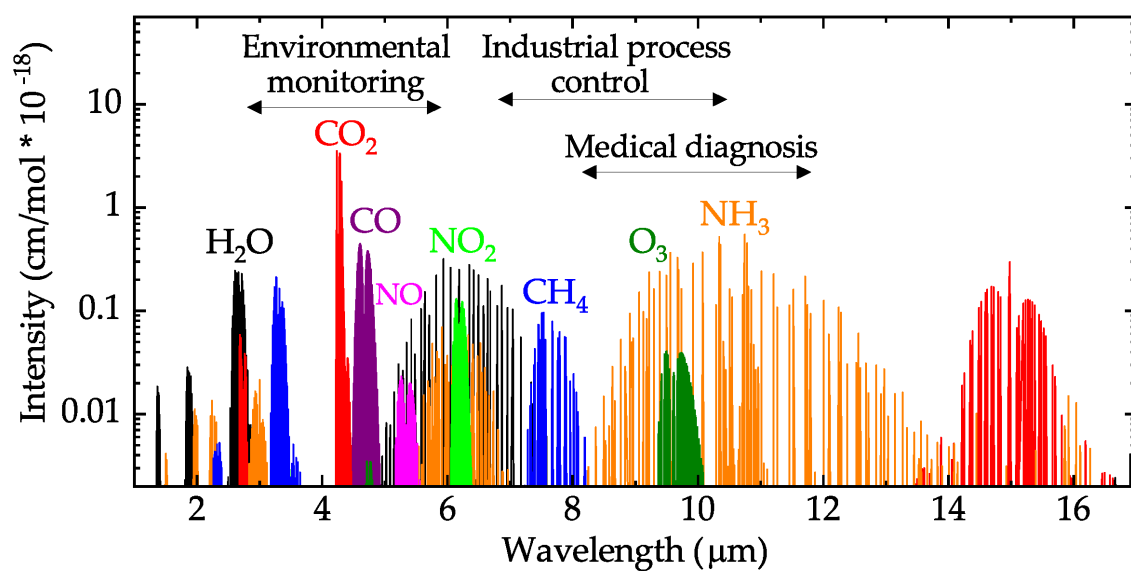


FIGURE 1.1 – Spectres d’absorption moléculaires dans la bande MWIR issu de Hitran [54, 55].

## 1.2 Structure d'un ICL

Comme nous l'avons déjà abordé dans l'introduction, l'ICL est un laser à semi-conducteur issu directement des mêmes techniques de fabrication (MBE) que les QCL. Les ICL que nous avons étudiés tout au long de cette thèse ont été fabriqués à Montpellier au laboratoire "Institut d'Électronique et des Systèmes" (IES) par Daniel DIAZ THOMAS, Alexei BARANOV et Laurent CERUTTI. La technique de croissance utilisée est l'épithaxie par jets moléculaires (MBE). Le "process" du laser a été également réalisé à l'IES par Daniel DIAZ. Afin d'obtenir un laser à 2-sections, celui-ci a appliqué les techniques de la photolithographie et de la gravure ionique réactive (ICP-RIE, pour "Inductively Coupled Plasma - Reactive Ion Etching" ) sur un laser à 1-section. Aussi a-t-il séparé le contact du haut en deux parties. Au total, le laboratoire IES a fourni des échantillons de lasers à :

- 1-section : 4.16  $\mu\text{m}$  de longueur d'onde,
- 1-section : large gain, 4.2  $\mu\text{m}$  de longueur d'onde,
- 2-sections : 3.78  $\mu\text{m}$  de longueur d'onde.

En général, les composants basiques qui composent un laser sont : un milieu à gain, une cavité optique (résonateur optique) et un moyen de pompage pour atteindre à l'inversion de population. Pour les ICL en particulier, nous décomposons la structure de la façon suivante :

- **Une région active (AR)** : c'est le milieu à gain, la région où les photons sont générés, S'y effectue l'ajustement des très fines couches de différents matériaux qui sont répétées selon plusieurs "périodes". Une période est un empilement de 21 couches de 4 différents matériaux semi-conducteurs (InAs ; AlSb ;  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$  ; GaSb) dont l'épaisseur est  $\sim 45$  nm. Typiquement, la région active est d'une épaisseur de  $\sim 300$  nm. La structure d'une période est représentée dans la figure 1.4.
- **Une cavité optique résonante** : nous parlons ici uniquement des ICL à cavité Fabry-Perot. Les matériaux à plus faible indice de réfraction que l'AR sont de part et d'autre de l'AR. Cette différence d'indice permet un confinement de la lumière laser et permet une propagation selon la longueur de la cavité Fabry-Perot, comme cela se passe dans les fibres optiques. La région active est incluse dans le guide d'onde et la lumière est amplifiée à chaque aller-retour dans la cavité.
- **Un moyen de pompage** : Le dépôt des couches métalliques sur la partie haute et basse du laser permet de mettre la structure transversale sous une différence de potentiel, selon l'axe de croissance de couches, ce qui fait office de pompage électrique. Voir la figure 1.2 (b),(c).

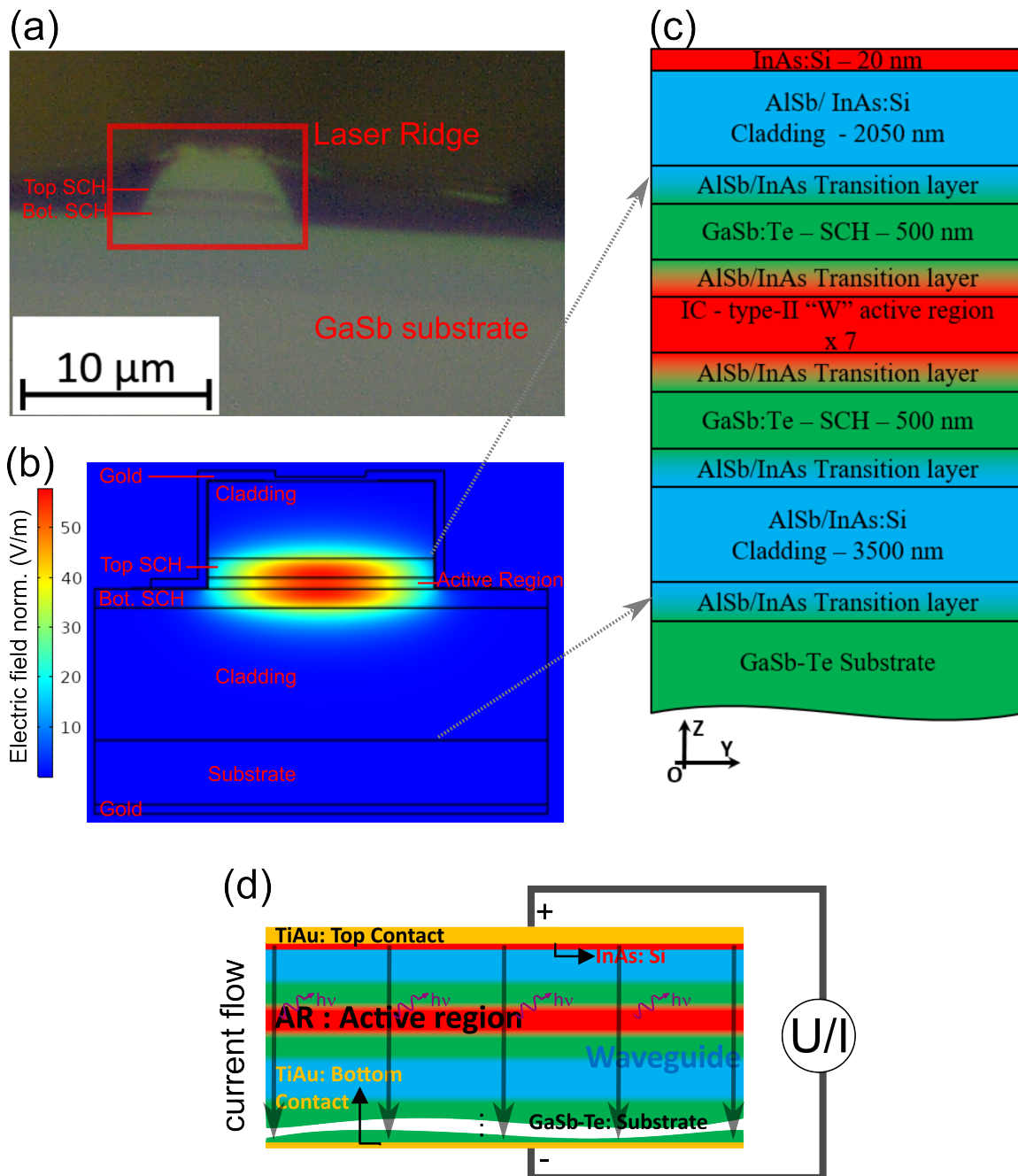


FIGURE 1.2 – (a) Image de la facette semi-réfléchissante d'un ICL sous microscope optique, il est possible de distinguer approximativement les différentes régions du laser selon l'axe de croissance (OZ) : "Cladding", SCH, Région Active, SCH, "Cladding", Substrat ; (b) Structure schématique d'un ICL avec modélisation et simulation du mode optique confiné dans la structure ; (c) Composition, les épaisseurs des différentes couches du laser E807.1 ; (d) structure du laser vue d'un coupe longitudinal sous une tension électrique.

## 1.2.1 Structure de Bande

La région active (AR) d'un ICL fonctionnant à 4.1  $\mu\text{m}$  (Ref : E-807.1) est présentée dans la [figure 1.4](#). La structure de bande détaille les bandes d'énergies permises, et les bandes d'énergies interdites d'un matériau. On a les énergies (en ordonnées) en fonction de l'axe de croissance (en abscisse). Sont représentées deux périodes pour bien visualiser la répétition de la structure et distinguer les différentes zones, à savoir le puits quantique type-II (appelée aussi "W"), la zone des injecteurs des trous (p) et la zone des injecteurs d'électrons (n) qui sont dopés fortement de type N à  $(5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3})$ . La structure est maintenue sous une différence de potentiel équivalant à un champ électrique de 71.0 kV/cm. Les simulations sont faites avec le logiciel nextnano<sup>2</sup> en modifiant le script fourni par l'équipe de l'IES-Montpellier [56-58]. Actuellement, en France, l'IES-Montpellier est l'unique laboratoire qui maîtrise la fabrication des ICL. En Europe, d'autres entités, laboratoires et entreprises (Université technique de Vienne [59], nanoplus<sup>3</sup> [60], Alpes Lasers<sup>4</sup>), font la fabrication de dispositifs basés sur des ICL.

Sur la [figure 1.4](#) nous avons tracé les modules carrés des fonctions d'onde sur la bande de structure. Les fonctions d'onde ont été obtenues par le résolveur de l'équation Schrödinger-Poisson à l'aide du logiciel nextnano. De la mécanique quantique, nous savons que la fonction d'onde représente la probabilité de présence des particules dans telle ou telle région. Ici, dans la structure de bande, nous pouvons observer que les fonctions d'onde des électrons sont regroupées dans la zone appelée "injecteur d'électrons", idem pour les trous. Ainsi, le résultat du résolveur nous renseigne sur la densité des porteurs de charges (é, trous) ce qui est la répartition spatiale des électrons/trous dans une période de la zone active soumise à une tension fixe à l'équilibre. Les fonctions d'onde correspondant aux trous et celles correspondant des électrons se réalignent au niveau du GaSb et forment l'interface semi-métallique (SMIF). En comparaison des QCL, les ICL génèrent des porteurs de charges de façon interne au niveau du SMIF. Cet aspect est illustré plus en détail dans la [1.5](#). Lorsque la structure n'a subi aucune tension, la bande de valence (VB) est inférieure à la bande de conduction (CB) et donc il y a un petit gap d'énergie  $E_{\text{gap}}$ , mais au fur à mesure que la tension augmente sur la structure, la CB et la VB s'alignent en formant une interface semi-métallique. Une fois que la tension appliquée fait dépasser la VB au dessus de la CB, le comportement de cet interface est de type conducteur, ce qui fait que les électrons de la bande de VB passent dans la bande de CB et suivent la ligne du champ électrique appliqué sur la structure. Le transport est facilité par la phénomène "effet tunnel résonnant". Ce type de mécanisme est à l'origine des QCL. Dans la littérature, l'ensemble de très fines couches de matériaux qui forment des puits quantiques est généralement appelé miniband, qui est le plus utilisé dans le cas des QCL pour contrôler le transport dans la structure. En variant l'épaisseur et le nombre des puits quantiques, nous optimisons le phénomène de transport dans la structure. C'est l'une des façons importantes d'optimisation en vue de baisser le courant de seuil du laser et d'éviter une résistance parasite. Les électrons et les trous, après avoir transité à travers les super réseaux se recombinent dans le puits quantique type-II, appelé aussi "W". Le coefficient de recouvrement spatial des fonctions d'onde correspondant aux trous et aux électrons

---

2. [nextnano software](#)

3. [nanoplus GmbH](#)

4. [Alpes Lasers](#)

dans le puits quantique W est  $\langle \Psi(x)_{el,i} | x | \Psi(x)_{hol,j} \rangle \sim 0.4$ . Le coefficient  $\beta$  indique la probabilité de recombinaison entre électron-trou. Le temps de vie est typiquement de quelques nanosecondes.

Comme les transitions sont interbandes, elles sont très impactées par des transitions parasites (non-radiatives), notamment dès qu'on s'éloigne du gap de transition direct [61, 62], le point  $\Gamma$  à  $k = 0$ . Les premières propositions de structures d'ICL ont été basées sur les puits type-I [35] émettant des photons. Mais peuvent parfois prédominer d'autres mécanismes de recombinaison non souhaités comme les différents mécanismes d'Auger, à la fois dans la bande de conduction (CHCC) et dans la bande de valence (CHSH) [63]. Actuellement, les optimisations portent sur la bande de structures, sur le choix de puits quantique type-II et sur le mécanisme de rééquilibrage des porteurs [64], ce qui permet d'obtenir : un fort taux de recouvrement spatial entre les fonctions d'onde des électrons et des trous dans le puits quantique, une baisse des transitions perturbatrices comme l'effet Auger, une baisse du seuil du laser, le fonctionnement à haute température  $>20^\circ \text{C}$ . Les modes de fabrication et d'optimisation sont bien détaillés dans la thèse de Daniel DIAZ [62]. Ici, nous n'allons pas approfondir d'avantage les explications de la bande de structures des ICL. Le choix de la longueur d'onde du laser se fait en fonction de l'épaisseur des puits quantiques type-II. Pour étudier la sensibilité du système, nous simulons différentes épaisseurs des puits quantiques en variant d'abord l'épaisseur du puits 1, ensuite celle du puits 2 en traçant à chaque fois la longueur d'onde. Les résultats sont présentés dans la [figure 1.3](#). Comme nous pouvons l'observer, même de très faibles variations (1 Å) ont un grand impact sur la longueur d'onde, d'où la nécessité d'une croissance bien précise et régulière. Cette propriété des ICL donne une grande dynamique d'ajustement de la longueur d'onde. Nous verrons dans le [chapitre 2](#) que la longueur d'onde d'émission dépend de la température et lorsque la température augmente la longueur d'onde augmente également, ce qui est compréhensible car les matériaux de la région active se dilatent et font varier les niveaux énergétiques dans le puits quantique, donc la longueur d'onde de transition optique.

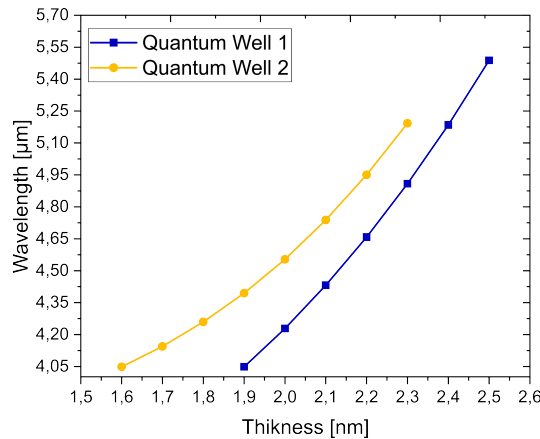


FIGURE 1.3 – La sensibilité et la dépendance de la longueur d'onde de l'ICL en fonction des épaisseurs des puits 1 et puits 2

En utilisant la propriété de dépendance très forte de la longueur d'onde du laser en fonction des épaisseurs des puits quantiques, il est possible de mettre en place une structure de région active qui pourrait émettre dans différentes longueurs d'onde. Dans la section suivante



sont présentés quelques résultats préliminaires.

### Bande structure & $|\Psi|^2$ of el, hh ICL- E807.1 - 4.1 $\mu\text{m}$ - 71 kV/cm

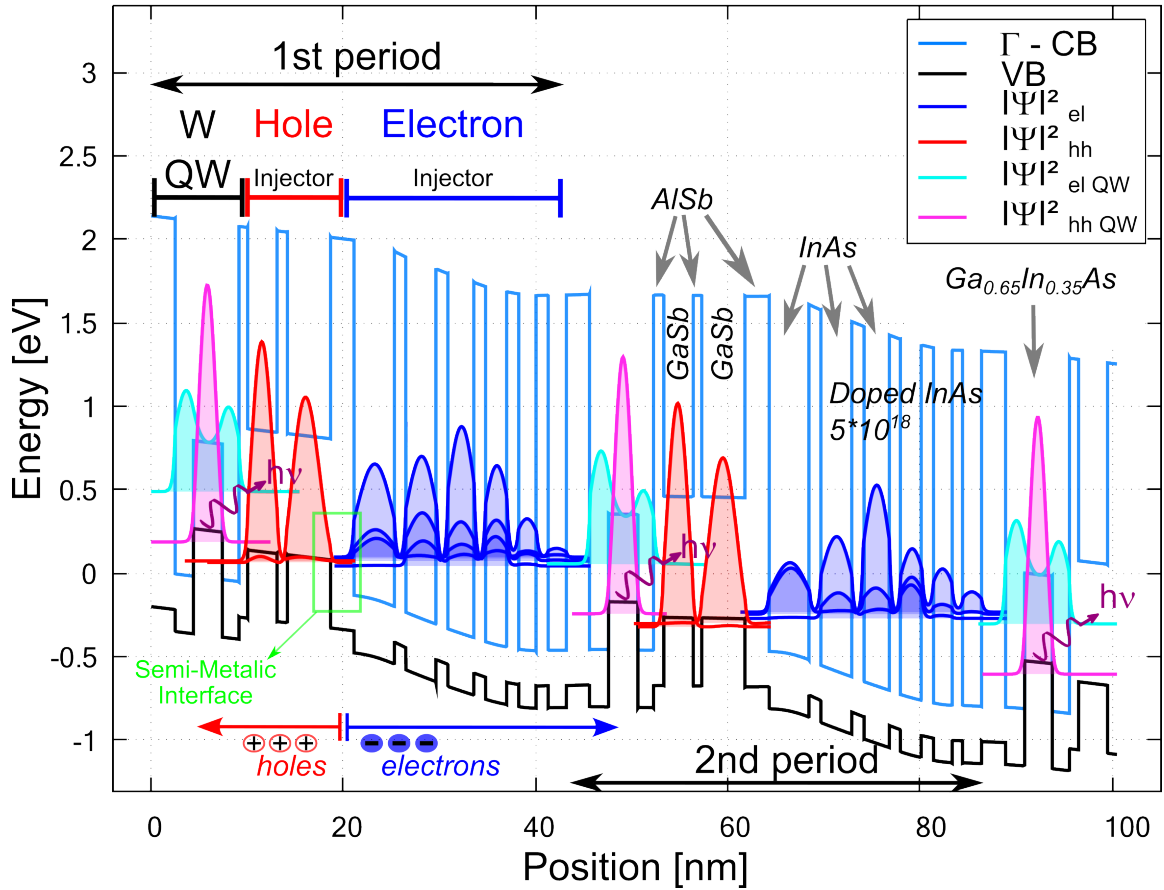


FIGURE 1.4 – La structure de bande d'un ICL typique fonctionnant à 4.1  $\mu\text{m}$ .

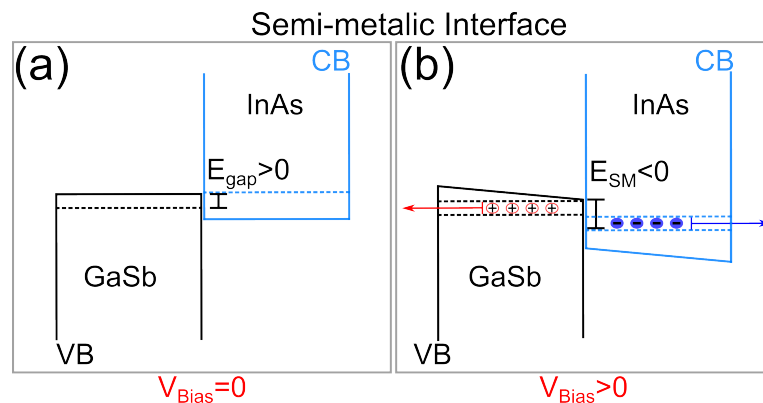


FIGURE 1.5 – L'interface semi-métallique (SMIF) d'un ICL lorsque la structure est sous différentes tensions,  $V=0$  et  $V>0$ .



### 1.2.2 Structure d'un ICL à Large Gain

Le design d'un nouveau laser à large gain est schématiquement illustré dans la [figure 1.6 \(a\)](#). Nous avons une partie de la structure nominale (E807.1) qui émet à une certaine longueur d'onde et nous avons changé l'épaisseur entre les barrières du puits quantique. Dans un cas, l'écart est positif (+1Å) et dans l'autre, l'écart est négatif (-1Å). Dans ce schéma, chaque barre horizontale représente une période complète de région de cascades connectées entre elles. Les différences sont uniquement dans l'épaisseur du puits quantique type-II. Les structures sont empilées par 3 afin d'obtenir une meilleure efficacité en baissant le courant du seuil du laser. L'effet attendu est présenté schématiquement dans la [figure 1.6 \(b\)](#). Le groupe de 3 couches actives possède un gain centré à différentes longueurs d'ondes. Avec cette nouvelle architecture de la région active, le gain total espéré est plus large, comme montré dans le schéma. Quelques uns de ces nouveaux ICL-LG ont été testés à l'IES-Montpellier et au LPENS-Paris. Quelques résultats préliminaires sont récapitulés dans les figures qui suivent.

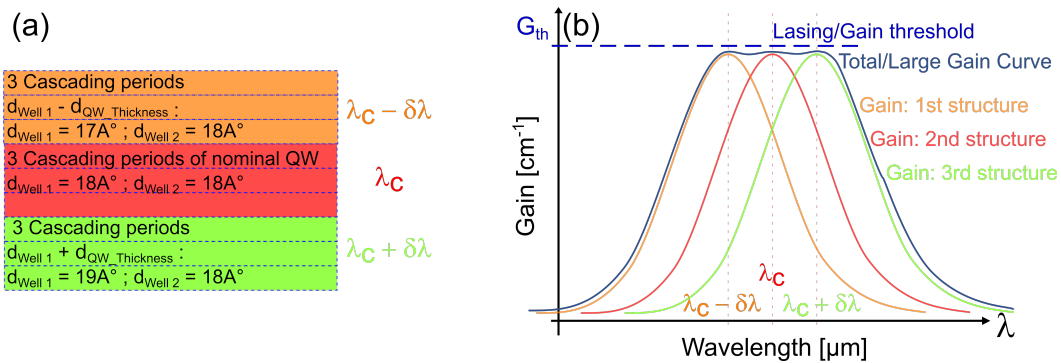


FIGURE 1.6 – Description schématique du laser à large gain :  
 (a) la structure de l'empilement des périodes à cascade dans la région active,  
 (b) la représentation du gain total espéré.

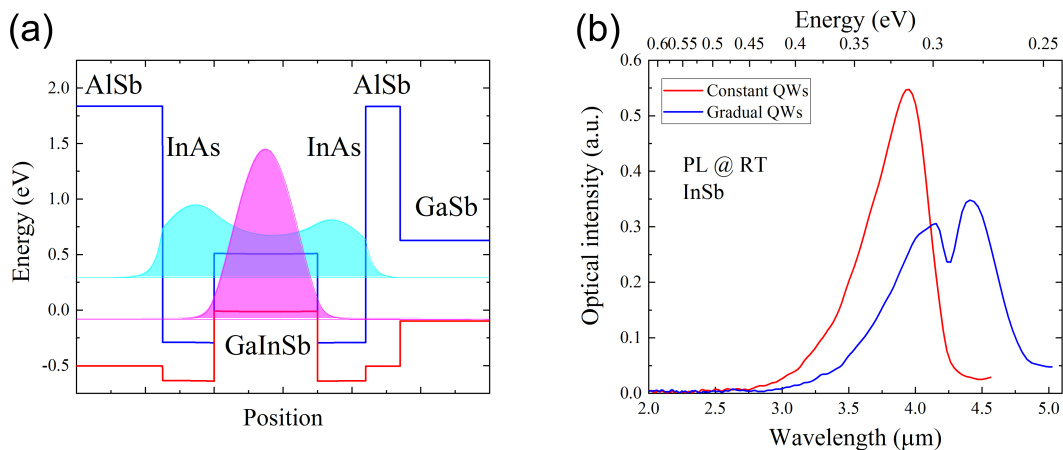


FIGURE 1.7 – "W" QW de l'ICL-LG en (a), une mesure du spectre d'électroluminescence de la structure nominale (constant QW) et les variations (graduelles QW) en (b).

© D. DIAZ IES-Montpellier

Dans la [figure 1.7](#) est présenté le puits quantique type-II dont l'épaisseur de la première couche de InAs est modifiée. En [\(b\)](#) sont présentés les spectres optiques sous le seuil du laser. Nous observons que la courbe correspondant à l'ICL-LG est plus large que celle de la structure nominale. Les largeurs à mi-hauteur sont 870 nm/60 meV/14.5 THz et 520 nm/44 meV/10.6 THz.

### 1.2.3 Simulation de Guide d'Onde & Modes Spatiaux

Le guide d'onde permet de confiner la lumière créée par la région active. De façon générale, il existe différents matériaux qui peuvent être utilisés pour le guide d'onde, il suffit que l'indice de réfraction soit plus petit que dans la région active pour créer le confinement du champ. Mais en même temps, il faut éviter que le guide absorbe les longueurs d'onde du laser, il faut qu'il soit compatible avec la technologie de croissance/fabrication choisie. Les développements des ICL sont basés sur les matériaux GaSb et AlSb/InAs : entre chaque interface est introduite une couche de transition très fine (AlSb/InAs, 500 nm) afin d'atténuer l'abrupt changement d'indice de réfraction. L'ensemble des couches GaSb et de transition est appelé SCH. Le mode optique est particulièrement sensible aux couches de transition (SL, "superlatice") entre la région active et GaSb, car elle agit sur le facteur de confinement du champ dans la région active, ce qui influe sur les performances du laser, sachant que le rôle primaire de ces couches est d'améliorer le transport des électrons et prévenir des chutes de tension supplémentaires.

La conception de guide d'onde adapté permet également de gérer la dispersion des modes qui se propage. C'est l'un des aspects très importants de la génération de peignes de fréquences optiques. La forme géométrique et l'ajout d'autres structures de type réseaux de Bragg (DBR, DFB, etc. ) permettent de sélectionner certaines longueurs d'onde et ainsi d'obtenir un laser monofréquence. Dans le cas de la génération de peignes de fréquences, un réseau de Bragg distribué (DBR) peut être conçu pour compenser la dispersion intracavité afin de corriger les retards temporels des différents modes du laser à cavité Fabry-Perot [65]. Dans notre cas, il n'y a pas ce type de structure, les facettes sont simplement clivées et sans traitement spécifique.

Pour les simulations des modes spatiaux, nous avons utilisé un logiciel commercial "COMSOL - Multiphysics". En créant la géométrie et en appliquant les indices de réfraction qui correspondent à chaque matériau utilisé, il est possible de résoudre les équations de Maxwell et d'obtenir les modes propres de la structure. Dans la [figure 1.8\(a\)](#) est présenté le mode fondamental  $TE_{00}$  (Transverse Électrique). Comme dans les diodes laser, la transition optique est interbande. De ce fait, la polarisation de la lumière ICL est perpendiculaire à l'axe de croissance. Les modes TE atteignent le seuil du laser plus tôt que les modes TM. Les QCL sont réputés émettre en modes TM, mais il est possible de concevoir un système qui convertisse de TM à TE [66] ou d'agir d'une autre manière encore par une ré-injection relativement forte [67].

Dans la [figure 1.8\(b\)](#) est tracé l'indice de réfraction en fonction de l'axe de croissance. En [1.8\(c\)](#) est présenté le profil transversal de l'ICL dans le champ proche. Nous pouvons clairement distinguer que le mode est elliptique, ayant deux axes de divergences dus à la géométrie du guide d'onde. Par ailleurs sont visibles sur l'image les formes caractéristiques de diffraction type Fresnel (champ proche). Dans le sens de l'axe de croissance, le faisceau est plus confiné et donc, au cours de la propagation, les divergences selon les différents axes vont modifier la forme de faisceau. L'ellipticité sera "shiftée" à  $90^\circ$ . La forme du faisceau dans le champ lointain peut être mesurée après plusieurs mètres (après 30 mètres) ou bien de façon proche en focalisant sur une caméra adaptée placée au plan focal, mais comme nous avons utilisé une caméra très sensible et des pixels relativement grands, nous n'avons pas pu

mesurer proprement le mode spatial. En revanche, selon l'optique de Fourier, nous savons que la focalisation du faisceau par une lentille mince n'est rien d'autre que la fabrication de la transformée de Fourier (TF) au plan focal de la lentille. La TF optiquement au foyer de la lentille correspond au champ lointain (diffraction de Fraunhofer) de sorte que nous pouvons calculer la forme du champ lointain en utilisant uniquement la TF numérique, ce qui est illustré dans le [figure 1.8\(d\)](#). L'image affichée est appelée généralement "plan de Fourier" où se font les filtrages spatiaux. Les composants de haute fréquence, ici les oscillations dues à la diffraction de Fresnel, se trouvent loin du centre de l'axe optique et de ce fait permettent de filtrer et de garder uniquement la composante principale de basse fréquence. En [1.8\(e\)](#) est montré que les termes principaux de basse fréquence dans le plan focal correspondent à la diffraction Fraunhofer. La forme elliptique est l'image du mode spatial au niveau du guide d'onde. Nous avons une forme transversale elliptique dont chaque axe peut être ajusté ("fitting") par une gaussienne. Cette méthode nous indique la forme du champ lointain mais pas les qualités de la divergence.

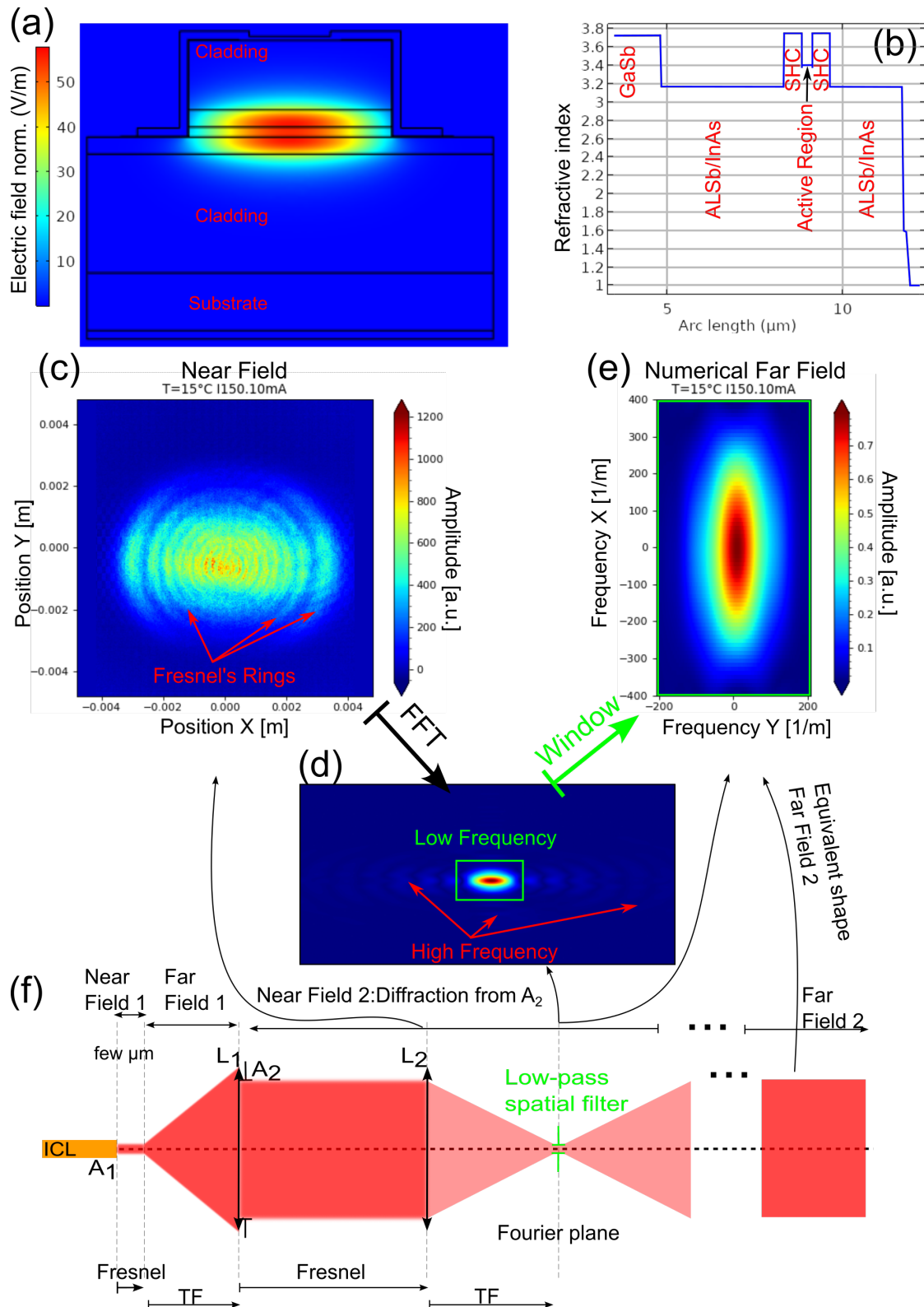


FIGURE 1.8 – Simulation du mode fondamental superposé sur la géométrie de guide en (a), l'indice de réfraction des différentes couches du laser en (b), l'image du mode optique dans le champ proche en (c), l'image du mode optique dans le champ lointain calculé en utilisant l'image de (c) présenté en (e), le spectre des fréquences spatiales en appliquant un filtre passe bas (d), Schéma optique équivalent en (f), le plan de Fourier et le filtrage est calculé numériquement.

## 1.3 Caractérisation : Opto-électronique, Spectres optiques

Une fois que les lasers sont fabriqués, il faut procéder au montage afin de pouvoir les tester. Les lasers sont montés sur des embases en cuivre, qui facilitent les conceptions thermiques et électriques ; des connecteurs électriques (macroscopiques) sont soudés pour l'alimentation en courant. La sous-section suivante détaille le processus de montage.

### 1.3.1 Montage du laser et Enceinte de Peltier

Les ICL sont soudés à l'aide d'Indium sur une embase en cuivre. Le cuivre et l'Indium sont de très bons conducteurs thermiques, ils ont comme rôle d'évacuer la chaleur créée durant le fonctionnement du laser. En effet, le pompage électrique chauffe la structure du laser et, si la chaleur n'est pas dissipée correctement, les performances du laser sont impactées, notamment la puissance optique de sortie et l'efficacité différentielle.

Comme nous mesurons des radio-fréquences (RF)  $\sim 10$  GHz, les connecteurs avec leurs guides coplanaires sont à base de céramique qui est le matériau utilisé afin d'éviter les pertes. Le schéma de la [figure 1.9 \(a\)](#) récapitule le montage de l'échantillon laser. L'état de peigne de fréquences optiques est très sensible aux perturbations des courants électriques et thermiques. Le contrôle très précis de ces deux paramètres physique s'impose.

Trois enceintes de Peltier ont été fabriquées à cet effet au laboratoire de l'ENS. La conception mécanique a été faite par Pascal MORFIN, la fabrication par Arnaud LECLERQ, Damien LEBARON, Aboubakar LASSANA et la finition mécanique par différents membres de l'atelier mécanique. La partie électronique a été réalisée par Philippe PACE. Le contrôleur thermique de l'humidité relative a été mis en place par Claude DODRAY. J'ai participé moi-même à toutes les étapes (sauf l'usinage) afin de concevoir les enceintes en respectant les spécificités définies préalablement. L'une des enceintes est présentée de façon détaillée dans la [figure 1.9 \(b\),\(c\)](#). Il est possible d'utiliser les enceintes sous vide, mais également en purgeant l'air à l'azote ou à l'argon afin de pourchasser les molécules d'eau pour éviter le court-circuit par condensation sur l'échantillon. Un instrument "QubeCL" a été utilisé pour contrôler le courant DC du laser et stabiliser la température au niveau du doigt froid. Le capteur thermique est fixé juste au-dessous du laser sur le doigt froid. Le "QubeCL" est l'un des contrôleurs le plus stable et le plus "ultra bas bruit" du marché actuel (2023).

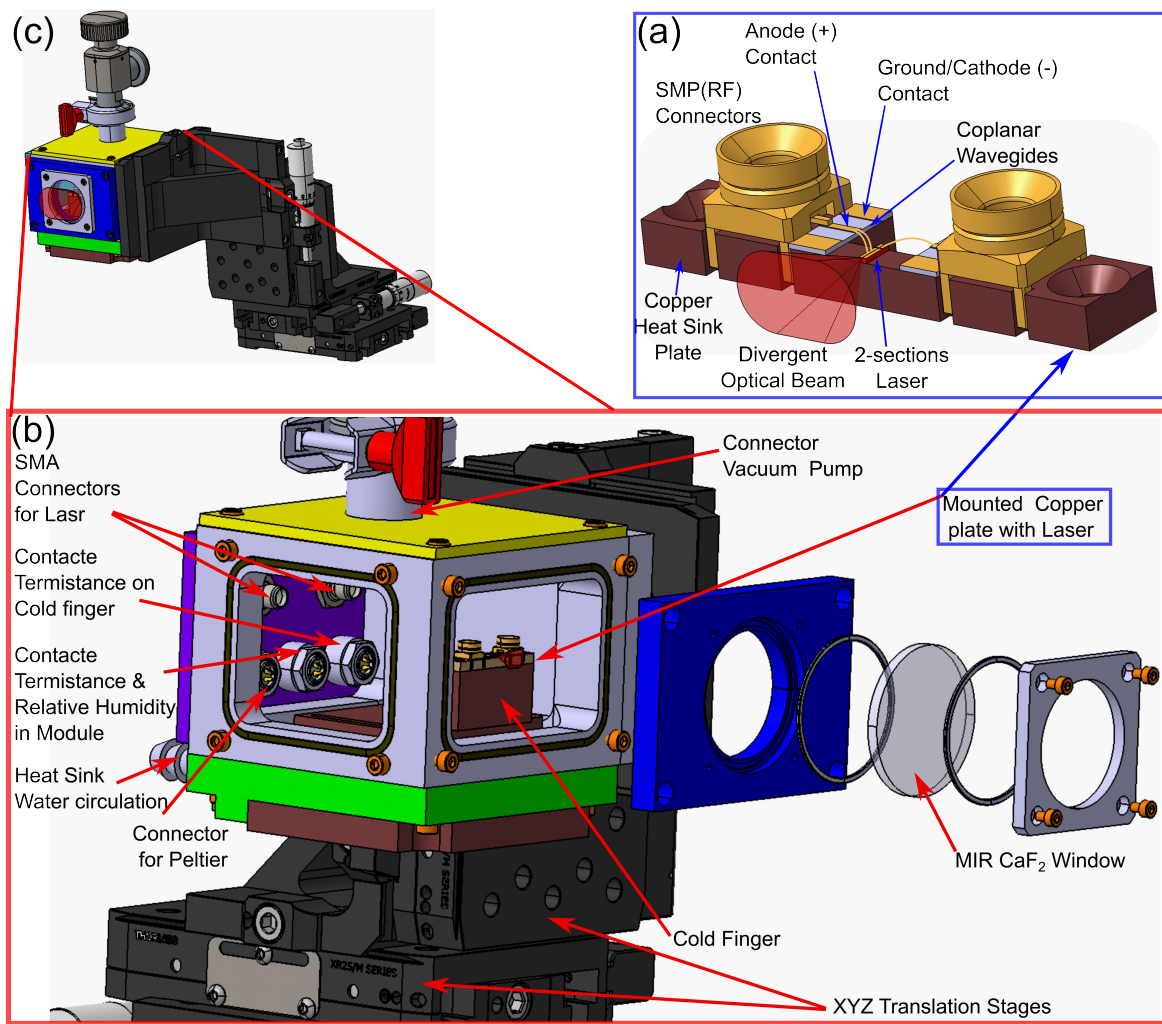


FIGURE 1.9 – Montage du laser sur l’embase en cuivre et enceinte de Peltier :  
 (a) Vue 3D du montage ICL sur l’embase en cuivre avec les connecteurs adaptés  
 (b) Vue détaillée de l’enceinte de Peltier avec les différents composants  
 (c) Vue d’ensemble

### 1.3.2 Mesures : L-I-V & Spectres Optiques

La caractérisation opto-électronique consiste à mesurer le courant, le voltage et la puissance optique générée communément appelée L-I-V ("Light-Current-Voltage"). En modifiant la tension sur le bord du laser, nous acquérons le courant et la puissance optique. La lumière sortant des facettes est diffractée et diverge, de sorte qu'il faut collimater par une lentille puis ensuite focaliser sur un détecteur calibré par une seconde lentille. Le schéma typique est présenté dans la [figure 1.10 \(a\)](#), ainsi qu'un exemple de L-I-V dans la [figure 1.11b](#).

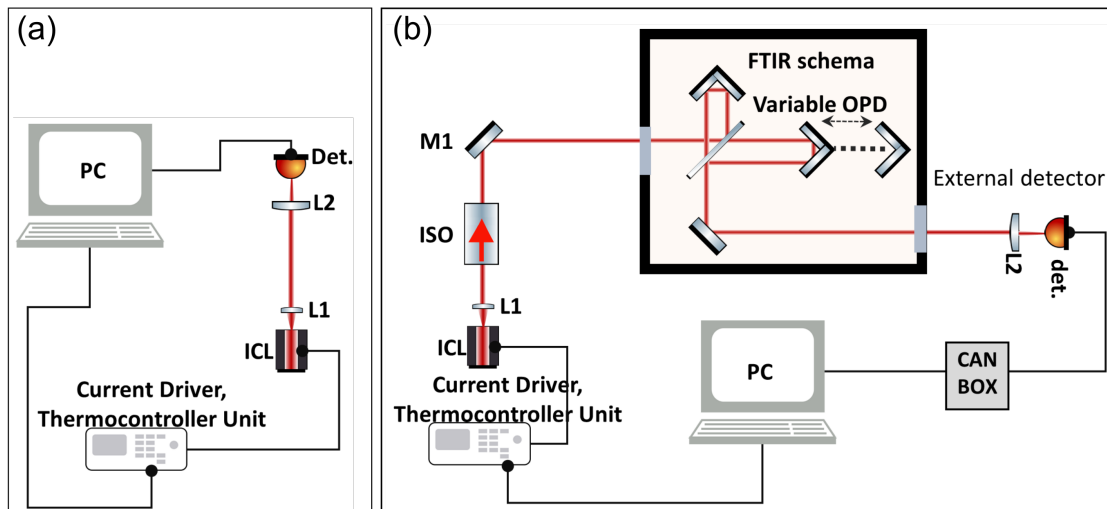


FIGURE 1.10 – Schéma expérimental (a) opto-électrique (L-I-V), (b) spectres optiques avec FTIR

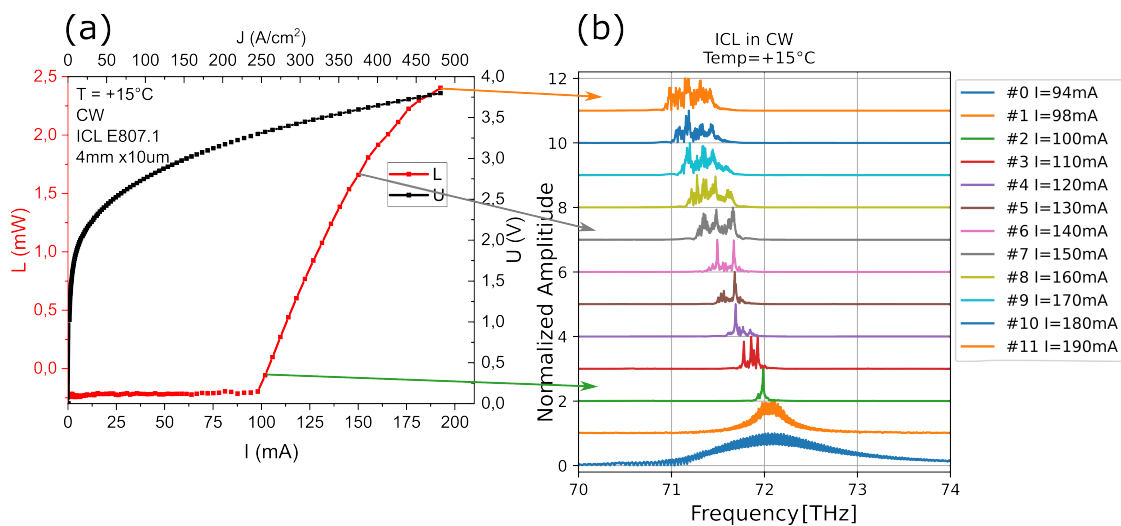


FIGURE 1.11 – Caractéristique d'un ICL à 4 mm de longueur et 10 µm de largeur, montage haut : (a) opto-électrique (L-I-V), (b) spectres optiques pour différents courants dans le régime de pompage continu.

Pour connaître les spectres optiques du laser, nous avons utilisé un spectromètre à transformée de Fourier dans le domaine infrarouge (FTIR). Il suffit de diriger le faisceau collimaté vers l'entrée de l'instrument FTIR et d'aligner afin de trouver et optimiser le signal à mesurer. Un schéma très simple illustre cette expérience [figure 1.10\(a\)](#), et un exemple de spectre



mesuré est présenté dans [figure 1.11\(b\)](#). Nous donnerons plus de détails sur les mesures de L-I-V de cette échantillon et sur l'utilisation/fonctionnement du FTIR dans la suite de ce manuscrit.

Les mesures L-I-V nous renseignent sur le courant, le voltage nécessaire pour faire fonctionner le laser, et la puissance optique émise en fonction du courant électrique injecté dans le laser.

### 1.3.3 Caractéristiques de l'ICL à Large Gain

Nous avons fait quelques mesures sur les ICL à large gain dont les résultats préliminaires sont présentés ci-dessous.

L'ICL-LG est stabilisé à  $-19^{\circ}$  C. Dans la [figure 1.12\(a\)](#), nous observons qu'à la température de  $-19^{\circ}$  C, le seuil est à 34 mA de courant et la puissance optique maximale est atteinte à 2.2 mW/facette pour 150 mA de courant de pompage. Le courant du laser n'est pas continu dans le temps, il est modulé de façon allumé/éteint avec une fréquence de répétition de 100 KHz et d'une durée de 5 $\mu$ s, ce qui fait un rapport cyclique de 50 %. En reportant cette information sur la puissance moyenne mesurée, cela nous permet de connaître la puissance de crête lorsque le laser est allumé durant un temps stationnaire compris dans les 5 $\mu$ s.

Dans la [figure 1.12\(b\)](#) sont présentés quelques spectres optiques à partir du seuil du laser jusqu'à 130 mA. Les spectres sont un peu plus larges que les spectres de structure nominale qui ne sont pas présentés ici. Dans la [figure 1.13](#) sont présentés les L-I-V en (a),(b), les spectres optiques en (c),(d) respectivement pour un ICL-LG et pour un ICL à structure nominale. Les deux lasers sont montés de façon identique, les crêtes vers le bas pour une meilleur évacuation de la chaleur.

En comparant les L-I-V, nous voyons que le seuil de l'ICL-LG est 2 fois plus élevé que celui de la structure nominale. Ce qui peut nous indiquer que dans la structure de bande, le transport des porteurs de charge n'est pas optimal comme dans la structure nominale et donc qu'il faut probablement optimiser la structure de bande pour le transport.

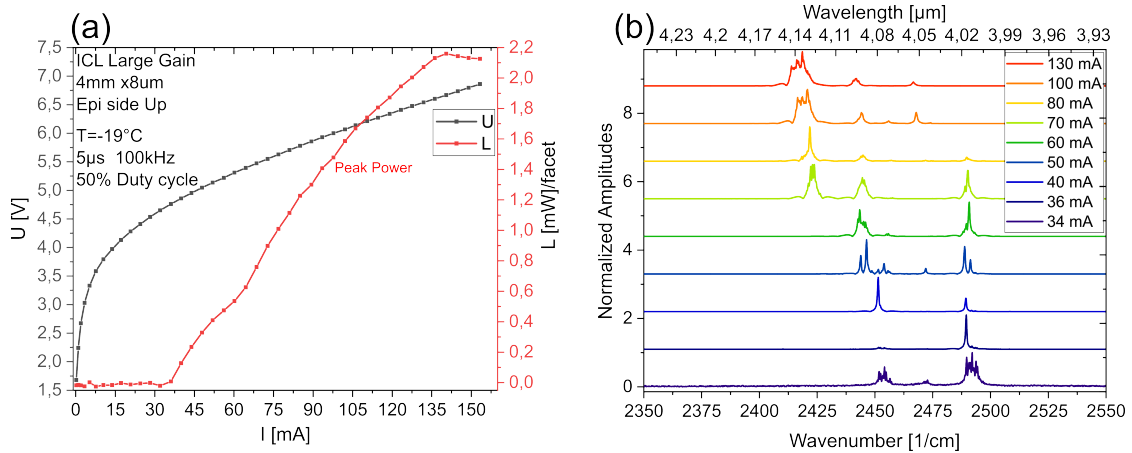


FIGURE 1.12 – Caractéristique d'un ICL à LG 4 mm de longueur et 8 μm de largeur, montage haut : (a) opto-électrique (L-I-V), (b) spectres optiques pour différents courants dans le régime impulsionnel avec un rapport cyclique de 50 %

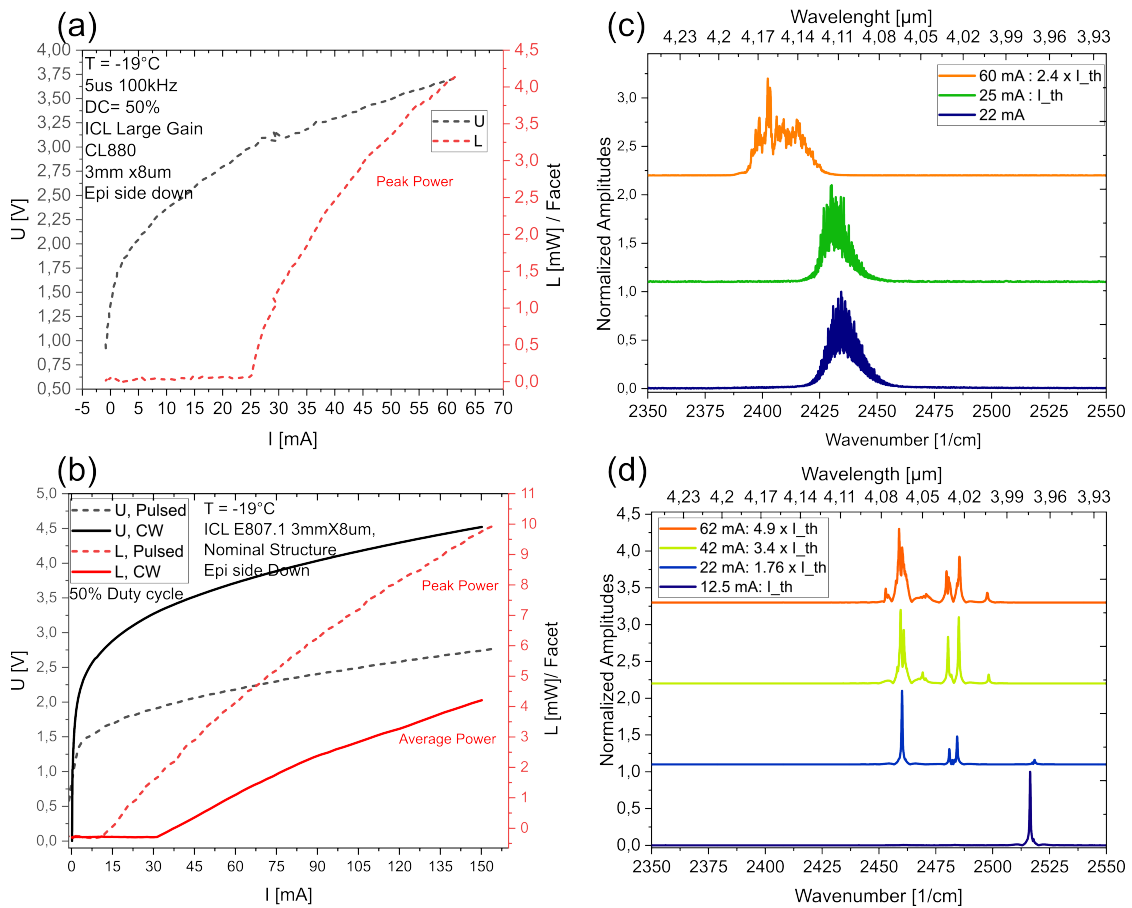


FIGURE 1.13 – Caractéristique d'un ICL à LG 3 mm de longueur et 8 μm de largeur en (a),(c) les mêmes caractéristiques pour la structure nominale, montage haut : (a),(b) opto-électrique (L-I-V), (c),(d) spectres optiques pour différents courants en régime impulsionnel avec un rapport cyclique de 50 %

## 1.4 Photodétecteurs Infrarouge à Puits Quantiques QWIP

Le photodétecteur infrarouge à puits quantiques (QWIP) est un détecteur uni-polaire issu encore une fois directement du développement des technologies des QCL. Le QWIP est même créé avant le QCL, la première démonstration en a été faite en 1987 [68]. Dans cette thèse, nous allons l'utiliser pour sa qualité de très grande rapidité, pouvant aller jusqu'à 100 GHz de fréquence de coupure à -3 dBm [69, 70]. Un QWIP absorbant à 4.16  $\mu\text{m}$  de longueur d'onde a été fabriqué pour les mesures et les caractérisations des ICL compatibles. Les avantages des QWIP sont les suivants :

- Une réponse optique très rapide : transition intrabande  $\sim 1$  ps,
- Une réponse électrique très rapide : centaines de GHz, dépend du montage 10 GHz à 100 GHz
- Un niveau de saturation très élevé, capable d'absorber une haute puissance optique,
- Un fonctionnement à la température ambiante,
- Une conception avec réduction de rétro réflexion optique, facette à  $45^\circ$ ,
- Une technologie bien maîtrisée.

Dans l'objectif de mener ces expérimentations, une collaboration a été mise en place avec l'équipe QUAD de l'ENS de Paris : Mohammadreza SAEMIAN, Carlo SIRTORI son directeur de thèse et l'équipe de croissance (MBE, MOVPE) basée au Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies (C2N). Isabelle SAGNES, Konstantinos PANTZAS nous ont fabriqué et fourni plusieurs de ces nouveaux détecteurs. Les techniques de MBE et de "Metal-organic Vapour Phase Epitaxy" (MOPVPE) ont été utilisées. Certaines caractéristiques du détecteur sont présentées dans la [figure 1.15](#) ; mais avant de les visualiser, permettez-nous d'expliquer préalablement et brièvement leur principe de fonctionnement.

### 1.4.1 Principe de Fonctionnement

Comme déjà précisé, les QWIP sont des dispositifs uni-polaires et nous avons besoin de placer la structure sous une différence de potentiel pour la faire fonctionner. Le détecteur est constitué d'un substrat en InP dont la facette est polie avec un angle de  $45^\circ$ . Ceci permet de réduire la rétro réflexion optique vers la source de lumière. Sur le substrat se trouve le contact électrique du bas non métallique et plusieurs périodes de puits quantiques. Au dessus des puits se trouve le contact électrique du haut et la couche métallique qui permettent de mettre sous tension électrique. Dans la [figure 1.14 \(a\)](#) est présentée la structure de bande du QWIP telle que conçue par M. SAEMIAN. Lorsque la structure est sous tension électrique suffisamment élevée et est illuminée par une lumière infrarouge proche de la fréquence de transition entre les niveaux  $1 \rightarrow 2$ , les photons génèrent des électrons qui vont être attirés vers l'anode (+) en suivant les lignes de différences de potentiel. Le courant généré par cette absorption de photons est appelée photo-courant.

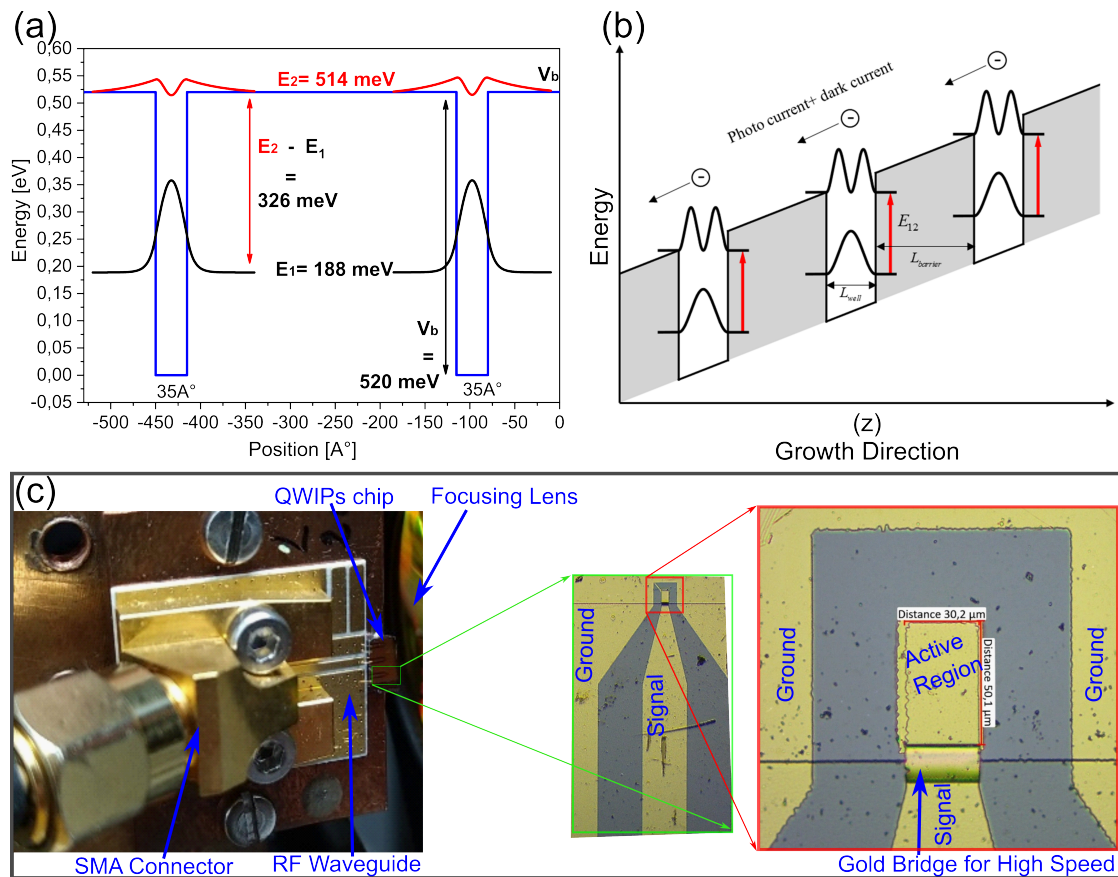


FIGURE 1.14 – (a) La structure de bande du QWIP à deux périodes, © M. SAEMIAN  
 (b) Un schéma du fonctionnement du QWIP sous tension électrique, © M. SAEMIAN  
 (c) Une image du montage de QWIP sur une embase en cuivre, et des images de la région active sous microscope optique.

### 1.4.2 Caractérisation

Dans cette sous-section, nous présentons quelques résultats de la caractérisation du QWIP. La figure 1.15 montre en (a) deux spectres d'absorption du QWIP à deux différentes températures à  $-23,15\text{ }^{\circ}\text{C}$  et à  $16,85\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Nous remarquons que la bande spectrale ainsi que la responsivité se réduisent d'environ une magnitude avec la différence de température. En (b) est montré le spectre de la réponse électrique de 3 différents QWIPs. Les détecteurs diffèrent par leur surface de l'AR et par les connecteurs utilisés.

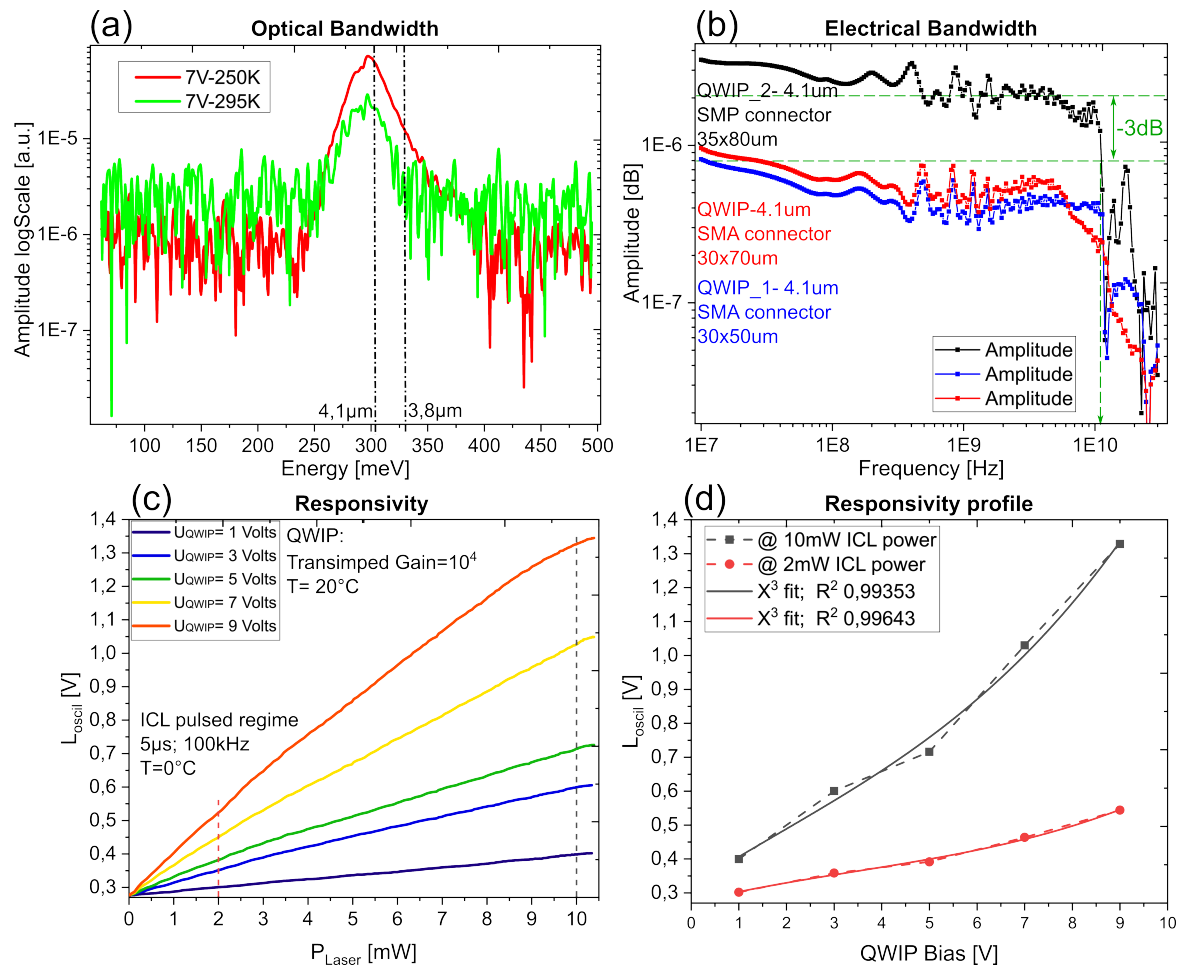


FIGURE 1.15 – Quelques caractéristiques du QWIP fonctionnant à 4.1 μm.

(a) Deux spectres d'absorption du QWIP à la température ambiante, mesurés par FTIR.

© M. SAEMIAN

(b) La réponse électrique (RF) du QWIP pour différents type de connecteurs (SMA/SMP) et différentes tailles de la région active. La limite haute est à 10 GHz (-3 dB).

© L. DEL BALZO et M. SAEMIAN.

(c) La responsivité du QWIP à l'absorption du faisceau optique pour différents voltages de QWIP.

(d) Le profil de responsivité en fonction de la tension sur le QWIP à 2 mW et à 10 mW de puissance optique. Les courbes sont suffisamment bien décrites par une courbe de type  $x^3$ .

Nous remarquons que la responsivité électrique est plus élevée avec un connecteur type SMP qui a également la plus grande surface de AR. Par contre, les trois QWIP présentent une

fréquence de coupure >10 GHz avec diminution d'amplitude du signal de -3dB. En (c),(d) sont présentées les responsivités en fonction de la puissance optique et en fonction de la tension appliquée aux bords du QWIP. Le détecteur a une réponse non linéaire en fonction de la tension appliquée dont la courbe est ajustable avec un polynôme d'ordre 3.

La responsivité à 4.1  $\mu\text{m}$  est  $\sim 100$  mA/W, avec une bande passante de 10 GHz.

## 1.5 Peignes de Fréquences

Comme indiqué dans le contexte historique, les peignes de fréquences optiques sont des outils puissants de mesure. Nous allons introduire les deux types d'OFC : l'un basé sur la génération des impulsions courtes, en modulation d'amplitude (AM) et l'autre basé sur le processus de mélange à quatre ondes (FWM) [71], en modulation de fréquence appelée (FM). L'observation de ce type de modulation remonte à 1964 dès les premiers lasers He-Ne [72, 73].

### 1.5.1 Définition d'un Peigne de Fréquences Optiques

L'une des manières d'obtenir un peigne de fréquences optiques est de générer des impulsions optiques courtes régulières dans le temps. C'est la variation régulière temporelle de l'amplitude qui produit le peigne de fréquences optiques. Les phases entre les modes latéraux du laser sont liées par un mécanisme de blocage. En général, on utilise un absorbant saturable pour obtenir les variations régulières. Par exemple, en plaçant un absorbant saturable rapide (idéal) dans la cavité, l'intensité optique est absorbée jusqu'à la saturation de l'absorbant et ensuite après un temps assez bref, l'intensité émise par le laser augmente rapidement, provoquant un pic de l'impulsion laser qui relâche l'énergie détenue par l'absorbant (la relaxation), puis l'absorbant déclenche un nouveau cycle d'absorption/relaxation, et ainsi de suite. Ce type d'OFC est appelé "type modulation d'amplitude (AM)"

Chez les lasers à semi-conducteurs, lorsqu'ils présentent une intensité d'émission quasi-continue avec un signal de battement des modes optiques, c'est la première indication que ces lasers fonctionnent probablement en régime OFC. Pour les autres types de lasers qui ne sont pas type AM, QCL, ICL, Quantum dot (QD)[74], Quantum Dash (QDash), ce qui fait pressentir un fonctionnement de type OFC c'est un autre mécanisme de synchronisation par lequel les modes du lasers sont reliés par une relation de phase plus complexe et moins évidente que dans le cas des lasers à mode verrouillés, les OFC type modulation de fréquences (FM) sont en effet moins bien connus. Le mécanisme en question est dans ce cas le processus de mélange à quatre ondes. Les lasers peuvent être modes verrouillés grâce à une injection de l'une des fréquences dans l'autre (par exemple, [75]). La stabilisation de la phase se fera par un forçage de l'intensité du laser le plus stable et en jouant sur la différence des fréquences "maître" et "esclave". La zone spectrale où le laser esclave est en mode verrouillé est appelée zone de verrouillage. Ainsi, si on injecte un mode relativement puissant se trouvant dans la zone de verrouillage, il est possible de relier les phases des deux modes.

Le processus FWM (dégénéré ou non-dégénéré) génère des bandes latérales (side bands) ou multiples des fréquences d'interaction (signal/idler). Ces bandes latérales du FWM se trouvent proches de la zone de verrouillage des modes latéraux de la cavité Fabry-Pérot. Si toutes les bandes latérales sont dans la zone de verrouillage, tous les modes sont reliés par une relation de phase entre eux et se verrouillent [76]. Par contre, si la dispersion intracavité est très élevée, alors certains modes de la cavité ne sont plus dans la zone de verrouillage avec les bandes latérales et ne seront pas en forte relation de phase avec les modes de la cavité, le processus de verrouillage disparaît. Dans le pire des cas où il n'y a aucun lien de phase

entre les modes latéraux, nous ne pouvons plus parler d'un état de peigne de fréquences optiques, il ne s'agira que d'un état multimode avec un espacement des modes spectraux assez régulier, mais aucunement d'OFC. Ces explications sont reportées dans la [figure 1.16](#) issue de l'article [76]. L'origine de ce processus est la non-linéarité type Kerr ( $\chi^{(3)}$ ) avec le phénomène de "spatial hole burning" (SHB) qui amplifie localement l'intensité optique dans la cavité rendant ainsi l'effet Kerr plus intense. La [figure 1.17](#) montre comment il est possible de générer des différents fréquences dans un milieu non-linéaire basé sur le processus FWM. Ce type de processus est à l'origine des OFC dans les micro-résonateurs en anneau. Dans les cas des OFC type FM, l'équilibre entre la dispersion et la non-linéarité de  $\chi^{(3)}$  est cruciale pour obtenir l'état de peigne de fréquences [77].

La fréquence souhaitée du mode  $n$  est donnée par l'équation 1.1

$$f_n = f_{ceo} + n f_{rep} \quad (1.1)$$

avec  $f_{ceo}$  l'offset de la fréquence de l'enveloppe,  $n$  est le numéro du mode,  $f_{rep}$  est la fréquence de répétition des modes, c'est-à-dire l'intervalle spectral libre (FSR).  $f_{rep}$  est exprimé par :

$$f_{rep} = \frac{c}{2n_g L} \quad (1.2)$$

avec  $n_g$  l'indice de groupe,  $L$  la longueur de la cavité et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide.

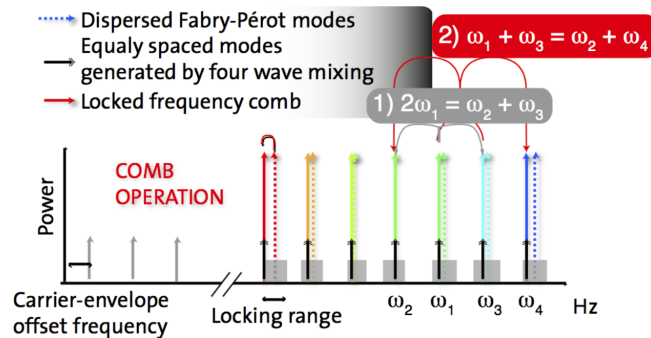


FIGURE 1.16 – Représentation du processus de FWM dans les QCL, figure qui est issue de l'article [76]© J. Faist et al



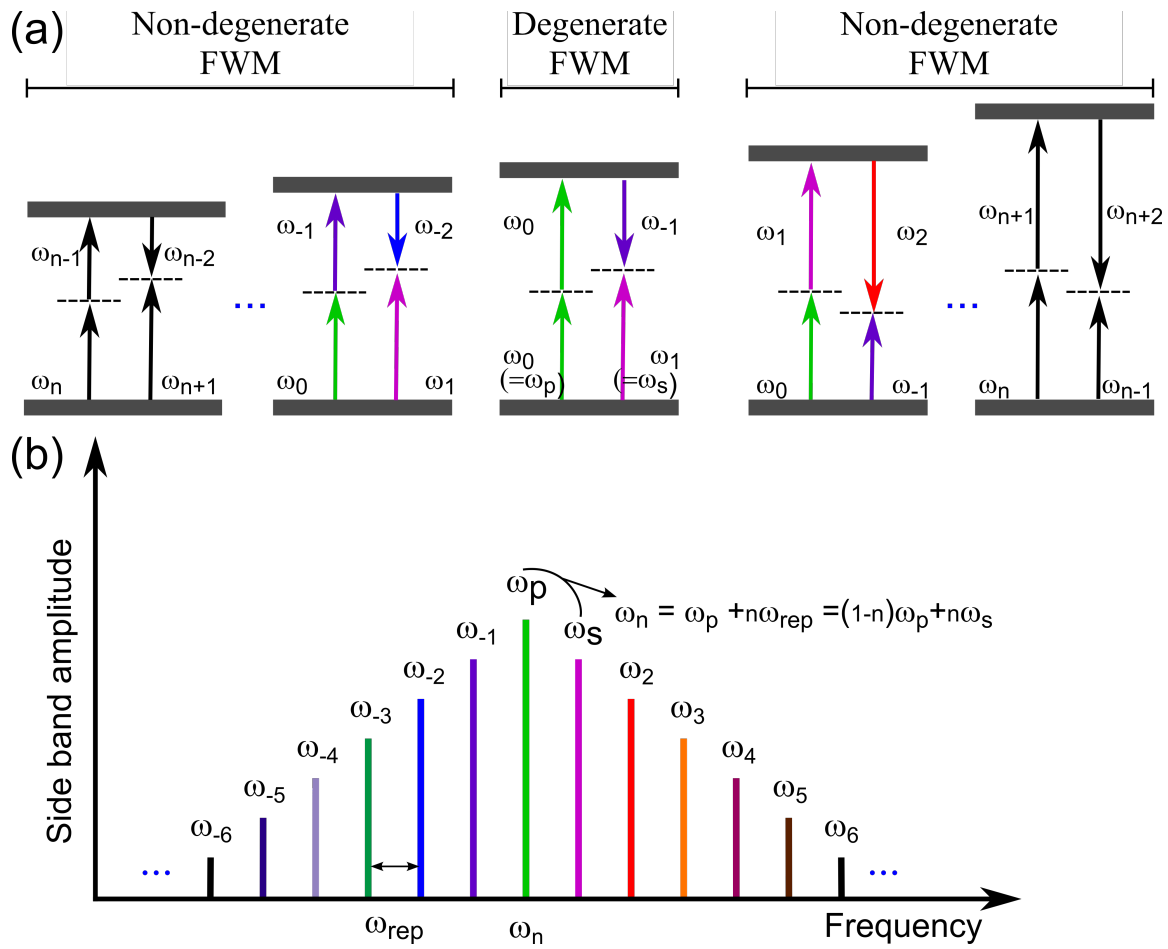


FIGURE 1.17 – Représentation du processus de FWM avec génération de bandes latérales, inspiré de [78]

## 1.5.2 Techniques de Mesures et de Caractérisation

Différentes techniques de caractérisation des OFC existent. Par exemple, pour les techniques basées sur la mesure d'un signal d'autocorrélation issu de la génération d'impulsions d'origine non-linéaire, il s'agit de faire traverser deux faisceaux optiques issus d'une même source, mais décalés temporellement dans un cristal non-linéaire. Ce cristal permet de générer la seconde harmonique (SHG, en anglais) du signal à l'entrée et finalement après des calculs d'estimer la taille et la fréquence de répétition des impulsions du laser de test. Comme vous l'avez compris, ces techniques sont applicables uniquement dans le cas de génération d'impulsions. Mais une autre contrainte s'impose également, la puissance des lasers à tester. En effet, la génération de la seconde harmonique est un effet non-linéaire basé sur la susceptibilité type  $\chi^{(2)}$  qui n'est pas facilement mesurable à faible puissance du faisceau laser générateur. Les techniques basées sur ce type d'approches sont :

- "Frequency-Resolved Optical Gating" (FROG) [79, 80] : Plusieurs variétés existent [81], il y a besoin d'algorithmes de reconstruction assez sophistiqués, ces techniques sont applicables seulement aux impulsions relativement larges de quelques picosecondes,
- "Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction" (SPIDER) [82] : Plusieurs variétés existent [83] ("Spatially encoded arrangement for SPIDER" [84], "Micro-SPIDER" [85], etc.), pas besoin d'algorithme de reconstruction sophistiqué. Ces techniques sont applicables aux impulsions relativement courtes de quelques femtosecondes,

D'autres techniques de mesure ne sont pas basées sur les OFC type AM. Par exemple, toute nouvelle, "ASynchronous UPconversion Sampling" (ASUPS) dont la première démonstration date de 2021, a été réalisée par P. Täschler et al[86] du groupe de Jérôme Faist à l'École Polytechnique fédérale de Zurich, après le démarrage de ma thèse. C'est une technique très intéressante et puissante, mais elle est basée sur des conversions non-linéaires (vers le haut). Or, pour les ICL, cette technique est difficilement applicable parce qu'elle nécessite une grande puissance optique, en tout cas supérieure aux échantillons de laser que j'ai possédés pour l'étude expérimental. En effet, les puissances optiques des ICL sont  $\sim 100$  fois moins importantes que la puissance des QCL avec lesquels la démonstration ASUPS a été réalisée. Avec ce système, la gamme des mesures sera limitée aux points de fonctionnement à forte puissance optique. La technique la plus adaptée de toutes serait en fait une des variantes basée sur le "Dual Combs" ou le "Double Peigne". Il s'agit d'une technique multi-hétérodyne, comme par exemple la "Fourier-transform Analysis of Comb Emission" (FACE) [87] qui permet de suivre les évolutions de phase et d'amplitude d'émission du laser en temps réel. Cette technique répondait parfaitement à nos besoins et à nos critères, étant compatible avec les puissances optiques typiques des ICL, mais comme toutes les techniques basées sur le double peigne, elle nécessite de posséder au moins un laser OFC dont les caractéristiques sont bien connues et dont la bande spectrale couvre partiellement ou entièrement (souhaitable) le spectre du laser que nous avons prévu de caractériser. N'ayant pas de laser à OFC stable et/ou un laser déjà caractérisé, nous avons opté pour la technique appelée "Shifted Wave Fourier Transform Spectroscopy" (SWIFTS) [88, 89] (le mot anglais signifie hirondelle). Contrairement à la plupart des techniques citées précédemment, SWIFTS reste

relativement simple et élégant, ne faisant pas appel à des non-linéarités optiques, mais uniquement à des conversions des signaux électriques vers le bas. Un autre avantage est que cette technique est très bien maîtrisée, et ne présente pas de très grandes difficultés. Enfin, la dynamique des mesures est assez large, elle n'est pas contrainte (en théorie, du moins) par la puissance optique, il faut juste que le laser soit déjà dans un régime OFC, ce qui oblige à avoir généré un signal électrique issu de battements des modes optiques. La comparaison de deux mesures de ce signal avant et après interféromètre type FTIR nous permet de retrouver les spectres optiques et les différentes phases entre les modes optiques adjacents. La section 4.1 est dédiée à l'explication détaillée de la technique SWIFTS.

## 1.6 Conclusion du Chapitre 1

Dans ce chapitre, nous avons présenté un état de l'art sous forme de parcours historique des découvertes, des développements et de l'importance des lasers à semi-conducteurs qui opèrent en régime de peigne de fréquences optiques dans le moyen infrarouge. Nous avons vu que les ICL sont les candidats idéaux pour des utilisations concrètes parmi l'ensemble des technologies de capteurs portables, dans la mesure où ils bénéficient d'une faible consommation d'électricité.

Nous avons également introduit quelques aspects de base des "fonctionnalités" des ICL, la structure de bande, la structure de guide d'onde. Nous avons vu de façon simple comment modifier quelques paramètres de structure pour permettre par exemple de changer la longueur d'onde du laser et certaines caractéristiques opto-électroniques L-I-V.

Ensuite, nous avons détaillé l'essentiel du fonctionnement du détecteur rapide QWIP qui a été fabriqué pour les besoins de cette thèse.

Enfin, l'introduction des peignes de fréquences optiques (OFC) a été placée dès le début pour faciliter le déroulé du manuscrit. Nous avons tout de suite abordé les différentes techniques de caractérisation des peignes de fréquences optiques pour donner en amont les motifs des choix que nous avons faits pour mener la thèse.



## **Deuxième partie**

### **Multisection ICL & le rôle de la courtesection, Dispersion de Second Ordre**



## DISPERSION DE SECOND ORDRE (DISPERSION DE VITESSE DE GROUPE) DES ICL

1. "Le doute est père de la création."
2. "Et pourtant, elle tourne!"

– Galileo Galilei

|         |  |    |
|---------|--|----|
| 2.1     | Introduction du Gain et de la Dispersion . . . . .                             | 55 |
| 2.1.1   | Gain . . . . .   | 55 |
| 2.1.2   | Dispersion . . . . .   | 56 |
| 2.2     | Mesure de GVD & de Gain Modal . . . . .  | 59 |
| 2.2.1   | Résultats Expérimentaux : GVD dans l'ICL à 1-Section . . . . .                 | 61 |
| 2.3     | Rôle de la Courte Section d'un ICL à Multisections . . . . .                   | 65 |
| 2.3.1   | Résultats Expérimentaux en Utilisant un ICL à 2-Sections . . . . .             | 65 |
| 2.3.1.1 | Tension Constante sur la Courte Section : = 0 V . . . . .                      | 69 |
| 2.3.1.2 | Tension de Polarité Positive sur la Courte Section : > 0 V . . . . .           | 75 |
| 2.3.1.3 | Tension de Polarité Négative (Inverse) sur la Courte Section : < 0 V . . . . . | 77 |
| 2.4     | Conclusion du Chapitre 2 . . . . .   | 79 |

La dispersion est une quantité clé pour les peignes de fréquences optiques, le contrôle de la dispersion l'est aussi. Dans ce chapitre, dans un premier temps, nous allons introduire le gain et la dispersion de façon théorique.

Dans un second temps, nous allons expliquer comment mesurer le gain et la dispersion de vitesse de groupe (GVD, en anglais) d'un ICL à 1-section, et en discuterons les résultats et leurs implications.



Dans un troisième temps, nous allons étudier en détail les résultats des mesures faites sur un ICL à 2-sections et, en particulier, les effets introduits par la courte section : les mesures porteront sur le gain, la GVD/GDD, les spectres optiques et les BN, les paramètres que l'on fera varier seront la température et les différentes tensions appliquées sur la courte section.

Les résultats obtenus nous permettront de comprendre avec précision le rôle et les fonctions de la courte section.

En conclusion finale de ce chapitre, nous reviendrons sur l'explication des comportements respectifs des deux types d'ICL, à une 1-section et à 2-sections

## 2.1 Introduction du Gain et de la Dispersion

### 2.1.1 Gain

L'une des caractéristiques principales des lasers à semi-conducteurs est le gain. Il rend compte de l'évolution du taux de photons dans la cavité optique en fonction des différents paramètres (pertes, coefficients de réflexions des facettes, etc.) [90-92]. En effet, les couches actives génèrent des photons et, comme la lumière se propage dans toute la structure du guide d'onde y compris dans la zone active, les pertes sont différentes selon les différents matériaux qui les composent. Notre objectif est d'exprimer les différentes contributions aux gains des différents matériaux et structures. Nous distinguerons le gain modal, le gain de la couche active et le gain du matériau. Le facteur de confinement du mode permet de donner les proportionnalités des contributeurs dans tel ou tel milieu.

Lorsque le courant d'injection est inférieur au courant de la transparence  $I_t$  optique du laser, la lumière qui se propage dans la cavité optique ( $G < 0$ ) est absorbée de façon exponentielle  $e^{-\alpha \cdot L_c}$ .  $\alpha$  étant le coefficient d'absorption exprimé en ( $\text{cm}^{-1}$ ),  $L_c$  étant la longueur de la propagation, ici égale à la longueur de cavité.

Lorsque le courant d'injection est supérieur au courant de la transparence  $I_t$  du laser, les pertes et le gain de l'ensemble du matériau change l'équilibre de sorte que le gain final est positif, impliquant une émission superluminescence. Une fois ce niveau atteint, le coefficient  $\alpha$  change de signe et le gain optique est défini comme  $-\alpha$ . L'intensité de la lumière croît alors de façon exponentielle  $e^{G \cdot L_c}$ . Néanmoins, ceci ( $G > 0$ ) ne garantit pas l'effet laser.

Il reste encore quelques sources de pertes qu'il faut traiter.

Nous appellerons  $\alpha_m$  les pertes optiques utiles dues aux miroirs (facettes) semi-réfléchissants. La lumière transmise par les facettes constitue le faisceau laser. Encore une autre source de pertes provient des imperfections dans la cavité optique, nous les appellerons pertes internes  $\alpha_i$ .

Ainsi, lorsque le courant d'injection est égal au courant du seuil  $I_{th}$  du laser, les pertes et le gain de l'ensemble du matériau (couches actives) s'équilibrent de sorte que le gain final est égal aux pertes, c'est ce que nous appelons le niveau de seuil du laser. Le total des pertes et le gain de seuil sont exprimés par l'équation suivante :

$$G_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L_c} \cdot \ln(1/(r_1 \cdot r_2)) = \alpha_i + \alpha_m \quad (2.1)$$

avec  $r_1, r_2$  étant les coefficients de réflexion des facettes.

Dans la [figure 2.1](#) sont représentés un modèle de laser à semi-conducteur et la courbe de gain avec les différentes contributions avant le seuil du laser.

Le gain des lasers à semi-conducteur de transition interbande est clampé au seuil. Puis, après le seuil, c'est l'émission stimulée qui l'emporte en augmentant la puissance optique du laser. Les définitions ainsi que les équations sont bien décrites dans l'ouvrage de Coldner, chapitre 2 (approche phénoménologique) et les annexes 5,6 plus formelles [90, 91, 93-96].

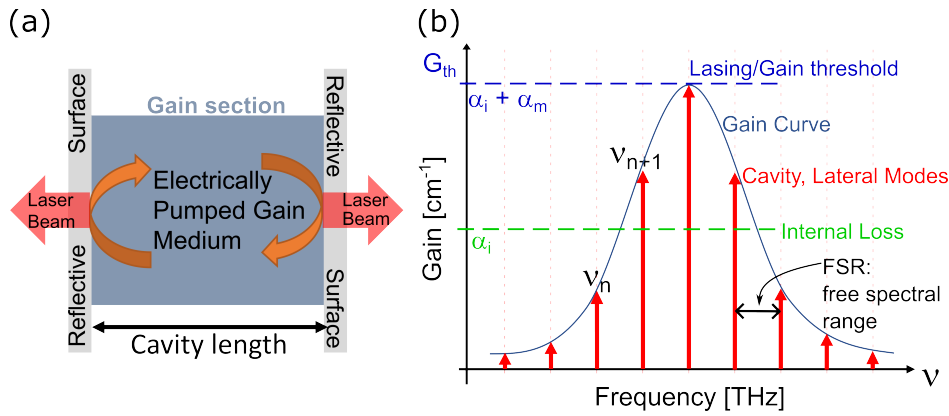


FIGURE 2.1 – Représentation schématique : en (a) un laser semi-conducteur à cavité Fabry-Pérot, en (b) le gain et les modes du laser associés au modèle.

Dans ce chapitre, nous allons utiliser dans un premier temps un laser à une section et appliquerons une technique de mesure du gain net sans différencier les différents contributeurs. Puis, dans un second temps, nous allons utiliser un laser à deux sections qui nous permettra d'introduire des pertes supplémentaires grâce à un champ électrique externe, et l'application de la même technique du gain net nous permettra de différencier toutes les évolutions du gain et de la GVD.

### 2.1.2 Dispersion

De façon générale, toute perturbation qui se déplace s'appelle une onde. Selon les différents domaines de la physique, on sait distinguer et traiter des ondes mécaniques, acoustiques, thermiques et plus particulièrement électromagnétiques dont relève notre cas.

La vitesse de propagation d'une onde dans un milieu est différente selon les matériaux. Le phénomène qui décrit cette différence de propagation en fonction des fréquences est la dispersion. Ce phénomène est bien présent dans nos vies, comme par exemple l'apparition des colorations de l'arc-en-ciel. Le fait que nous pouvons observer différentes couleurs lorsque la lumière du soleil se propage à travers un prisme est une manifestation de la dispersion chromatique. Très intuitivement, nous pouvons concevoir que la réfraction est différente pour chaque longueur d'onde et ainsi définir l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde  $n(\lambda)$ . Connaître le profil de l'indice de réfraction en fonction des fréquences renseigne beaucoup sur la physique et sur les propriétés de chaque matériau.

Une onde électromagnétique monofréquence se propage à la vitesse de la lumière  $c$  dans le vide, mais sa vitesse dans un matériau est modifiée de façon fractionnelle par rapport à la vitesse dans le vide.  $v_{mat} = c/n$ ,  $n$  étant l'indice de réfraction. Lorsque la propagation se passe dans un milieu dispersif avec de multiples fréquences, nous définissons deux quantités : la vitesse de phase qui est la fréquence de la porteuse, c'est la plus rapide oscillation  $v_\phi = \frac{\omega}{k}$  et la vitesse de groupe qui est associée à la vitesse de la propagation du paquet d'onde, celle-ci étant l'oscillation la moins rapide  $v_g = \frac{d\omega}{dk}$ . La pulsation  $\omega$  est exprimée en (rad/s) et le nombre d'onde  $k$  en ( $m^{-1}$ ). Vu que nous avons un paquet d'ondes qui se déplace à la vitesse

de groupe, nous pouvons définir un indice de groupe  $n_g = \frac{c}{v_g} = n(\omega) + \omega \frac{\partial n(\omega)}{\partial \omega}$ . La dispersion de la vitesse de groupe est définie comme :

$$GVD(\omega_0) \equiv \left. \frac{\partial(1/v_g)}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_0} \quad (2.2)$$

En remplaçant l'expression de  $v_g$ , nous avons une nouvelle équation pour GVD exprimée en (s<sup>2</sup>/m)

$$GVD = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \quad (2.3)$$

La dispersion du retard de groupe (GDD) est la GVD par unité de distance  $l$ , donc  $GDD = GVD \cdot l$  et est exprimée en (s<sup>2</sup>). Il est utile de définir la GVD/GDD en fonction de l'indice de réfraction  $n(\omega)$  et  $n(\lambda)$ .

$$GVD(\omega_0) \equiv \left. \frac{2}{c} \left( \frac{\partial n(\omega)}{\partial \omega} \right) \right|_{\omega=\omega_0} + \left. \frac{\omega_0}{c} \left( \frac{\partial^2 n(\omega)}{\partial \omega^2} \right) \right|_{\omega=\omega_0} \quad (2.4)$$

$$GVD(\lambda) \equiv \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{\partial^2 n(\lambda)}{\partial \lambda^2} \quad (2.5)$$

Une autre manière de décrire la dispersion de façon plus rigoureuse mathématiquement est d'appliquer l'expansion de Taylor sur la phase spectrale  $\Phi(\omega)$  après une certaine distance de propagation. La phase spectrale s'écrit comme :

$$\Phi(\omega) = \underbrace{\Phi_0}_{\text{phase à } \omega_0} + \underbrace{\Phi'(\omega - \omega_0)}_{\text{Retard de groupe}} + \frac{1}{2} \underbrace{\Phi''(\omega - \omega_0)^2}_{\text{GDD}} + \dots \quad (2.6)$$

Dans l'équation 2.6, en remplaçant la phase par  $\Phi(\omega) = \frac{\omega}{c} \cdot P(\omega) = \frac{\omega}{c} \cdot n(\omega)l(\omega)$  et en développant le calcul de la dérivée seconde  $\Phi''(\omega)$ , nous pouvons démontrer et retrouver les équations de GVD données précédemment équation 2.4, équation 2.5.

La dispersion de vitesse de groupe est également appelée dispersion de second ordre car la dérivée seconde intervient dans le développement de Taylor. Nous ne nous intéressons pas aux dispersions d'ordres supérieurs au second; néanmoins, il existe des descriptions plus génériques utilisant la forme de transformées de type Lah-Laguerre [97, 98].

Comme nous l'avons vu lors de la dernière description avec l'expansion de Taylor, la quantité GDD agit directement sur la phase des modes spectraux de sorte qu'une mesure précise de la dispersion s'impose pour mieux comprendre les générations de peignes de fréquences et de pouvoir "designer" de nouveaux dispositifs optimisés. Dans la [figure 2.2](#) est illustré un spectre optique avec une forte dispersion. Dans le spectre optique, les modes éloignés de la fréquence centrale sont les plus affectés et subissent plus de bruits (gigue). Pour une meilleure qualité d'OFC, la phase des modes doit être la plus plate possible juste après la sortie du laser. Certains lasers sur puces (chips) possèdent un traitement spécifique pour compenser la dispersion intracavité afin de minimiser les variations de phases entre les modes. Ces traitements sont réalisés par des compensateurs en montage externe (extracavité) comme les interféromètres de Gires-Tournois (GTI) (intégrés sur chips ou pas) [65], ou par un traitement optique multicouches similaire à un GTI. Il est possible aussi d'intervenir avec des compresseurs à réseaux et/ou à prismes [99]. Des "designs" de compensateurs de dispersion plus exhaustifs peuvent être réalisés, comme on le fait par exemple dans le domaine térahertz (THz) [88, 100].

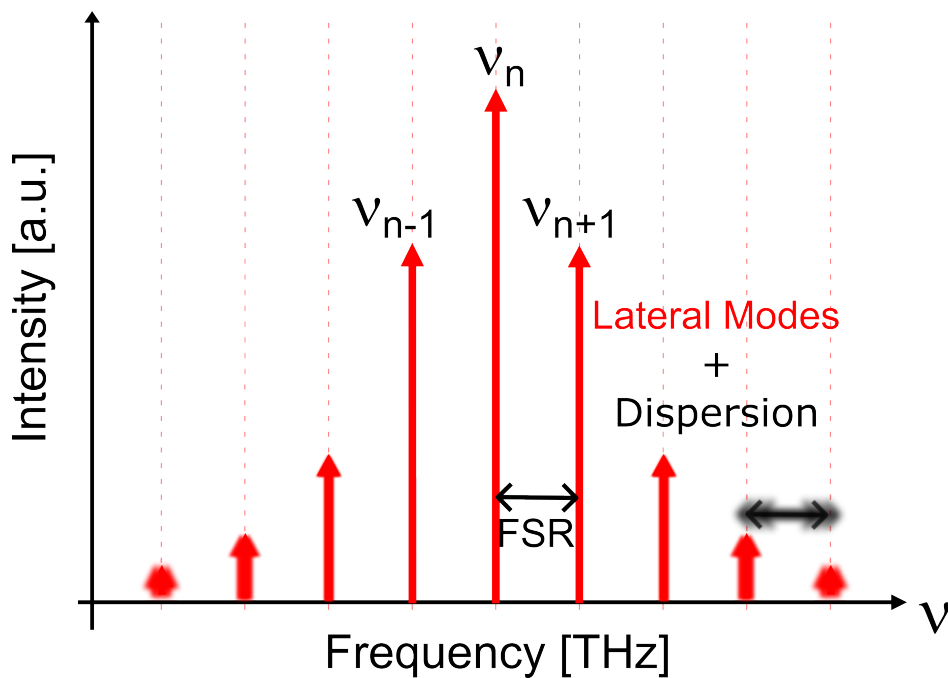


FIGURE 2.2 – Représentation d'un spectre optique après le seuil du laser avec forte dispersion aux bords du spectre. FSR (Free spectral range, en anglais) est la distance entre les modes latéraux de la cavité optique.

Dans les parties suivantes de ce chapitre, nous allons mesurer le gain et la GVD pour différents échantillons en fonctionnant selon différentes configurations afin d'établir les liens avec le régime OFC et les mettre en évidence.

## 2.2 Mesure de GVD & de Gain Modal

L'échantillon laser est un ICL à une section de 4mm de longueur, fonctionnant à  $4.16 \mu\text{m}$  de longueur d'onde ( $\sim 72 \text{ THz}$ ). Pour procéder aux mesures, nous utilisons la technique des transformées de Fourier décrite par D. Hofstetter et J. Faist [101]. Cette méthode est issue de la combinaison de deux techniques, celle de Hakki-Paoli [102, 103] et celle de Cassidy. Par ailleurs, une autre technique existe, celle de Henry [104, 105]. Pour la technique des transformées de Fourier, il s'agit d'utiliser la lumière provenant de l'émission électroluminescente spontanée [106, 107], tout en restant sous le seuil du laser. Le dispositif expérimental est le suivant : après plusieurs allers-retours (RT), la lumière émise est amplifiée dans la cavité optique, phénomène communément connu sous l'appellation ASE (amplified spontaneous emission). La lumière sortante est collimatée à l'aide d'une lentille de grande ouverture numérique L1 puis dirigée vers l'entrée de l'interféromètre FTIR. Après avoir traversé le FTIR, le faisceau optique est focalisé vers un détecteur externe InSb refroidi à l'azote liquide ( $\sim 77 \text{ K}$ ), qui est très sensible et permet de mesurer facilement les faibles puissances. Le schéma expérimental est présenté dans la [figure 2.3](#).

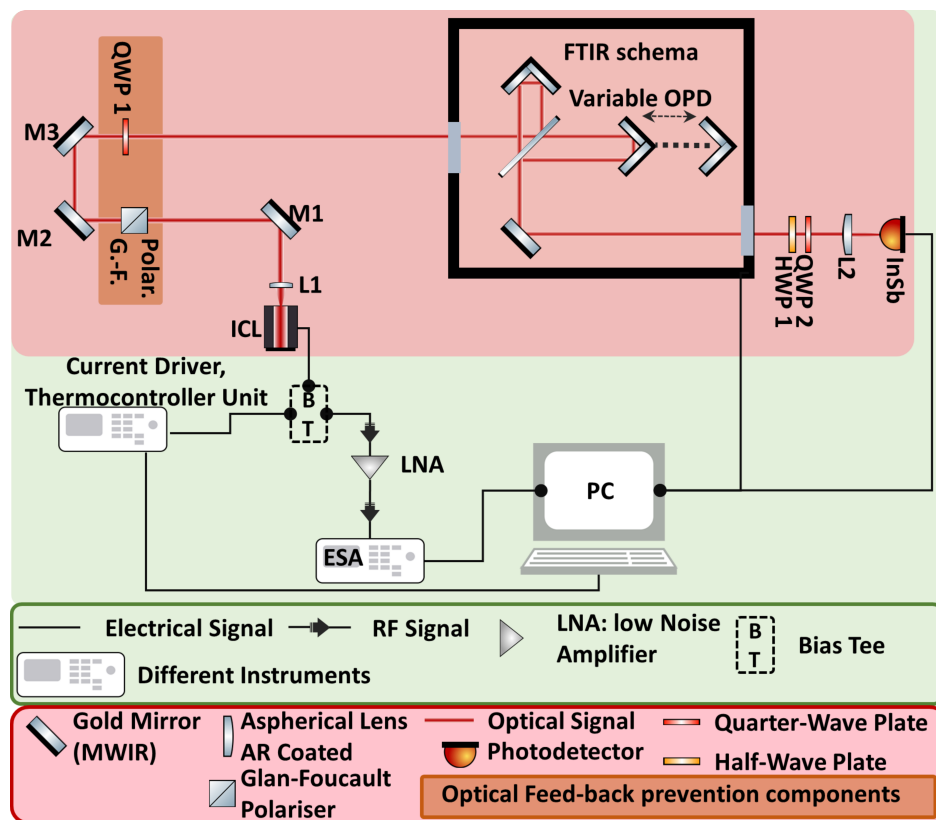


FIGURE 2.3 – Schéma expérimental pour mesure de GDD, des spectres optiques et des battements des modes via l'analyseur de spectres électriques (ESA).

Nous enregistrons des interférogrammes qui doivent inclure le pic correspondant au premier RT, voir la [figure 2.4](#). Le fait d'avoir retardé l'un des bras de l'interféromètre d'un temps correspondant à un RT permet de remonter aux effets dûs à la propagation dans la cavité optique du laser.

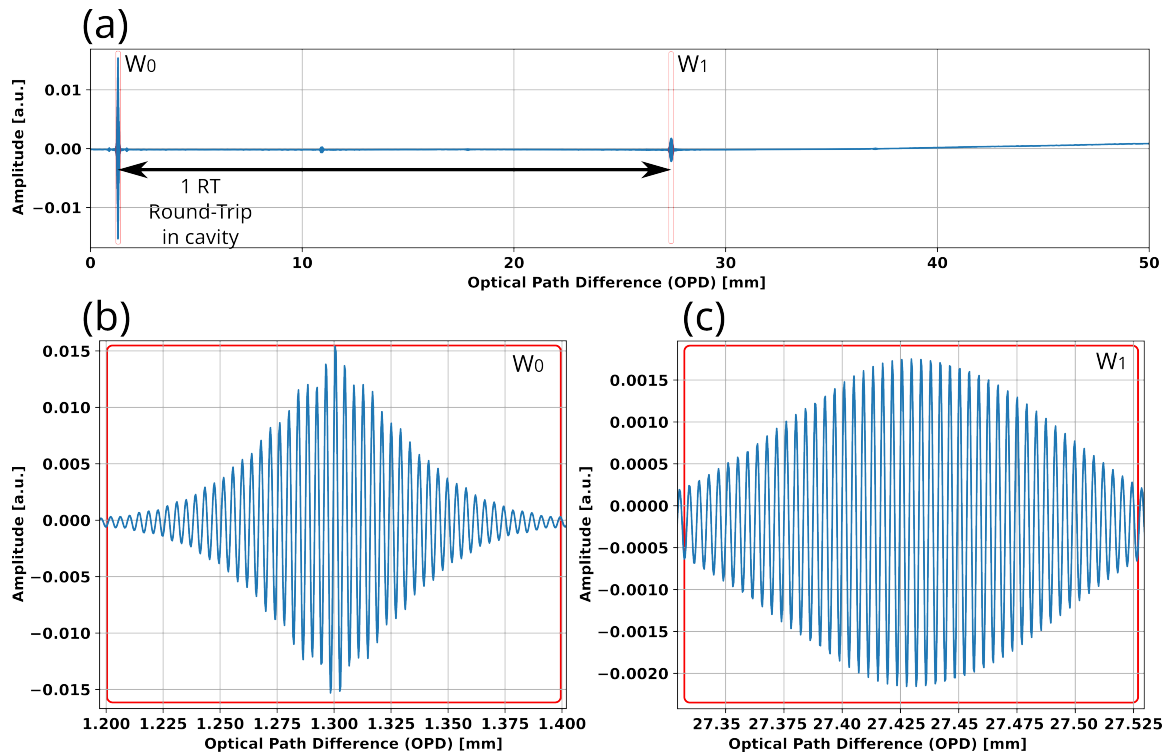


FIGURE 2.4 – Exemple d’interférogramme sous le seuil du laser : en (a) l’interférogramme en entier, en (b) l’interférogramme extrait avec la fenêtre  $W_0$ , en (c) l’interférogramme extrait avec la fenêtre  $W_1$  après un 1RT

Le champ électrique  $E(t)$  après un RT peut être décrit par l’équation 2.7

$$E(t) = \sqrt{r_1 r_2} \cdot e^{i\phi} \cdot e^{(-\alpha L_c + g \cdot L_c)} \cdot E(t - \tau) \quad (2.7)$$

avec

- $\alpha$  : Pertes dans la cavité exprimées en  $[cm^{-1}]$ ,
- $g$  : Gain dans la cavité exprimé en  $[cm^{-1}]$ ,
- $L_c$  : Longueur de la cavité,
- $\phi$  : Décalage de phase,
- $\tau$  : Temps d’un RT, un aller-retour .
- $r_1, r_2$  : Coefficients de réflexion, au niveau des facettes

Le principe de traitement et d’extraction des données consiste à :

- définir une fenêtre de largeur proche de la taille du pic central,
- extraire le pic interférométrique proche de "0 différence de marche" (OPD) en appliquant une fenêtre numérique ( $W_0$ ),
- extraire le pic interférométrique proche de la position 1RT en appliquant une fenêtre numérique ( $W_1$ ),

- appliquer la transformée de Fourier sur les deux fenêtres d'interférogramme ( $W_0$ ) et ( $W_1$ ), ce qui nous donne une quantité dans le domaine spectral définie comme le ratio

$$R(\omega) = \frac{TF(W_1)}{TF(W_0)} \quad (2.8)$$

$$= \sqrt{r_1 r_2} \cdot e^{i\phi(\omega)} \cdot e^{(-\alpha(\omega)L_c + g(\omega) \cdot L_c)} \quad (2.9)$$

- Le gain modal net (MG) est obtenu en prenant le logarithme népérien de la valeur absolue de  $|R(\omega)|$  :

$$\ln(r \cdot e^{MG(\omega) \cdot L_c}) \Rightarrow \quad (2.10)$$

$$\Rightarrow MG(\omega) = \frac{\ln(r) - \ln(|R(\omega)|)}{L_c} \quad (2.11)$$

- La phase est obtenue en prenant la partie imaginaire de  $R(\omega)$ ,  $\Phi(\omega) = \text{Im}(R(\omega))$
- La GVD est obtenue en utilisant l'équation suivante, en appliquant la dérivée seconde de la phase :  $GDD = \frac{d^2\Phi(\omega)}{d\omega^2} = \frac{d^2 \arg(R(\omega))}{d\omega^2}$ ,  $GDD = GVD \cdot L_c$

Des corrections peuvent être appliquées si la phase interférométrique (FTIR) n'est pas constante, afin de corriger la phase additionnelle. Plusieurs ajustements doivent être faits pour trouver la "bonne" largeur de la fenêtre  $W$  à appliquer. La méthode d'analyse est décrite dans l'[annexe section C.1](#). Il est notamment expliqué comment estimer les incertitudes des mesures de GVD. L'exemple d'explication est basé sur le cas d'un laser à 2-sections fonctionnant à 15°C dont nous allons parler dans la suite de ce chapitre.

Nous pouvons maintenant passer aux résultats issus de cette technique de mesure.

## 2.2.1 Résultats Expérimentaux : GVD dans l'ICL à 1-Section

Dans la [figure 2.5\(a\)](#) sont présentées les caractéristiques opto-électriques de l'ICL. Le seuil du laser est de  $\sim 100$  mA à 15° C. Dans la [figure 2.5\(b\)](#) sont présentés les spectres d'émissions optiques en fonction des différents courants de pompage électrique. Les courbes de numéros #0 et #1 sont les spectres optiques sous le seuil du laser. Nous pouvons voir que les spectres optiques évoluent vers le rouge en fonction du courant : à courant faible près du seuil, le laser fonctionne d'abord en régime monomode, puis, au fur et à mesure qu'on augmente le courant, il fonctionne en multimode, mais il est spectralement "pauvre", ensuite à partir d'un courant moyen ( $1.5 \cdot I_{th}$ ), il fonctionne en régime d'OFC, et enfin pour les forts courants de pompage, le laser passe de nouveau en régime multimode, mais cette fois de manière plus dispersive. Les mesures de battements des modes sont présentées dans la [figure 2.6](#), il est évident qu'il y a une large zone proche de 150 mA où le BN est relativement intense et fin. Quelques BN en sous-figure (b) montrent que le BN passe par un maximum "meilleure qualité" (forte amplitude et fine largeur du signal) qui constitue une indication préliminaire qu'il s'agit bien d'un régime OFC. Nous reviendrons en détail sur l'OFC et le montage expérimental dans les chapitres 3,4. Ici, nous nous intéressons plus particulièrement aux spectres de l'émission sous le seuil tout en gardant un fort signal de BN. Nous pouvons observer que sous le seuil du laser les spectres sont asymétriques, notamment celui de 94 mA,



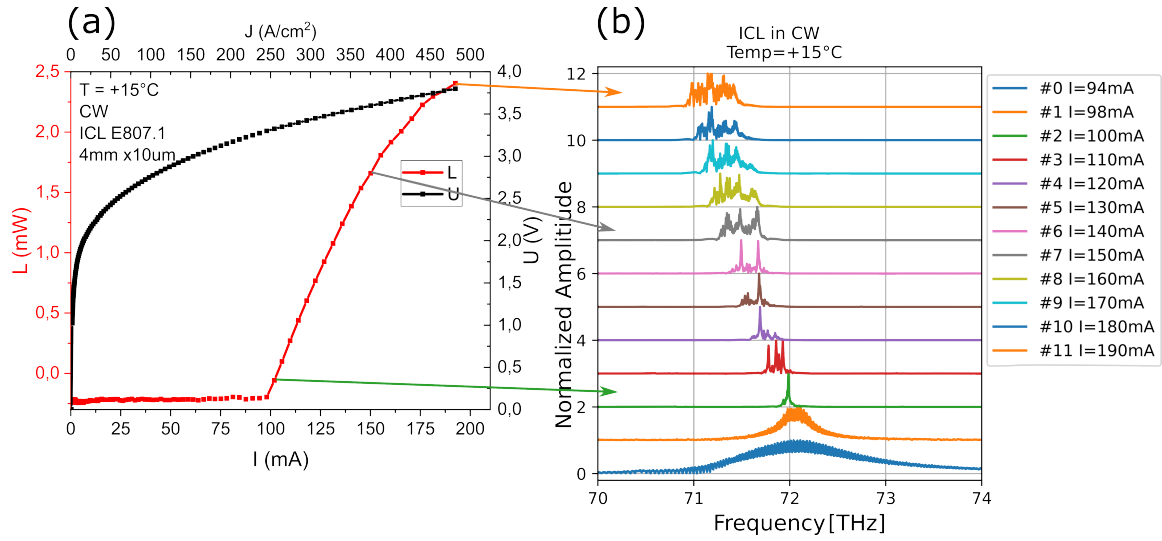


FIGURE 2.5 – ICL 4mm de longueur : en (a) LIV caractéristique à  $15^\circ\text{C}$  en (b) spectres optiques à basse résolution pour différents courants de pompages, à partir de 90 mA en incrémentant de 10 mA .

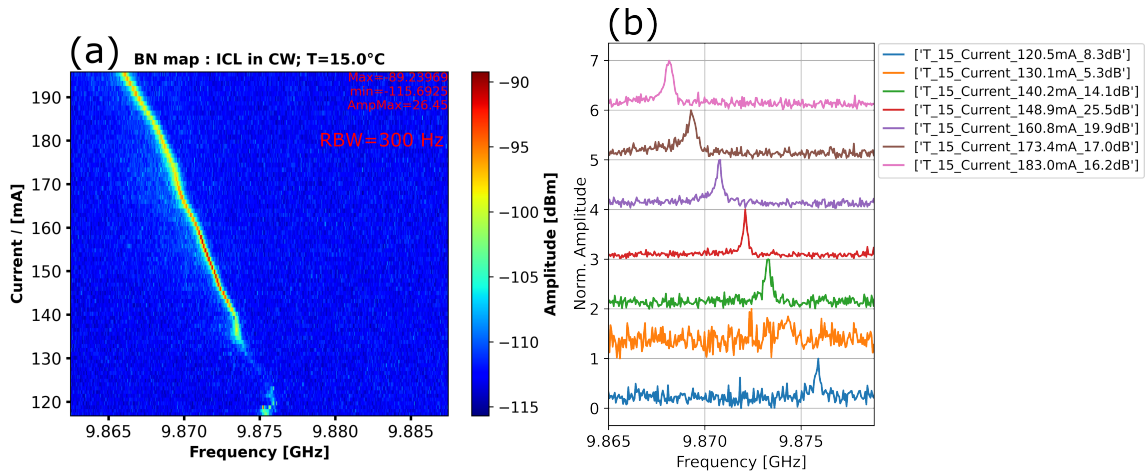


FIGURE 2.6 – Battement des modes. en (a) carte de BN, en (b) quelques BN extraits de la carte.

ce qui implique que le gain n'est pas une courbe lorentzienne comme les QCL ni quadratique comme la plupart des lasers diode.

Les mesures de GVD et du gain net sont réalisées à  $15^\circ\text{C}$ , 94 mA et à  $10^\circ\text{C}$ , 76 mA. Dans le cas de notre échantillon de laser, nous n'avons pas utilisé le détecteur très sensible InSb, mais un détecteur au coût plus accessible thorlabs (PDA07P2-"InAsSb Fixed Gain Amplified Detector"). Lors des deux mesures différentes, les courants d'injection ont été fixés dans les mêmes proportions par rapport au courant de seuil du laser  $I_{th}$  (respectivement 100 mA et 80.5 mA) afin d'assurer la comparabilité des résultats entre les différentes températures. Nous vérifions ensuite grâce à la figure 2.7(b),(b') que nous avons effectivement correctement fixé les courants de façon proportionnelle aux seuils puisque les pics de gains se recouvrent au même niveau.

Dans la figure 2.7 sont présentés en (a) les GVD, en (b) les gains, en (a') et (b') leurs agrandissements dans la zone spectrale du fonctionnement d'ICL. En (c) est présenté le tracé

de la GVD avec une zone d'erreur issue de différents contributions (traitement numérique & physique). Nous remarquons que dans le cas à 15° C, nous avons, au centre, dans la zone spectrale où le laser fonctionne [(71.45-72.2) THz, ayant 70 % des modes], une dispersion relativement faible et quasi plate (variation  $\sim 2500 \text{ fs}^2/\text{mm}$ ). À 10° C, la dispersion de vitesse de groupe est dans la partie qui nous intéresse, de 71.45 THz à 71.8 THz, est plus importante et de plus elle est négative (anormale). De façon générale, la dispersion négative est utilisée pour compenser les dispersions positives des lasers. Le design du guide d'onde influe beaucoup sur la GVD. Le guide d'onde utilisé pour l'échantillon du laser (E807.1) présente de relativement faibles dispersions. Comparativement, un autre travail sur un ICL [59] où la GDD varie de façon linéaire  $\sim 15000 \text{ fs}^2$  dans toute la bande spectrale et dont le centre spectral se trouve à  $\sim 15000 \text{ fs}^2$  [59] présente une dispersion forte et normale. Dans le travail de [108], l'un des échantillons a comme offset de la GVD  $\sim 1800 \text{ fs}^2/\text{mm}$  et possède plusieurs oscillations d'amplitude de  $\sim 4000 \text{ fs}^2/\text{mm}$ , voir la figure 1 (b). Toujours dans le même travail, un autre échantillon d'ICL présente une forme parabolique de GVD dont l'amplitude varie de 2 fois  $5000 \text{ fs}^2/\text{mm}$  à  $-5000 \text{ fs}^2/\text{mm}$ , voir la figure 2(a).

Les mesures de GVD pour cet échantillon sont très certainement impactées par la présence des lignes d'absorption de  $\text{CO}_2$ . La partie spectrale inférieure à 71.45 THz n'est pas fiable, les larges zones d'incertitude en témoignent. Le pic de GVD centré à 71.21 THz est très probablement dû à l'absorption. Ce type de pic apparaît dans les mesures temporelles du laser dont nous parlerons dans le [chapitre 4](#), voir la [figure 4.8](#). Rétrospectivement, pour une mesure de GVD plus complète et précise sur toute la bande spectrale du laser, il fallait d'abord purger le montage optique pour éviter l'absorption moléculaire, ensuite utiliser le détecteur sensible InSb afin d'assurer un fort ratio signal sur bruit (SNR) pour faciliter et lever les ambiguïtés lors du traitement des données.

Ayant une GVD relativement faible et anormale, ce qui influe sur la génération de battements des modes forts (26.5 dBm) et fins (40 kHz) dans le domaine RF que nous pouvons observer dans la [figure 2.6](#), nous remarquons en effet que les BN sont les plus fins dans le cas à 15° C plutôt que dans le cas à 10° C. De plus, la largeur des BN change en fonction du courant de pompage, ce qui influe sur la position centrale des spectres optiques. Nous remarquons également que la finesse des BN évolue en passant par un minimum. Ces informations laissent à penser qu'il y a une relation de compensation des dispersions car la GVD/GDD présente également un minimum. Dans cette figure, les bords de la bande spectrale ne sont pas fiables, car le ratio signal sur bruit (SNR) est faible. Même si nous ne connaissons pas exactement la GVD sur les bords, qui correspondent aux points de fonctionnements de l'ICL à forts courants d'injection ( $I > 160 \text{ mA}$ ), néanmoins nous sommes en mesure de conclure avec certitude sur les mesures concernant la bande spectrale (71.45-73.25) THz à 15° C (correspondant  $I < 150 \text{ mA}$ ).

Pour l'échantillon ICL 4 mm de longueur et 10  $\mu\text{m}$  de largeur de crête ("ridge"), nous avons une relativement faible et anormale dispersion dans la bande spectrale (71.45-73.25) THz. Ces résultats sont en accord avec les observations de BN mesurées. Sans donner plus de détail, nous pouvons dire dès maintenant que l'ICL fonctionne en peigne de fréquences proche de 150 mA, mais la démonstration stricte de ce régime OFC se fera dans les [chapitres 3 et 4](#).

Dans la suite, nous allons étudier un ICL composé de deux sections avec des contacts électriques séparés, ce qui permet de contrôler de façon indépendante les tensions appliquées

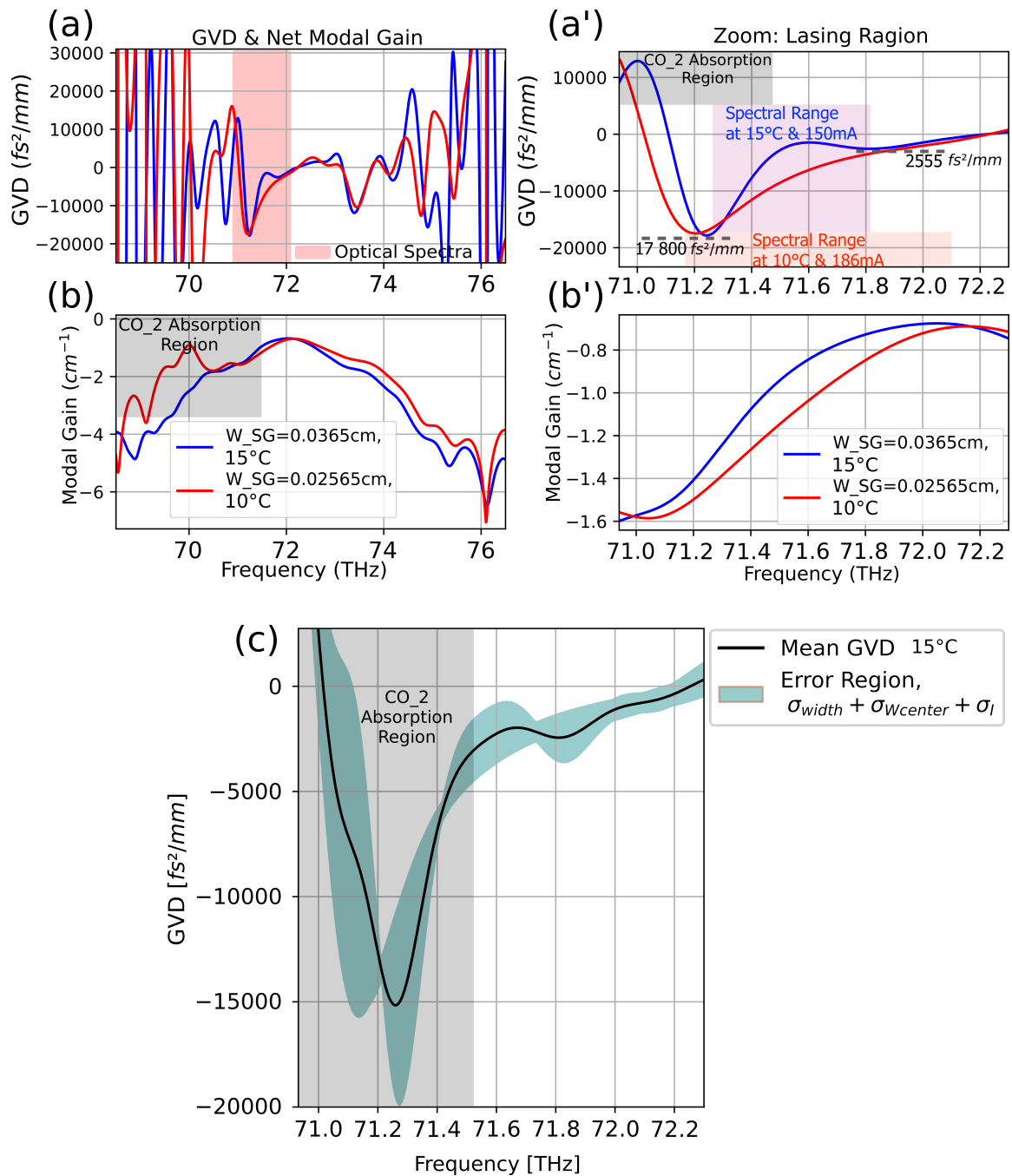


FIGURE 2.7 – ICL 4mm de longueur, en (a) la GVD à 10° C et 15° C ; en (b) le gain modal net. En (a') et (b') leurs agrandissements de tracés dans la partie spectrale où le laser émet des spectres. Les bords de la bande spectrale ne sont pas fiables, ce qui est du à la faible SNR.

En (c) la tracé de GVD moyenne dans la bande d'émission laser avec les zones d'incertitudes du aux trois contributeurs d'erreurs (Largeur, Position du filtre et Courant). La zone spectrale < 71.45 THz n'est pas fiable, elle est très impactée par la présence des lignes d'absorption de CO<sub>2</sub>.

sur chacune des sections. Nous cherchons à établir l'impact de la courte section en terme de gain, de dispersion et d'absorption en fonction des différents paramètres de contrôle (tension de polarité positive/négative, température, courant de pompage).

## 2.3 Rôle de la Courte Section d'un ICL à Multisections

### 2.3.1 Résultats Expérimentaux en Utilisant un ICL à 2-Sections

Dans cette partie, nous allons étudier un ICL composé de deux sections. La longueur d'onde centrale du laser varie entre (3.72-3.82)  $\mu\text{m}$  ou (78.5-80.5) THz pour les températures entre (15 et -19) $^{\circ}$  C. L'ICL est fabriqué en prenant un laser à une section et en utilisant la technique de la photolithographie et la technique de la Gravure ionique réactive (ICP-RIE, pour "Inductively Coupled Plasma - Reactive Ion Etching" ) basée sur l'argon et le chlore. Nous séparons le contact du haut en deux parties. Cette technique est illustrée schématiquement dans la [figure 2.8](#). Après les 4 étapes de fabrication de l'ICL à 2-sections (a),(b),(c),(d), nous montrons les images de l'ICL sous microscope (e),(f),(g) une fois la gravure terminée.

La gravure a enlevé quelques couches en surface (toute la couche d'or, la couche de passivation et une partie de la cladding) sur une petite largeur. Dans notre cas, la largeur du gap d'air créé par la gravure est de  $\sim 50 \mu\text{m}$ . Ainsi, nous obtenons un laser à 2 sections avec des contacts électriques séparés, un de chaque côté du gap, mais s'appuyant tous deux sur la masse commune d'ensemble.

Ce laser est composé de la grande section d'une largeur de  $\sim 3.0 \text{ mm}$ , du gap d'air de largeur  $\sim 50 \mu\text{m}$ , et de la courte section d'une largeur de  $\sim 150 \mu\text{m}$ . La longueur totale de la cavité est 3.2 mm.

La courte section introduit des pertes et modifie la GVD/GDD. Ici, nous cherchons à comprendre le rôle exact de la courte section dans la dynamique du laser. Pour cet effet, nous mesurons le gain net, la GVD/GDD, les spectres optiques et leurs BN correspondants. Les paramètres que nous faisons varier sont : la température, le courant de pompage, l'amplitude de tension sur la courte section et la polarité.

Le schéma expérimental est identique à celui dans le cas de l'ICL à 1-section sauf qu'ici, nous avons un laser à 2-sections pour lequel nous utilisons deux générateurs de courant/voltage et le détecteur sensible InSb au lieu du détecteur PDA07P2.

Tout d'abord, regardons la [figure 2.9](#) représentant plusieurs spectres électriques de BN sous forme d'une carte à un certain point de fonctionnement. L'amplitude est encodée comme niveau de couleur, la fréquence est sur l'axe des abscisses (x) et le courant de pompage sur l'axe des ordonnées (y). Nous observons que l'ICL génère un BN à deux fréquences ayant différentes intensités. Cette observation est le point de départ de notre étude pour déterminer s'il y a une corrélation entre ce "BN double" et les différentes régions spectrales avec plus ou moins de dispersion. Une étude similaire a été déjà menée sur les QCL à une section [109, 110]; en particulier, il a été montré que les différentes régions spectrales du QCL sont corrélées avec différents pics dans les spectres de BN.

En fonction de la température, la fréquence centrale du laser varie  $\sim 2 \text{ THz}$  pour une variation de la température  $\Delta T = 34^{\circ} \text{ C}$ . Ce qui nous permet de balayer différentes régions spectrales où la GVD est différente et d'étudier les différents régimes de fonctionnements en OFC. La caractéristique opto-électrique en fonction de la température est présentée dans la

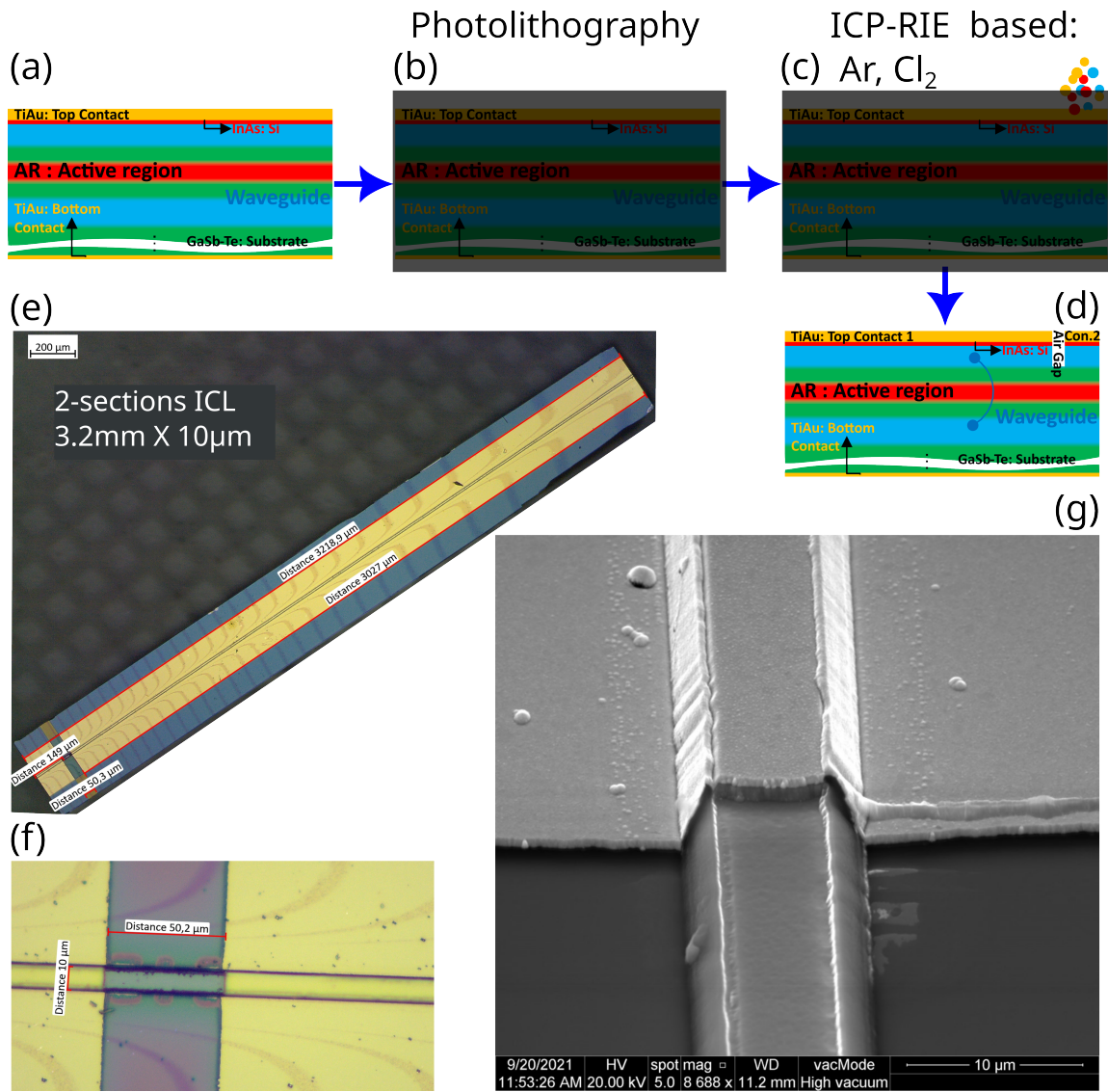


FIGURE 2.8 – Illustration schématique la fabrication d’un ICL à 2-sections (a)-(d), en (e) et (f) l’ICL sous microscope avant le montage sur une embase en cuivre, (g) l’image sous microscope de l’ICL à 2-sections montrant la partie gravée.

figure 2.10. Sur toute la plage de variation de température ( $38^{\circ}\text{C}$ ), le seuil du laser varie de 41 mA à 96 mA et la puissance optique de 1 à 5 fois.

Il est intéressant de voir quelles sont les formes de GVD, de gain, et les spectres optiques pour une puissance optique fixée arbitrairement à 1 mW. Les résultats sont récapitulés dans la figure 2.11 pour trois différentes températures ( $-19^{\circ}\text{C}$ ,  $+11^{\circ}\text{C}$  et  $+15^{\circ}\text{C}$ ). Les pointillés verticaux sont tracés pour chaque température à 0 de la GVD qui est proche à la fréquence centrale du laser juste après le seuil.

Les sous-figures(a)(b)(c) correspondent respectivement aux gains, aux GVD et aux spectres optiques à basse résolution pour une mesure rapide. A partir de cette figure, nous constatons que le gain est asymétrique comme nous l’avons déjà vu dans le cas de l’ICL à 1-section dans la figure 2.5(b). Il est également visible que les amplitudes d’oscillation sont comparables à

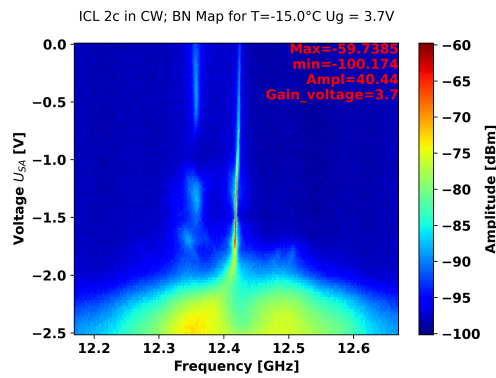


FIGURE 2.9 – ICL 3.2mm à 2-sections : Carte de BN (-15° C).  $F_{BN1}=12.35$  GHz et  $F_{BN2}=12.42$  GHz, Span = 0.5 GHz,

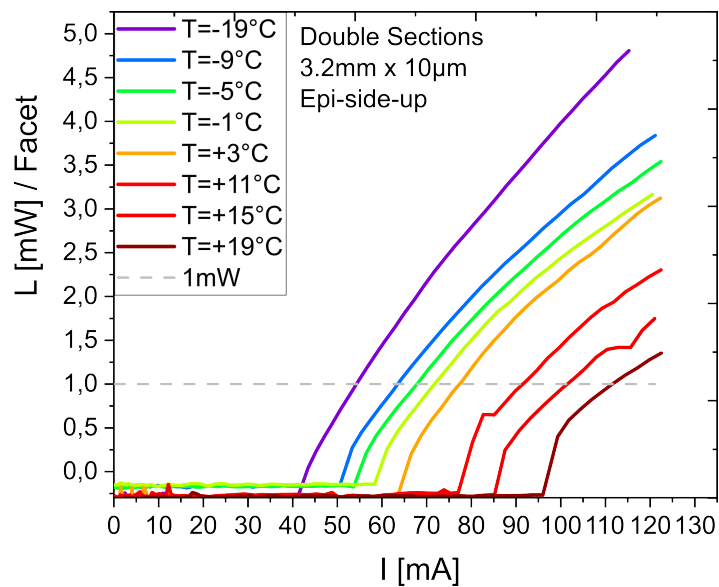


FIGURE 2.10 – ICL 3.2mm à 2-sections : L-I caractéristiques en fonction de la température (-19° C à +19° C)

d'autres travaux, y compris les QCL. la GVD se présente en deux types, normale (GVD+) et anormale (GVD-), et de plus les spectres optiques sont partiellement dans les régions des deux types de GVD. En vue d'étudier les choses plus en détail dans les sous-sections suivantes, nous allons fixer la température et commencer à faire varier d'autres paramètres (le courant de pompage, la tension sur la section SA, ...). Ceci permettra de découpler les effets de chacun sur le laser et permettra une meilleure compréhension des causes et des effets.



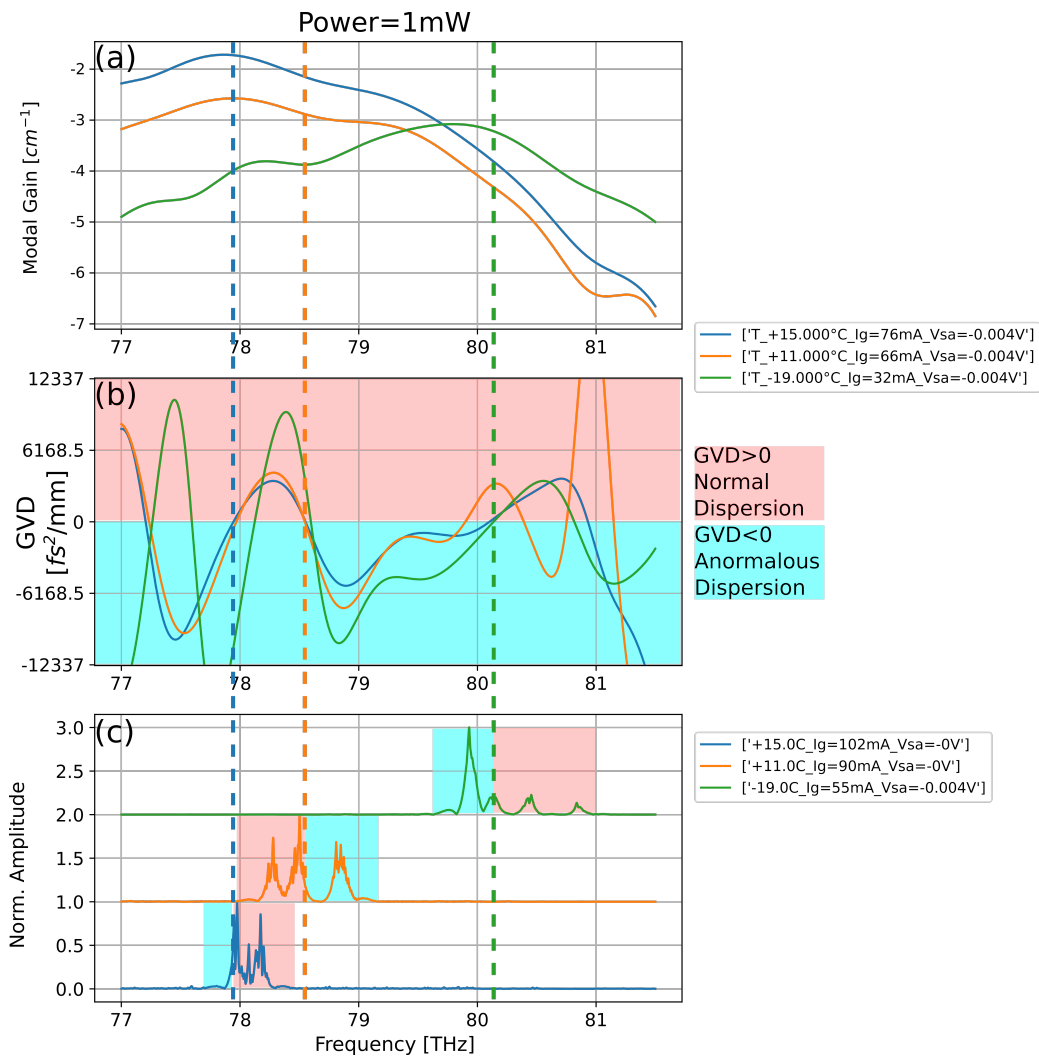


FIGURE 2.11 – Résultats à -19° C, 11° C, 15° C, U<sub>SA</sub>=0 volts : en (a) le gain, en (b) la GVD et en (c) les spectres optiques à basse résolution en fixant à 1mW de puissance optique.

### 2.3.1.1 Tension Constante sur la Courte Section : = 0 V

Dans cette sous-section nous étudions le cas où la tension sur la petite section est contrôlée par un générateur tout en la gardant toujours constante à 0.0 V pour compenser les faibles fuites de courant.

Dans la [figure 2.12](#) sont présentés de haut en bas (a)-(d) le gain, la GVD, les spectres optiques à basse résolution et les battements des modes correspondants. Durant cette mesure, la température est fixée à  $-19^{\circ}$  C. Nous observons que le gain est asymétrique, les spectres optiques évoluent dans un milieu avec deux différents types de GVD (normal et anormal) et nous observons un double BN.

Juste après le seuil ( $I_{th} = 41$  mA), l'ICL est en régime monomode (non mesuré pour le jeu de données de cette série particulière), ce qui est très proche au 0 de la GVD, mais, au dessus de 44 mA, l'ICL développe d'autres modes spectraux en passant en régime multimode avec un signal de BN de relativement forte intensité ayant une base assez large. Le spectre à 44 mA se trouve presque entièrement dans la région de la GVD normale, de sorte que le BN est presque monofréquence. Pour les forts courants de pompage, une grande partie des spectres optiques se situe dans la région de la GVD négative (en bleu clair). Cette région "négative" correspond au pic maximum du gain, favorisant la prolifération des modes. Néanmoins dans l'autre partie, celle de la GVD positive (en rose), il y a quelques modes spectraux certes moins intenses. La question se pose donc de savoir si les spectres optiques se retrouvant d'un côté ou de l'autre par rapport au 0 de la GVD (normale et anormale) sont corrélés entre eux avec une certaine relation de phase ou bien s'ils sont indépendants. La réponse est apportée en comparant les spectres optiques et leurs BN correspondants.

Reprenons sur la [figure 2.12\(c\),\(d\)](#). Le spectre optique à 44 mA se situe presque entièrement dans une région d'un seul type de GVD+, le BN correspondant est monofréquence. Pour la courbe suivante à 50 mA, le spectre optique se situe entre les deux régions de GVD, le BN reste monofréquence, mais, en regardant plus précisément, nous verrons que la fréquence du pic est un peu plus basse et plus large sur sa base. Ce qui veut dire qu'il se peut qu'il y ait deux pics très proches mais non résolus par l'analyseur de spectre électrique (ESA). En augmentant encore un peu plus le courant d'injection à 55 mA, nous voyons que le spectre optique du côté GVD- n'est pas changé ni en terme d'amplitude relative ni en terme de largeur, en revanche du côté GVD+ le spectre optique est plus étalé. Cette région est plus dispersive de sorte que le BN est moins important et la fréquence centrale du BN plus décalée par rapport à la position précédente. Quant au BN, nous observons cette fois à 55 mA deux pics qui apparaissent. La plus faible intensité des deux correspond à la zone spectrale la plus dispersive c'est à dire la région de la GVD+ et le pic de plus forte intensité qui reste presque inchangé par rapport au tracé au-dessous correspond à la région spectrale du côté GVD-. En suivant le même raisonnement pour les autres courants de pompage, la divergence devient de plus en plus nette, nous pouvons valider que les deux parties du spectre se retrouvant de part et d'autre de la GVD 0 ne sont pas corrélées entre eux. Les flèches en noir montrent la divergence des deux parties du spectre sur la (c) et la divergence des pics de BN sur la (d). La forme de la GVD est aussi importante que les amplitudes, ainsi il ne faut pas se tromper en regardant uniquement les amplitudes de GVD+ et GVD-. Le pic de GVD+ est à  $+4000$  fs<sup>2</sup> et le pic de GVD- est à  $-5551$  fs<sup>2</sup>. Nous avons tendance à dire que plus d'amplitude signifie plus de dispersion, mais, en réalité, c'est la variation de la GVD+ qui contribue davantage à la



dispersion des modes, car la forme de la GVD+ est non linéaire (parabolique) contrairement à la plus grande partie de la GVD-. Donc la GVD+ contribue davantage à la dispersion des modes.

Comme nous l'avons montré dans la [figure 2.11\(b\)](#), la forme de la GVD dépend de la température, ainsi nous changeons la température pour voir si le comportement spectral du laser et les BN (OFC) changent. Les résultats de ces mesures sont reportés respectivement dans les figures [2.13](#) & [2.14](#) (11° C & 15° C) . En (a)-(d) sont présentés les quantités suivantes : le gain net, la GVD, les spectres optiques et les BN correspondants.

Dans les deux figures nous observons les mêmes types de comportements, c'est-à-dire :

- GVD relativement faible,
- Deux type de GVD, normal et anormal
- Développement des zones spectraux dans différents types de GVD impliquant des séparations spectrales en fonction du courant de pompage,
- Double BN et séparation en fonction du courant de pompage,
- Fort BN si tout le spectre est dans la région d'un seul type de GVD.

La modification importante de la température (-19° C à +11° C) impose une autre forme de GVD. Par contre, lorsque nous changeons de nouveau la température de +11° C à +15° C, nous décalons juste vers un maximum (78.5 THz à 78.0 THz) se trouvant à un autre point de 0 GVD. C'est assez intéressant, car cela permet d'observer des régimes de fonctionnement différents. Si nous comparons les amplitudes et les finesses des BN entre 11° C et 15° C, il est évident que pour 15° C, les BN sont nettement plus fins et plus intenses avant la séparation qui est corrélée avec la proportion de spectre optique présente dans  $\pm$ GVD.

Dans la [figure 2.15](#) est présenté un extrait de la GVD de la [figure 2.14\(b\)](#) en inoculant la zone d'incertitude. La méthode d'estimation d'erreur est détaillé dans l'[annexe section C.1](#). En considérant trois principales sources d'erreur et en prenant les limites des erreurs un peu plus larges, nous observons que l'amplitude maximal d'erreur est  $\pm 1000$  fs<sup>2</sup>/mm. L'erreur est moins important que dans le cas du laser 1-section grâce à l'enregistrement d'interférogrammes à forte SNR. La marge d'erreur obtenue peut-être réduite grâce à un "point fixe" connue. En se basant sur une référence connue nous pouvons calibrer l'application de la technique et l'optimiser.

En conclusion, à travers ces différentes mesures pour trois températures et en gardant le voltage (0 V) fixe sur la courte section, nous pouvons dire que la GVD est une quantité très importante qui influe sur la formation des modes spectraux et sur la qualité de BN, donc sur la qualité du régime de fonctionnement en peigne de fréquences. Dès que le spectre optique "voit" deux types de GVD (normal et anormal), alors chaque partie du spectre évolue indépendamment de l'autre ou au moins sans "beaucoup" d'interaction en phase et ils ne forment pas un état de peigne de fréquences fort et stable. Ceci manifeste la présence d'un mécanisme de maximisation d'un gain/dispersion.

Nous avons vu l'importance de la GVD et dans la suite nous allons étudier les variations de la GVD en fonction de la tension sur la courte section.

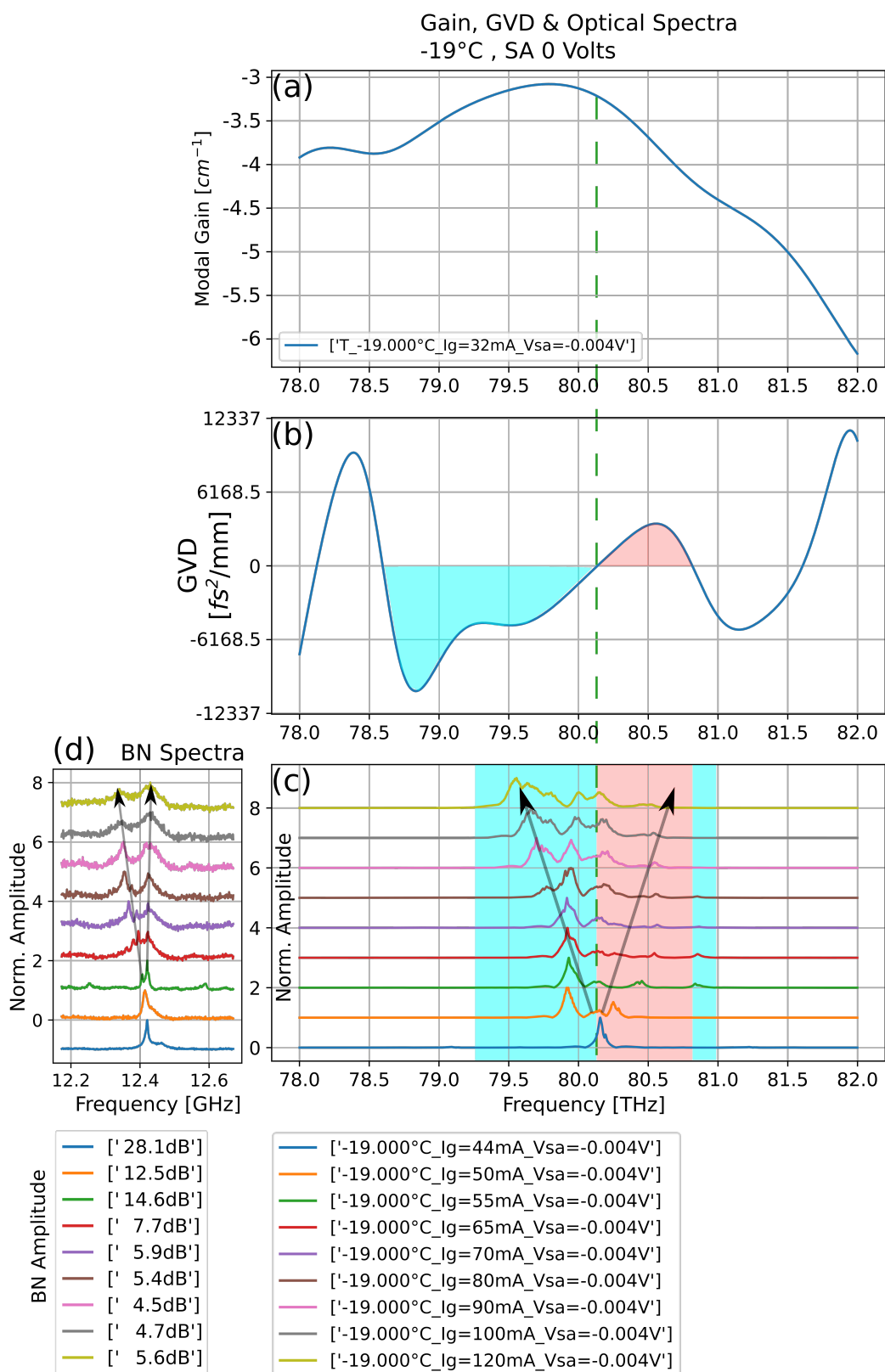


FIGURE 2.12 – Résultats à -19° C,  $U_{SA}=0$  volts : en (a) le gain ; en (b) la GVD et en (c) les spectres optiques à basse résolution selon différents courants de pompage ; en (d) les battements des modes correspondant aux spectres de (c)

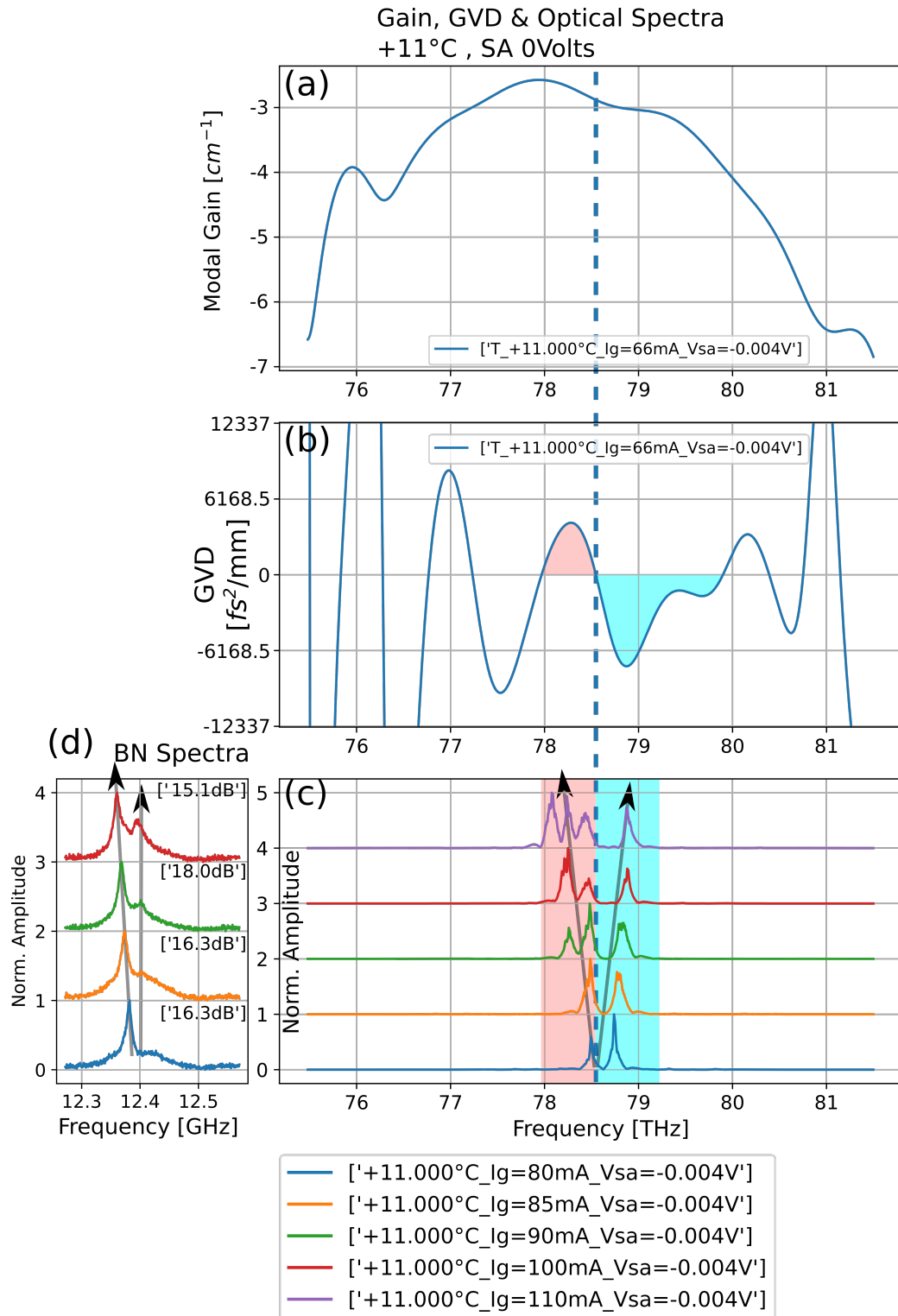


FIGURE 2.13 – Résultats à 11° C,  $U_{SA}=0$  volts : en (a) le gain, en (b) la GVD et en (c) les spectres optiques à basse résolution différents courants de pompage ; en (d) les battements des modes correspondants aux spectres en (c)

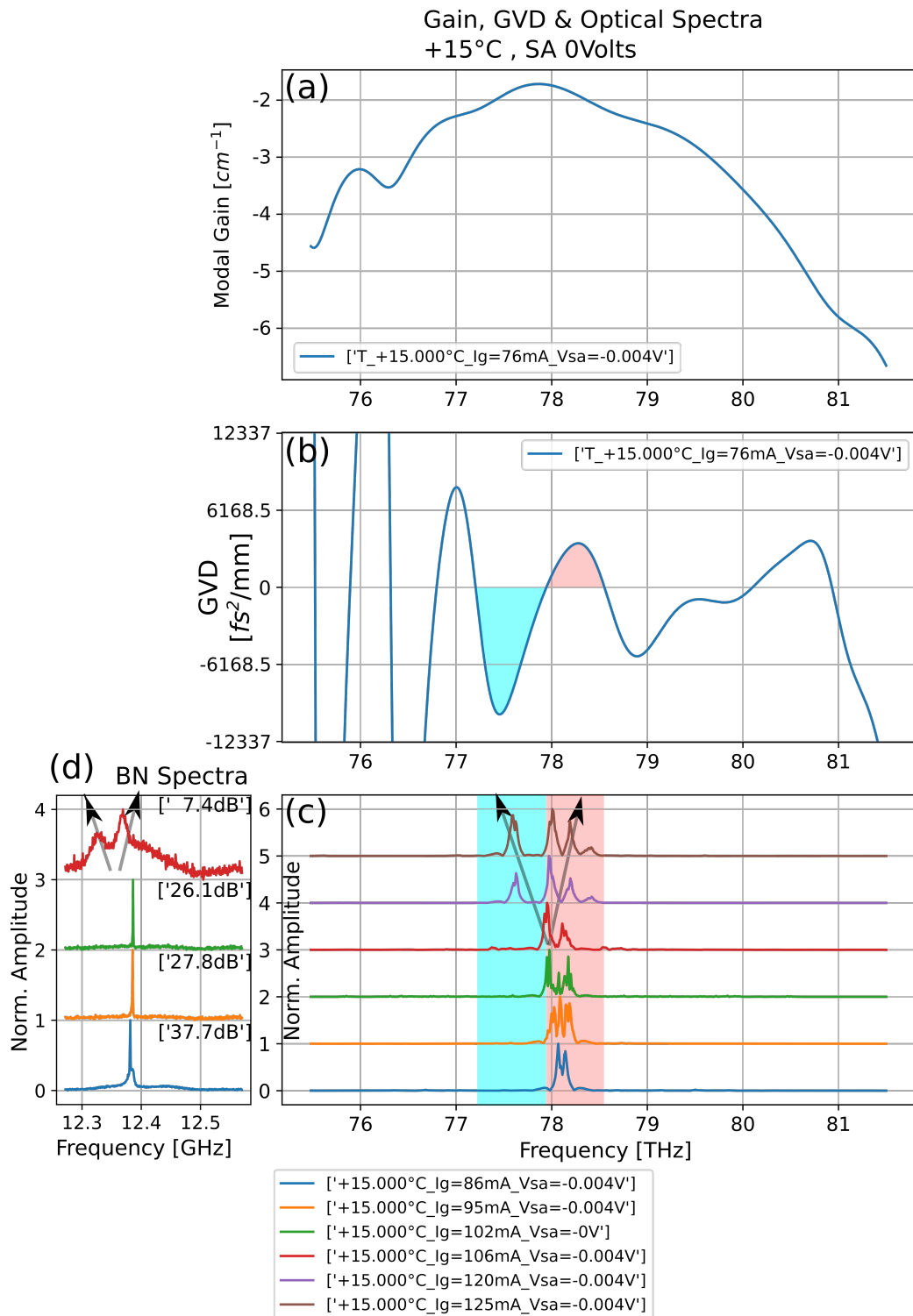


FIGURE 2.14 – Résultats à 15° C,  $U_{SA}=0$  volts : en (a) le gain, en (b) la GVD et en (c) les spectres optiques à basse résolution différents courants de pompage; en (d) les battements des modes correspondants aux spectres en (c)

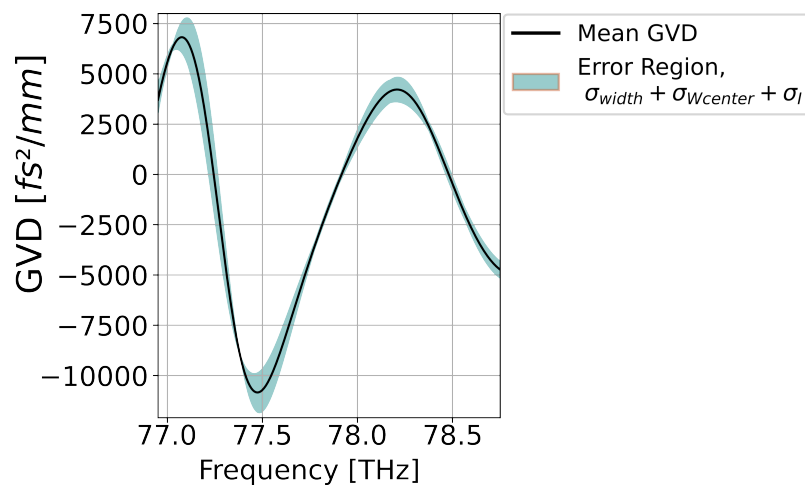


FIGURE 2.15 – La GVD et la zone d’incertitude de cette dernière à 15° C,  $U_{SA}=0$  volts. La méthode d’analyse est en [annexe section C.1](#).

### 2.3.1.2 Tension de Polarité Positive sur la Courte Section : $> 0$ V

Ici, nous appliquons une tension positive sur la courte section, c'est-à-dire une tension de même polarité que celle appliquée sur la grande section à gain.

Notre objectif, en faisant varier l'amplitude de cette tension, est de voir s'il y a des modifications du gain et de la forme de la GVD dues à la chaleur introduite par la tension.

L'ICL est stabilisé à la température  $-19^{\circ}$  C, le courant sur la section à gain est fixé. Nous varions la tension sur la section SA et mesurons les mêmes quantités que dans la sous-section précédente. Les résultats de ces mesures sont présentés dans la [figure 2.16](#), à savoir les gains, les GVD, les spectres optiques et les BN correspondants en fonction des variations de la tension qui varie de 0 V à 2.5 V avec un pas de 0.5 V. En augmentant la tension sur la section SA, nous diminuons les pertes. Ainsi, nous nous rapprochons délicatement du seuil du laser. La méthode que nous utilisons est valide tant que le seuil du laser n'est pas atteint. En particulier, la bande spectrale se réduit et, de plus, cela se traduit par de fortes oscillations sur les bords de la GVD. Pour éviter ces effets néfastes, nous baissions le courant sur la section à gain à 32 mA et mesurons de nouveau la GVD de référence sans la tension sur SA. Nous mesurons la GVD en appliquant 2.5 V sur la section SA. De cette manière, nous avons la variation différentielle par rapport à la référence sans atteindre le seuil du laser.

Les observations que nous pouvons faire sont assez similaires à celles de la précédente sous-section [2.3.1.1](#). Le seuil du laser se trouve proche du 0 de GVD, le spectre optique de référence se trouve dans les régions des différents types de GVD et deux fréquences de BN sont visibles. A la différence qu'ici la tension sur la section SA modifie la forme et l'amplitude de la GVD. Ceci se traduit par une légère modification de la forme générale des spectres optiques sans création de lobes. Sur la [figure 2.16\(d\)](#) nous voyons que les BN deviennent monofréquences. La finesse des BN change également, même si l'illustration ne permet pas de le voir quantitativement. Le BN le plus fin est obtenu sur la courbe rouge à  $U_{SA}=+1.5$  V.

Les résultats de cette [figure 2.16](#) permettent de conclure sur l'impact de la tension positive sur la courte section. La GVD est ajustable finement avec la tension dans la même polarité que la section à gain, ce qui permet de contrôler l'état OFC.

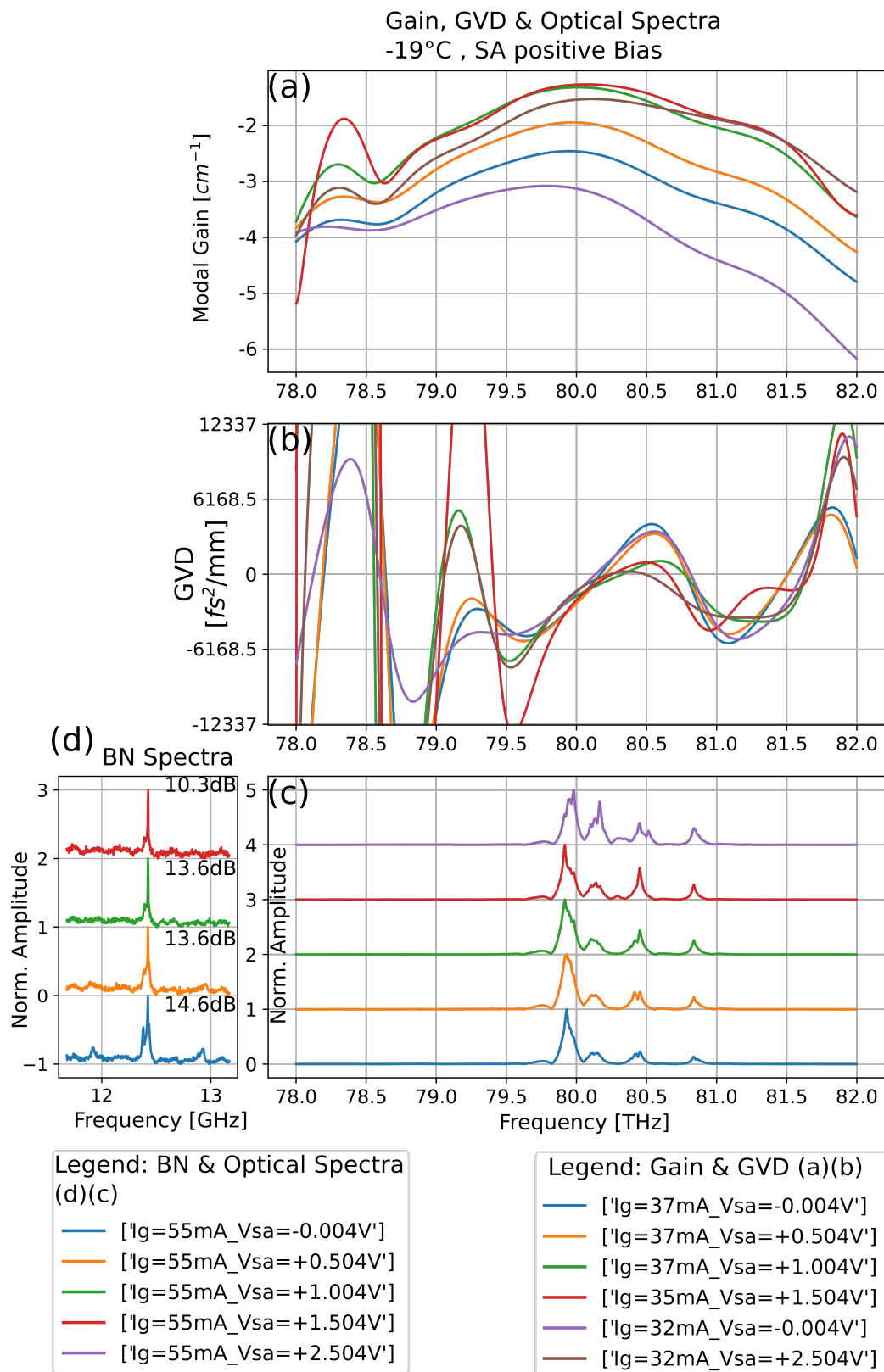


FIGURE 2.16 – Résultats à -19° C, la tension sur SA varie ( $U_{SA} > 0$ ) : en (a) le gain, en (b) la GVD et en (c) les spectres optiques à basse résolution selon différents courants de pompage; en (d) les battements des modes correspondant aux spectres de (c)

### 2.3.1.3 Tension de Polarité Négative (Inverse) sur la Courte Section : $< 0$ V

Dans cette configuration, nous cherchons l'impact de la tension négative sur la courte section, la polarité étant dans le sens inverse de la section à gain.

Après les observations précédentes à partir d'une tension positive, nous allons voir si les mêmes effets se produisent avec une tension négative, à savoir les éventuelles modifications du gain, de la GVD/GDD et des spectres optiques.

L'ICL est stabilisé à la température  $-19^{\circ}$  C, le courant sur la section à gain est fixé. Ici, nous varions la tension sur la section SA et nous mesurons les mêmes quantités que précédemment. Les résultats de ces mesures sont présentés dans la [figure 2.17](#), à savoir les gains, les GVD, les spectres optiques et les BN correspondants selon les variations de la tension de 0 V à  $-2.5$  V. Nous observons le même type de comportement que précédemment : double BN, deux différents types de région de GVD- et GVD+. Néanmoins, il y a des modifications fondamentales, à savoir que la tension inverse introduit des pertes dans la cavité optique. En effet, en regardant les changements de gain net et l'augmentation du courant sur la section SA, il est évident qu'il y a une absorption et la création d'un photocourant (non présenté ici, voir dans la [sous-section 3.1.2](#)) [111]. Si l'absorption est suffisamment rapide, il va y avoir un impact sur le régime de l'OFC de l'ICL. L'impact de ces modifications sera présenté en détail dans le [chapitre 3 3.1.2](#).

Regardons maintenant les modifications des GVD en fonction du voltage. La forme de la GVD reste assez identique à elle-même. Les modifications se situent au niveau des amplitudes d'oscillations et d'une légère modification de la position du 0 de la GVD. Ici, les formes ne sont pas beaucoup modifiées comparativement aux mesures de voltages positives dans la [sous-sous-section 2.3.1.2](#). Les spectres optiques sont présents dans les deux parties de GVD lorsque les tensions sont faibles, et comme nous avons déjà vu que ceci implique une génération de double BN, nous les retrouvons dans les mesures de figure de BN en (d). Lorsque la tension passe un certain niveau critique, des changements significatifs de spectres optiques et de BN sont observés. En particulier, à  $U_{SA} = -1.8$  V, le spectre optique est presque entièrement dans le domaine de la GVD+ et la largeur de la bande spectrale est réduite  $\sim$  quatre fois. A ce point de fonctionnement, le laser génère un BN très fort en passant de 14.6 dBm à 27.4 dBm (augmentation de 12.8 dB,  $\sim 19$  fois un facteur linéaire). La finesse du BN est de 16 kHz à la mi-hauteur, ce qui est un bon résultat compatible avec les travaux montrant que ce type de BN est une très bonne indication que le laser fonctionne en régime OFC. Nous y viendrons dans la [chapitre suivante 3.1.1](#).

En résumé, la tension négative sur la section SA introduit des modifications d'amplitude de la GVD et un léger décalage de position de 0 de la GVD en préservant la forme globale. En revanche, les spectres optiques sont très impactés après un certain seuil, ce qui est dû à l'absorption. Nous verrons qu'il s'agit d'en détail dans le prochain chapitre que ces propriétés donnent les premières indications sur un mécanisme de modes blocages type passif.



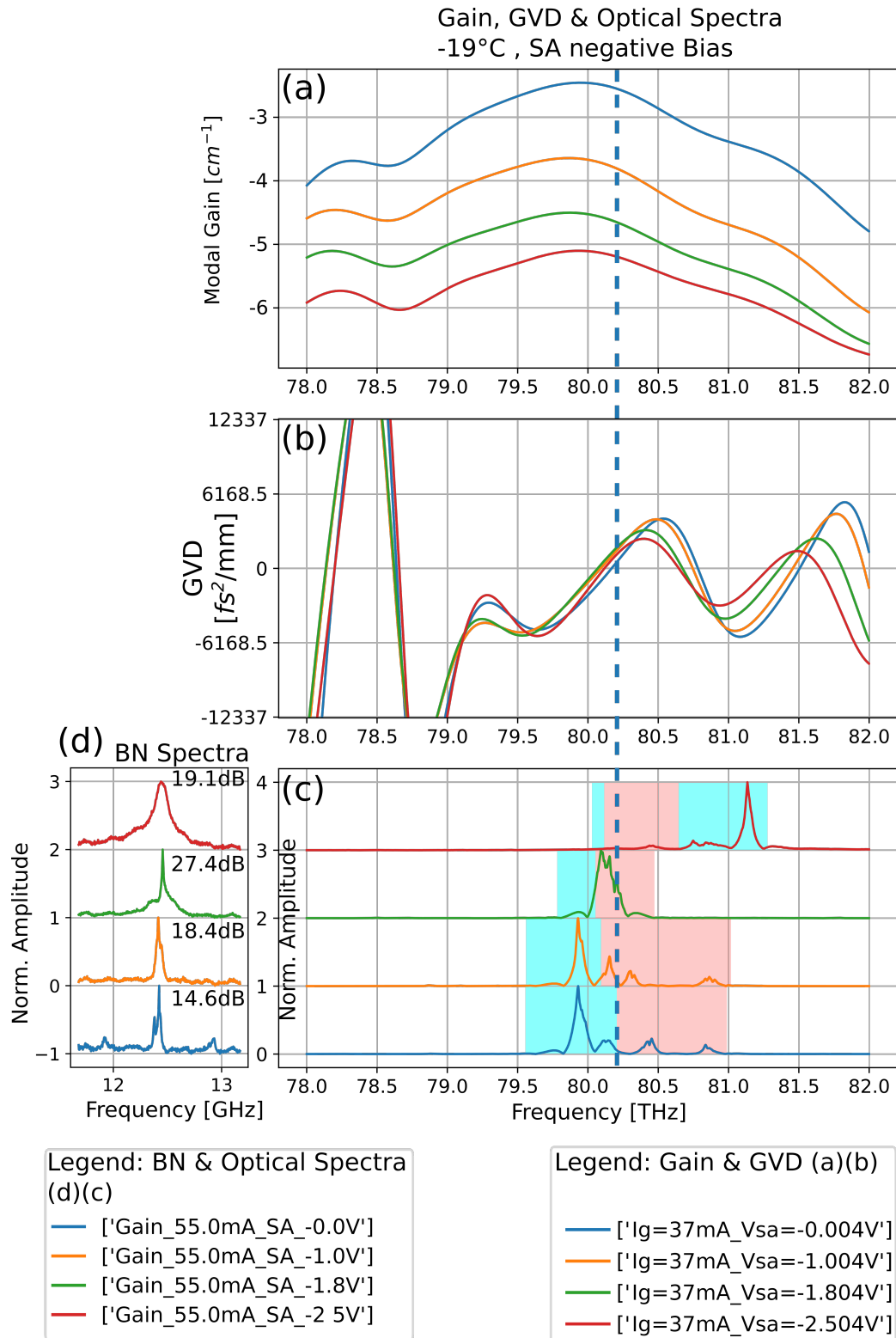


FIGURE 2.17 – Résultats à -19° C, la tension sur SA varie ( $U_{SA} < 0$ ) : en (a) le gain, en (b) la GVD et en (c) les spectres optiques à basse résolution différents courants de pompage ; en (d) les battements des modes correspondant aux spectres de (c)

## 2.4 Conclusion du Chapitre 2

Dans ce chapitre, nous avons vu de façon théorique le gain et la GVD ainsi que la dérivée de cette dernière.

Nous avons vu comment mesurer le gain modal net et la GVD d'un laser à semi-conducteur en employant l'une des meilleures techniques à transformée de Fourier [101]. En particulier, nous avons appliqué cette technique à deux différents lasers dans les différentes bandes spectrales.

Les résultats du laser à une section fonctionnant à  $4.16 \mu\text{m}$  (72 THz) montrent que l'ICL à  $15^\circ \text{C}$  présente :

- Une courbe de gain net asymétrique différente de la courbe lorentzienne que l'on voit avec les QCL, ce qui traduit un état hybride entre les diodes lasers classiques et les QCLs,
- Une courbe de GVD de relativement faible dispersion presque plate au niveau du seuil, mais à 150 mA de courant de fonctionnement, le laser "voit" la GDD anormale et relativement faible, ce qui désigne une faible dispersion pour les dispositifs de ce type,
- Un battement des modes monofréquence fin (40 kHz) et intense (26.5 dBm) à 150 mA.

Les résultats du laser à 2-sections fonctionnant à  $\sim 3.8 \mu\text{m}$  ( $\sim 80 \text{ THz}$ ) montrent que l'ICL de façon générale présente :

- Des battement de modes à double fréquence, double BN,
- Une courbe de gain net asymétrique comme dans le cas d'1-section,
- Une émission du laser qui se génère près du seuil proche au niveau du 0 de la GVD,
- Une relativement faible GVD à différentes températures,
- Deux types de GVD, positive et négative.

De façon plus spécifique, nous avons montré que le caractère de double BN se produit quand les spectres optiques se trouvent dans les différentes régions spectrales qui ont deux types de GVD de nature différente, les GVD+ et GVD-. Nous avons également étudié les différentes tensions sur la section SA, afin de déterminer le rôle précis de la section SA dans la formation des spectres optiques et d'expliquer l'origine de la formation de double BN qui est corrélée avec l'existence de différents types de GVD.

On s'aperçoit qu'il y a deux grands cas selon la polarité choisie :

La tension positive permet de :

- contrôler finement la GVD, l'amplitude et la forme.

La tension négative permet de :

- contrôler l'amplitude de la GVD jusqu'au seuil d'activation de forte absorption,
- introduire l'absorption et ainsi modifier fortement les spectres optiques et les BN.

Nous avons identifié le rôle fondamental de la dispersion et le rôle de la petite section "intégrée" dans le fonctionnement de l'ICL en OFC.

Vu les conclusions de ce chapitre, nous sommes désormais en capacité de mettre en place un nouveau dispositif à 3 sections, dont l'une servira en section à gain, la 2ème de compen-

sateur/régulateur de dispersion avec tension positive, et la 3ème introduisant des pertes pour permettre un blocage passif des modes.

Ce nouveau type de design permettra de créer des états de peigne de fréquences stables et de bien les contrôler.

## **Troisième partie**

# **Caractérisation dans le Domaine Temporel**



# SPECTROSCOPIE DE BATTEMENTS DES MODES POUR LES RÉGIMES À VERROUILLAGE DE MODES

*Science sans conscience n'est que ruine  
de l'âme*

– François Rabelais

|       |  |     |
|-------|--|-----|
| 3.1   | Principe de Blocage des Modes Passif . . . . .   | 85  |
| 3.1.1 | Blocage des Modes Passif à Absorbant Saturable : ICL à<br>2-sections . . . . .                           | 87  |
| 3.1.2 | Expérience & Résultats de Blocage de Mode Passif à Ab-<br>sorbant Saturable : ICL à 2-Sections . . . . . | 88  |
| 3.2   | Principe de Blocage de Mode Actif . . . . .  | 96  |
| 3.2.1 | Blocage de Mode Actif par Injection RF . . . . .   | 96  |
| 3.2.2 | Expérience & Résultats des Blocages de modes Actifs . . . . .  | 97  |
| 3.3   | Conclusion du chapitre 3 . . . . .   | 101 |

Nous introduisons dans ce [chapitre 3](#) le concept de blocage de mode (ML) et le principe de fonctionnement de certaines techniques qui permettent de le réaliser. Dans un premier temps est expliqué le principe de fonctionnement de la méthode passive de blocage de modes (PML) en utilisant un "absorbant saturable" (SA). Pour cette méthode passive, nous nous centrons sur le cas très spécifique d'un ICL à 2-sections que nous allons détailler et dont nous donnerons les analyses des résultats. Dans un second temps, nous traiterons la méthode active de blocage de mode (AML) par l'injection d'un signal radio fréquence (RF) contrôlé par un générateur externe. Nous nous centrerons cette fois sur l'ICL à 1-section que nous

allons détailler et dont nous donnerons les résultats et les analyses de résultats. Enfin, dans la troisième partie [section 3.3](#), nous allons conclure sur l'ensemble du travail du [chapitre 3](#).

### 3.1 Principe de Blocage des Modes Passif

Nous allons d'abord expliquer quelques généralités sur le type de blocage des modes que nous utilisons. Ces explications sont tirées du livre écrit par Ursula Keller [112]. Cet ouvrage a beaucoup contribué à notre compréhension fine du blocage des modes et des différents techniques utilisées dans ce domaine, notamment les absorbeurs saturables à semi-conducteurs (SESAM). Il paraît donc utile d'en rappeler l'essentiel pour maîtriser la suite.

Le blocage de mode désigne une technique de synchronisation de la phase des modes laser destinée à produire de courtes et intenses impulsions lumineuses. Ceci peut être réalisé à l'aide de différents éléments optiques : notamment par un rapide absorbant saturable, un modulateur acousto-optique, une cellule de Pockels, ou encore par l'injection d'un signal de forçage qui est proche de la fréquence de répétition des modes laser.

Les lasers peuvent émettre une émission quasi-continue (CW) de l'intensité lumineuse ou bien une émission modulée dans le temps. Dans les deux cas, les modes spectraux qui sont des multiples des modes du résonateur (cavité) peuvent avoir une phase synchronisée ou alors une phase non synchronisée contrôlée de fait par le hasard. La synchronisation de phases permet de déclencher une modulation de l'intensité du laser et d'émettre des impulsions beaucoup plus courtes que la durée d'un aller-retour dans la cavité optique. Un autre cas de synchronisation qui préserve l'émission quasi-continue du laser peut déclencher une modulation de la fréquence instantanée du laser (un "chirp", c'est-à-dire une rampe linéaire de fréquences).

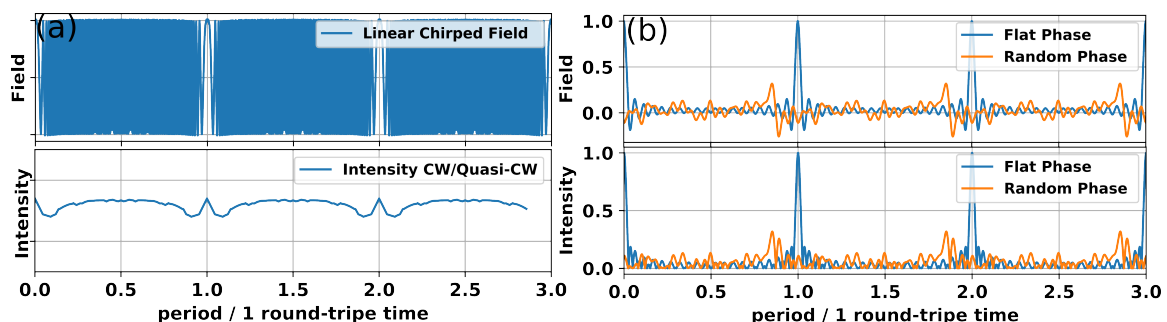


FIGURE 3.1 – Différents cas de blocage des modes dans les lasers semi-conducteurs.

(a) en haut : Champ modulation de fréquences linéaire (chirp)

(a) en bas : Intensité quasi-continue-CW (FM) ;

(b) en haut : Champ synchronisation de modes formation d'impulsions, phase plat/pseudo-aléatoire,

(b) en bas : Intensité synchronisation de modes formation d'impulsions, phase plat/pseudo-aléatoire (AM)

Dans le cas où l'intensité est modulée dans le temps avec des phases synchronisées, nous parlons de peigne de fréquences en modulation d'amplitude (AM), alors que dans le second cas où il y a modulation de fréquence instantanée, nous parlons d'un OFC en modulation de fréquence (FM). Si ces comportements sont déclenchés automatiquement, nous les appelons respectivement auto-modulation de l'amplitude (SAM) et auto-modulation de phase (SPM). Les 4 figures [figure 3.1](#) résument visuellement ces cas généraux qui vont nous être utiles, sachant que ce n'est pas exhaustif. Un OFC type AM est obtenu soit en ajoutant un élément



dans la cavité (intracavité), sont en appliquant le principe de base de modulation des pertes. Un OFC type FM, lui, apparaît spontanément dans la cavité où se forment un SHB ("spatial hole burning") et un gain rapide.

Les QCLs, ICLs, QD (quantum dot), QDash (quantum dash), QW (quantum well) et autres types de lasers semi-conducteurs, sans rentrer dans les détails, ont un fonctionnement de type FM. Par contre, en comprenant le mécanisme et en contrôlant certains paramètres du laser, il est possible de faire basculer d'un régime de fonctionnement à l'autre. Par exemple, un QCL THz avec une dynamique de gain ultra rapide (type FM) a été mode bloqué passivement en générant des impulsions courtes qui s'apparentent plutôt à un caractère AM. Cette technique avait été estimée impossible jusqu'à tout récemment ; la compréhension approfondie de la dynamique des lasers et l'intégration récente de nouveaux matériaux ont permis de réaliser l'opération [113]. Un deuxième exemple porte sur les lasers QDash ; dans un cas, le laser a un comportement type FM, mais dans un autre cas, en compensant la dispersion (une autre étude), il a été montré que le laser émettait des impulsions courtes avec donc un fonctionnement de type AM. Les articles correspondants sont [114, 115]. Un autre exemple qui nous concerne davantage est le cas d'un ICL à double section fortement modulé par un générateur externe qui permet de basculer du régime FM à un régime de fonctionnement AM[59]. Nous traiterons ce type de cas de mode blocage actif dans la [sous-section 3.2.1](#).

Dans les sous-sections suivantes, nous allons présenter le principe de fonctionnement du mode de blocage passif d'un ICL à double section et les résultats de nos mesures expérimentales.

D'un côté, il y a les lasers à fibre (Menlo<sup>1</sup> par exemple) qui procèdent très bien au blocage des modes car le gain est très lent. D'un autre côté, il y a les lasers QCL qui verrouillent les modes type FM grâce inversement à leur gain très rapide. Les ICL sont à mi-chemin entre les deux. Comme leur dynamique n'est pas encore très bien comprise, nous allons ci-après expliquer comment fonctionne le blocage des modes dans leur cas, tant passif qu'actif.

---

1. [MenloSystems \(www.menlosystems.com\)](http://www.menlosystems.com)

### 3.1.1 Blocage des Modes Passif à Absorbant Saturable : ICL à 2-sections

L'une des manières de procéder au blocage de modes consiste à introduire un absorbant saturable qui va provoquer des pertes permettant de moduler temporellement l'intensité du laser. Cette modulation a un effet de génération d'impulsions. Le principe de fonctionnement de PML à SA est illustré dans la [figure 3.2a](#) et la [figure 3.2b](#). L'absorbant saturable est placé dans la cavité optique afin de moduler l'intensité. La fenêtre temporelle de transparence fixe la phase des modes. Le SA peut être de même matériau ou différent. Dans les travaux concernant les ICLs à SA [116], une partie du laser (SA) est bombardée par des ions  $H^+$ , ce qui a pour effet d'augmenter la vitesse d'extraction des porteurs générés par l'absorption. Cette technique est applicable de façon efficace tant que le temps de saturation est plus rapide que le temps de réponse du gain ( $\sim 500$  ps). Les temps caractéristiques sont d'environ 100 ps pour un aller-retour dans une cavité de 4 mm de longueur. Pour le dosage d'ions  $H^+$  ( $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ) [116], le temps de vie des porteurs est de 26 ps. L'étude montre que le signal du BN est très fin 700 Hz, ce qui est le meilleur résultat rapporté à ce jour concernant les ICLs. De plus, les mesures de l'autocorrélateur montrent qu'il y a une génération d'impulsion d'une largeur de  $\sim 750$  fs, mais porte une caractéristique de type FM, ce qui peut s'expliquer si une partie de spectre est verrouillée ou bien s'il y a un signal de fond type FM. Le SA peut être contrôlé par un champ électrique extérieur, qui a été réalisé en utilisant un ICL à 2-sections.

La [figure 3.3a](#) présente le design d'un laser à 1 section. C'est à partir de ce laser que nous allons obtenir une seconde forme de laser.

La [figure 3.3b](#) présente le design d'un ICL à 2-sections que l'on obtient par un procédé de gravure appliqué sur le laser à 1 section. En rappelle, utilisant la technique de la photolithographie et la technique de la gravure ionique réactive (ICP-RIE, pour "Inductively Coupled Plasma - Reactive Ion Etching") basé sur l'argon et chlore. Nous séparons physiquement le contact du haut en deux parties. La gravure a enlevé quelques couches en surface (toute la couche d'or, la couche de passivation et une partie de la cladding) sur une petite largeur. Dans notre cas, la largeur du gap d'air créé par la gravure est de  $\sim 50 \mu\text{m}$ . Ainsi, nous obte-

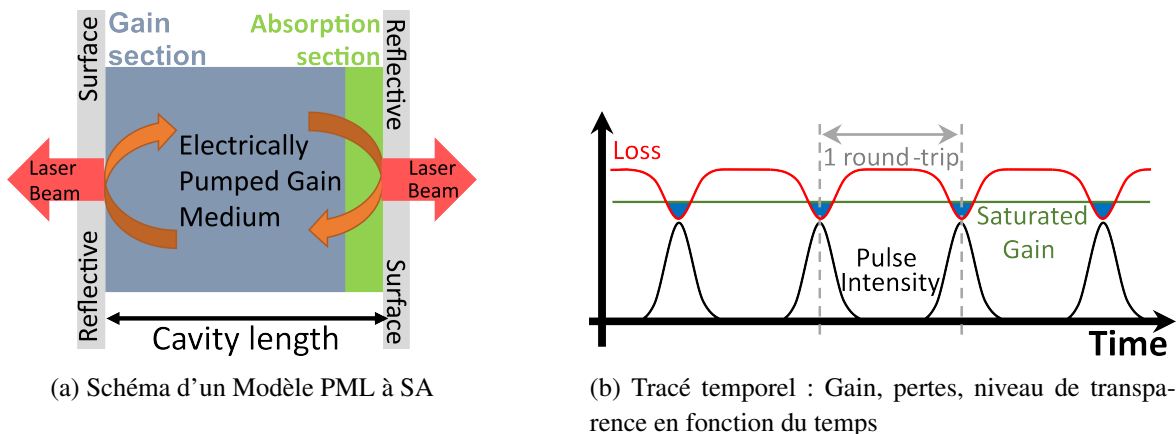


FIGURE 3.2 – Schéma d'un Modèle PML à SA

nous un laser à 2-sections avec des contacts électriques séparés, un de chaque côté du gap, mais s'appuyant tous deux sur la masse commune d'ensemble.

Le laser est composé de la grande section d'une largeur de  $\sim 3.0$  mm, du gap d'air de largeur  $\sim 50 \mu\text{m}$ , et de la courte section d'une largeur de  $\sim 150 \mu\text{m}$ . La longueur totale de la cavité est 3.2 mm.

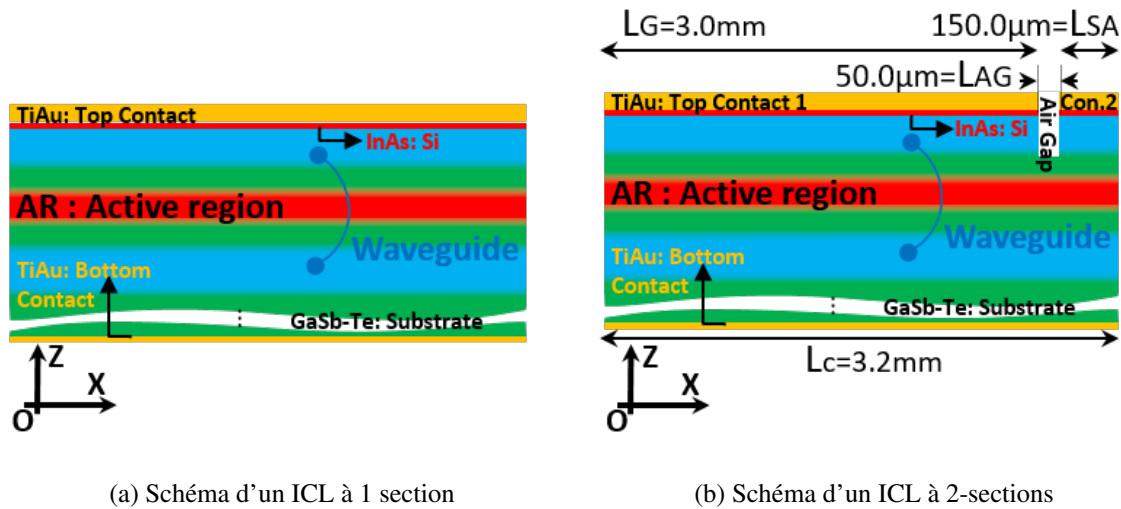


FIGURE 3.3 – Gravure d'un laser à 1 section pour obtenir un laser à 2-sections (vu ZOZ)

C'est la longue section de l'ICL qui permet de générer l'effet laser (section à gain). La courte section peut avoir différents rôles. Quand elle est sous tension positive, dans le même sens que la longue section dite "à gain", la courte section est utilisée pour modifier/contrôler finement la dispersion de vitesse de groupe dans la cavité optique. Dans le cas où la tension est dans le même sens mais juste au niveau de la transparence, la section peut être utilisée comme un détecteur et mesurer le photocourant généré par l'absorption. Dans le cas où la tension sur la courte section est négative, en sens inverse de celle sur la section à gain, on parle d'une section "absorbant saturable" qui introduit des pertes et qui permet d'extraire plus rapidement les porteurs de charges créés par l'absorption. L'expérience et les résultats concernant cette technique sont détaillés dans le paragraphe suivant [sous-section 3.1.2](#)

### 3.1.2 Expérience & Résultats de Blocage de Mode Passif à Absorbant Saturable : ICL à 2-Sections

Le laser à étudié est un ICL à 2-sections dont la longueur d'onde centrale est de  $3.8 \mu\text{m}$ . Le design est présenté dans la [figure 3.4a](#) et la structure transversale dans la [figure 3.4b](#). L'expérience consiste à déterminer l'effet de la courte section lorsqu'elle est sous tension négative. Le schéma expérimental est présenté dans la [figure 3.5](#). Il est proche de celui décrite dans le [chapitre 2](#), mais ici nous abordons le cas de la tension négative avec plus de détails et de caractérisations pour conclure le plus complètement possible sur son rôle exact.

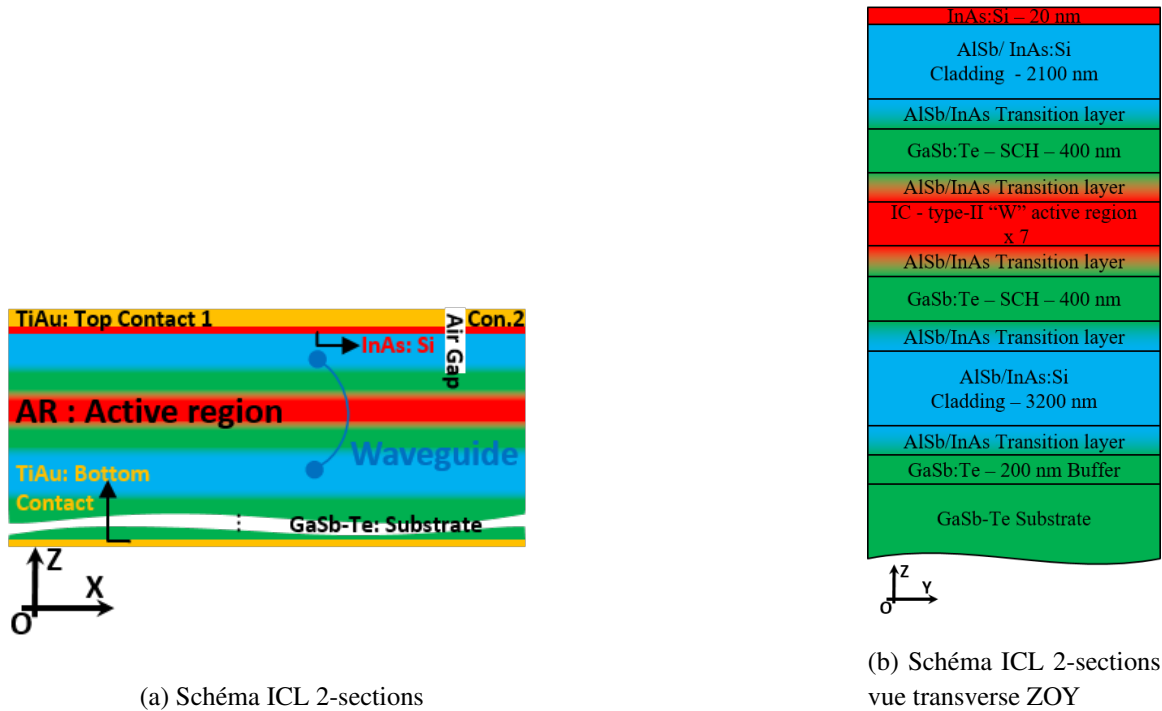


FIGURE 3.4 – Structures d'un ICL à 3.8  $\mu\text{m}$

L'ICL est monté sur une embase en cuivre avec deux guides coplanaires et des connecteurs RF type SMP. Le BN étant de  $\sim 12.4$  GHz, dans le domaine RF, les connecteurs RF facilitent les mesures. La température du laser est stabilisée par un thermo-contrôleur, puis la grande section de laser est soumise à une tension de polarité positive et de courant fixe. On mesure le BN électrique à chaque fois que l'on change la tension sur la petite section (en polarité négative). Les variations sont comprise entre 0 V et -3 V. Pour chaque pas de modification de  $U_{SA}$ , (le voltage sur la section SA), on mesure le BN électrique et le spectre optique. Le BN est mesuré directement sur le laser en utilisant un composant passif "Bias Tee" qui permet de séparer les composants DC et AC/RF du signal électrique. Le signal RF est amplifié via un amplificateur RF à faible bruit (LNA), puis connecté à un analyseur de spectre électrique (ESA). Le résultat de cette mesure est présenté sous forme de cartes dans la [figure 3.12b](#) et [figure 3.12c](#) que l'on trouvera quelques pages plus loin. Reprenons les conditions de l'expérimentation : le spectre optique est mesuré par un analyseur de spectre optique (OSA) à haute résolution (HR), la résolution spectrale étant de  $\sim 1.8$  GHz, ou par un Spectromètre à Transformée de Fourier Infrarouge (FTIR). Le faisceau optique est collimaté par une lentille asphérique avec un traitement antireflet (A-R), puis aligné avec un léger biais pour minimiser la rétroreflexion (optical feedback, OFB) vers le laser. En effet, la minimisation de l'OFB est un point très important lorsqu'on travaille avec des peignes de fréquences (OFC). Ici, lors de l'alignement du faisceau, en comparant le BN électrique avec l'iris 1 ouvert ou fermé, nous sommes capables de voir combien l'OFB affecte l'amplitude et la finesse du BN, ainsi que l'état OFC du laser. Le désalignement de façon contrôlée permet de minimiser cet effet. La solution la plus efficace pour éviter l'OFB est d'utiliser un isolateur optique. Par la suite, un isolateur optique "fait maison" a été mis en place pour éviter l'OFB (voir l'[annexe section B.1](#)), ce qui a été appliqué dans la partie blocage de modes actif.

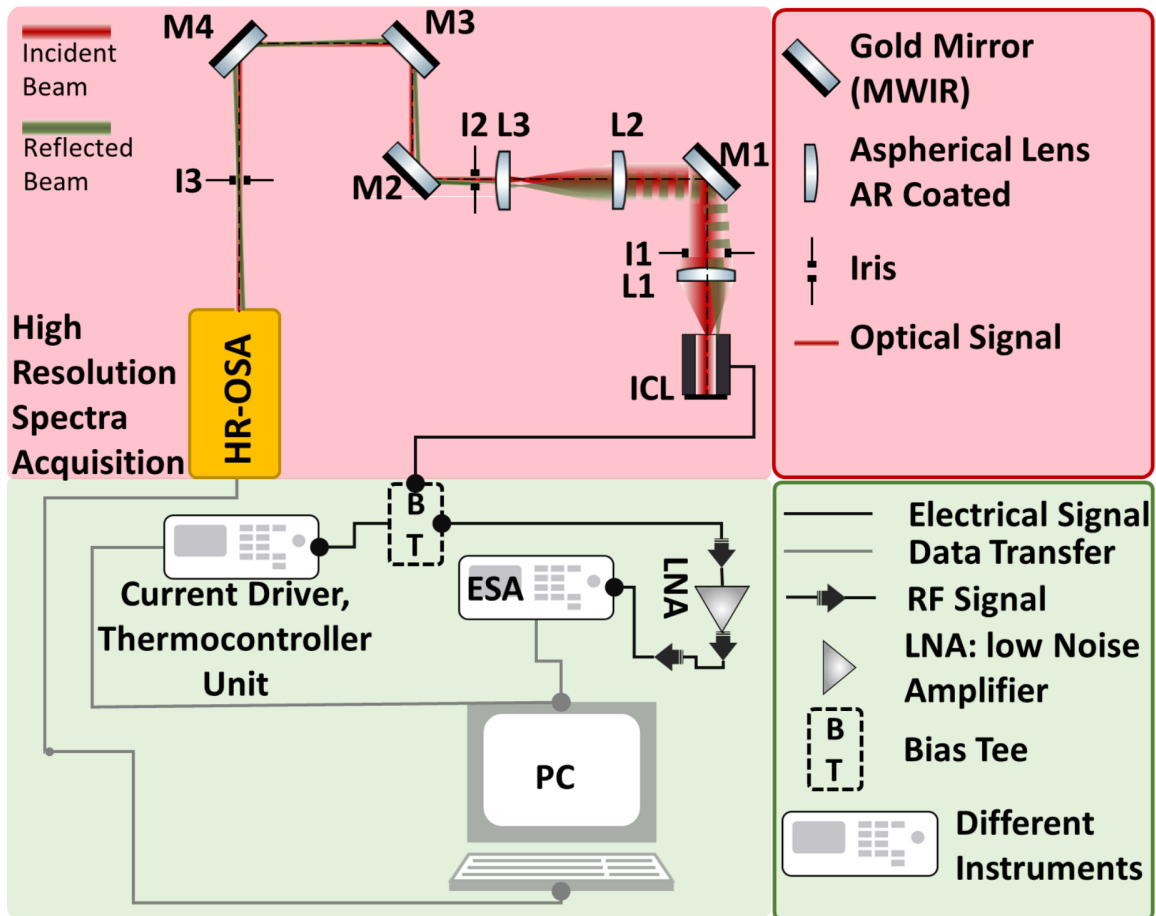


FIGURE 3.5 – Schéma Expérimental ICL à 2-sections

Avant d'expliquer les résultats résumés présentés sous forme de cartes dans la [figure 3.12b](#) et la [figure 3.12c](#), concentrons-nous d'abord sur les mesures de l'échantillon (A) & (B) dans le cas plus simple.

Les deux échantillons sont identiques, issus du même lot de croissance et de "process". Entre les deux, seul le montage sur l'embase peut être légèrement différent, affectant l'efficacité du refroidissement. L'objectif d'utiliser deux lasers est de vérifier systématiquement la reproductibilité des résultats. Concernant l'échantillon (A), les spectres optiques sont mesurés en même temps que les BN électriques et sont rapportés dans la [figure 3.6](#), montrant comment la finesse et l'amplitude du BN change en fonction de la tension appliquée sur la longue section. Nous remarquons que le BN le plus fin et l'amplitude la plus intense sont obtenus dans la configuration ( $I_{Gain}=58 \text{ mA}$ ;  $U_{SA}=-1.5 \text{ V}$ ). En modifiant la température à  $-5^\circ \text{ C}$  sur le même échantillon (A), nous avons recherché le BN de plus forte intensité et le plus étroit, le maximum mesuré est rapporté dans la [figure 3.7](#). Ce signal de BN était suffisamment fort pour être utilisé comme référence sur lock-in, étape nécessaire et essentielle dans la technique du SWIFTS. Ces résultats montrent qu'il y a une augmentation de la cohérence en jouant sur le courant de pompe et de la tension sur la section SA.

En appliquant la même technique de mesure sur l'échantillon (B) à la même température, nous avons obtenu le BN le plus fin avec l'amplitude la plus intense dans la configuration ( $T=-15^\circ \text{ C}$ ;  $I_{Gain}=55 \text{ mA}$ ;  $U_{SA}=-1.5 \text{ V}$ ) très similaire à l'échantillon (A), voir la [figure 3.12a](#)

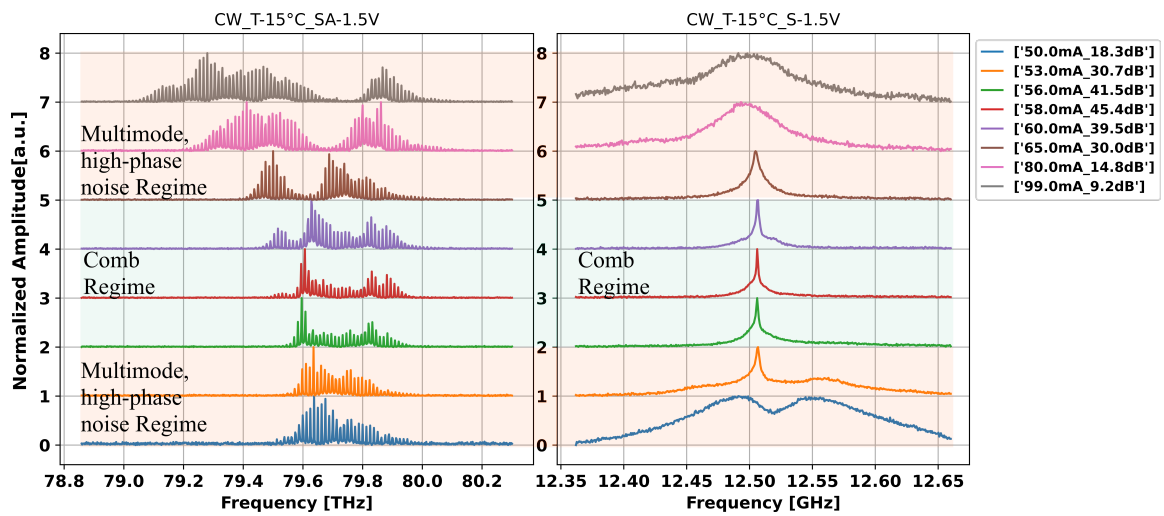


FIGURE 3.6 – Spectres optiques (gauche) et BNs électriques (droite) en fonction du courant de pompage : [ $T = -15^{\circ}\text{C}$ ,  $U_{SA} = -1.5\text{V}$ ], échantillon A

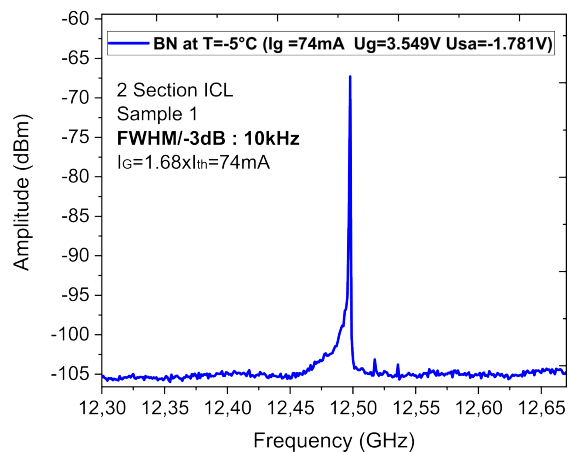


FIGURE 3.7 – BN électrique à [ $T = -5^{\circ}\text{C}$ ,  $U_{SA} = -1.781\text{V}$ ,  $I_G = 1.86 \cdot I_{th}$ ] : ICL à 2-sections, échantillon A

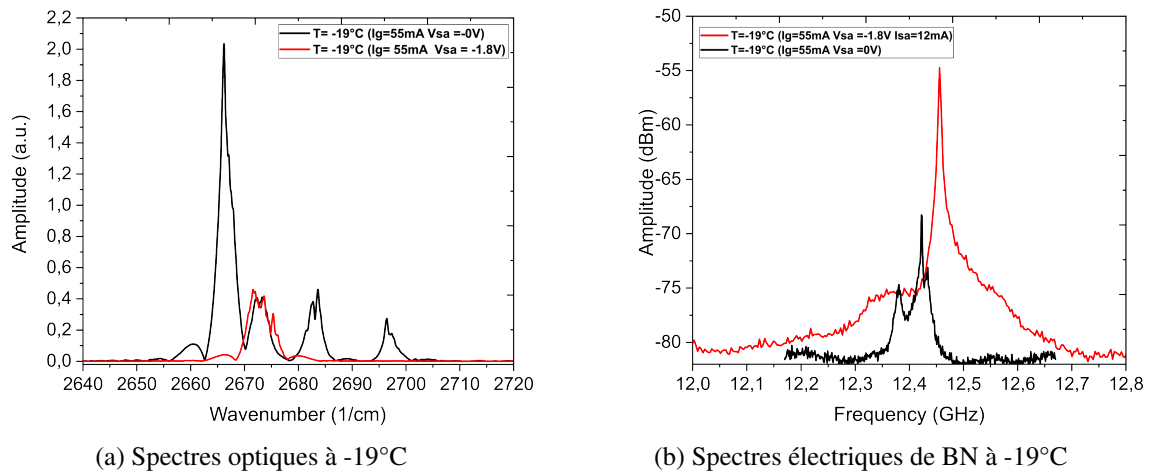


FIGURE 3.8 – Spectres optiques et BN électriques avec et sans tension sur la section SA ; échantillon (B)

et la [figure 3.12b](#). Ce résultat montre qu’il y a reproduction du même régime de fonctionnement entre différents échantillons. Ce qui nous fait conclure à l’existence d’une mécanisme intrinsèque au laser.

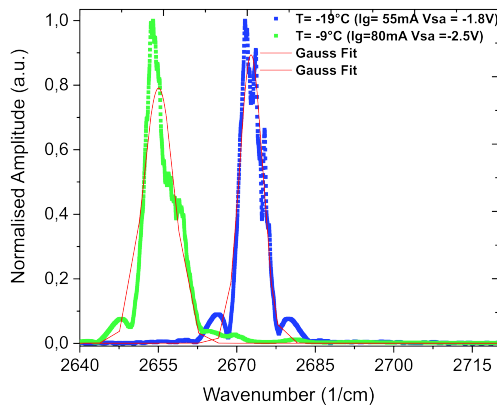
Nous allons présenter et discuter quelques résultats obtenus avec l’échantillon (B), pour les températures choisies [ $15^{\circ}\text{C}$ ,  $-9^{\circ}\text{C}$ ,  $-15^{\circ}\text{C}$ ,  $-19^{\circ}\text{C}$ ].

À la température  $-19^{\circ}\text{C}$ , nous avons enregistré deux spectres optiques à basse résolution [3.8a](#) et les BNs correspondants dans la [figure 3.8b](#). Les données sont acquises avec et sans application d’une tension inverse sur la section SA.

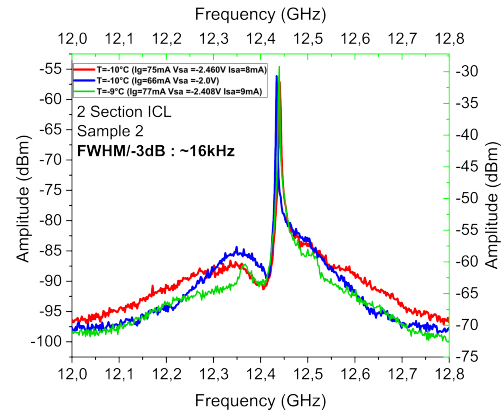
Ces résultats ne doivent pas être traités séparément de la modification de la GVD. Notamment, comme discuté précédemment dans la [chapitre 2](#), la tension négative sur la section SA agit légèrement sur la position centrale du 0 de la GVD en introduisant un décalage vers les bleus ( $d\omega \sim 0.1 \text{ THz}$ ;  $d\lambda \sim 4 \text{ nm}$ ;  $d\sigma \sim 3 \text{ cm}^{-1}$ ) et modifie l’amplitude de la GVD de  $4000 \text{ fs}^2/\text{mm}$  à  $3000 \text{ fs}^2/\text{mm}$  à la fréquence  $80.2 \text{ THz}$ .

Les premiers effets que nous constatons sont les différences significatives entre les largeurs spectrales, entre les amplitudes qui sont les intégrales sous les courbes. Ces dernières correspondent à la puissance optique moyenne qui est divisée par 4. Les BNs ont une évolution inverse des spectres optiques, le BN est plus intense (27 dB) et plus fin (16 kHz) lorsque la tension sur SA est  $-1.8 \text{ V}$  pour un courant de pompage  $55 \text{ mA}$ . Le spectre optique est significativement affecté, les amplitudes sont plus "uniformes", contenant entre 20 et 25 modes spectraux. La forme est gaussienne, voir l’ajustement de courbe ("fitting") dans la [figure 3.9a](#), et le spectre se trouve entièrement dans la région d’une dispersion normale. De plus, le courant  $I_{SA}$  augmente brusquement, ce qui témoigne de la génération de porteurs de charges et de leur rapide extraction, ainsi que de l’absorption dans la section SA. L’intensité du photocourant dépend du taux d’absorption et du transport dans la matière. Ainsi, cette brusque augmentation de photocourant est due à l’alignement de la bande de structure qui favorise l’absorption de photons et le transport de porteurs de charge [[111](#)]. Le taux d’ab-



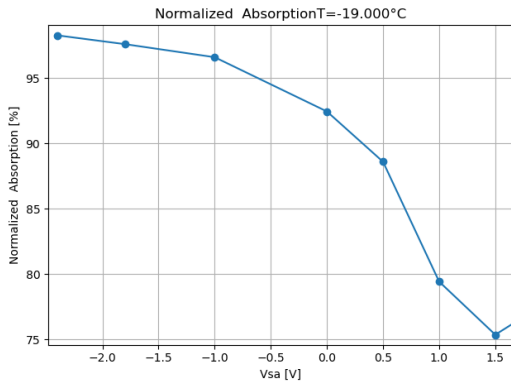


(a) Spectres optiques et les fits gaussiens à  $-19^{\circ}\text{C}$  et  $-9^{\circ}\text{C}$

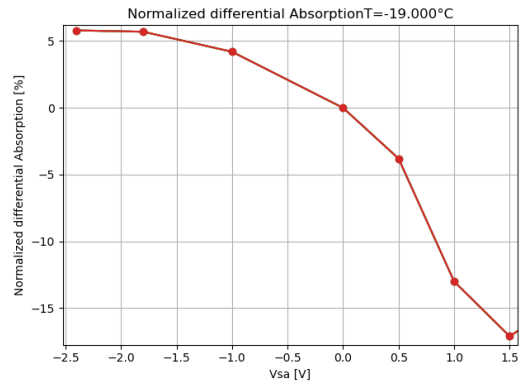


(b) Les BNs pour différentes tensions sur la section SA

FIGURE 3.9 – Spectres optiques et les fits correspondants, BN électriques à  $-19^{\circ}\text{C}$  et  $-9^{\circ}\text{C}$



(a) Absorption normalisée



(b) Absorption différentielle normalisée

FIGURE 3.10 – Absorption en fonction de la tension sur la section SA

sorption normalisé est présenté dans la [figure 3.10a](#) tandis que la [figure 3.10b](#) montre le taux d'absorption différentielle normalisé. Les dernières figures montrent un effet de saturation de l'absorption de près de  $-2$  V. Nos valeurs observées et montrées expérimentalement sont en accord parfait avec celles résultant de l'étude d'un photodétecteur infrarouge à cascade interband (ICIP), étude qui est bien détaillée dans l'article [111].

En fonction de la température, il existe une certaine valeur comprise entre  $[-1.5$  V et  $-2.4$  V] pour laquelle le BN devient plus étroit et plus fort. Pour montrer la répétabilité du mécanisme décrit ci-dessus, nous avons mesuré les spectres optiques, les BNs et les changements abrupts du photocourant pour deux différentes températures, à  $-15^{\circ}\text{C}$  et  $+15^{\circ}\text{C}$ , voir les figures [3.12c](#), [3.12f](#). Les deux figures montrent que le courant sur la section SA peut augmenter de façon abrupte en fonction de  $U_G$  et  $U_{SA}$ . Les variations de couleur très contrastées en témoignent, les traits en pointillé marquent cet interface quand la section SA passe d'un régime à l'autre. Nous remarquons que les pentes de ces interfaces sont différentes pour les deux températures. La [figure 3.11a](#) et la [figure 3.11b](#) montrent d'autres points de



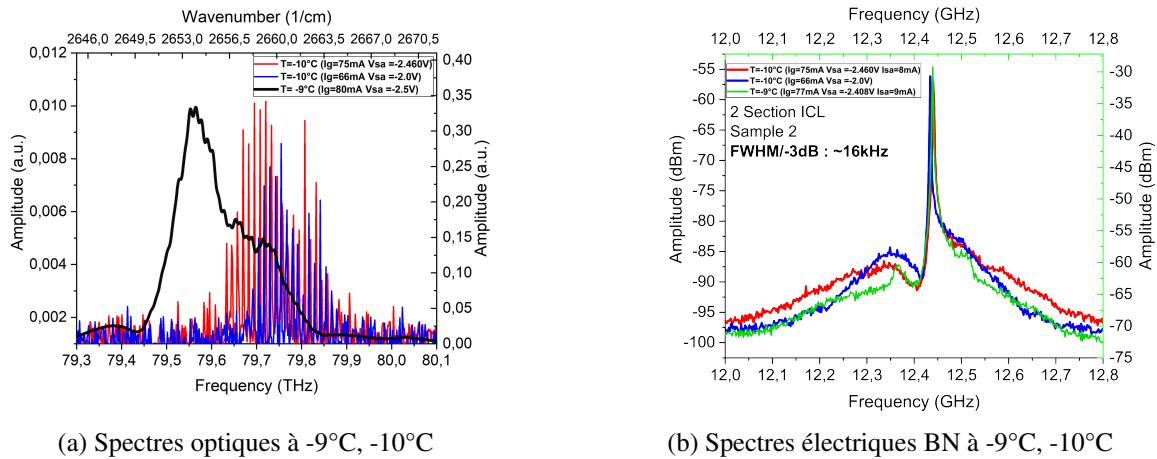


FIGURE 3.11 – Spectres optiques à basse et haute résolution, BNs mesurés électriquement avec la tension sur la petite section (SA)

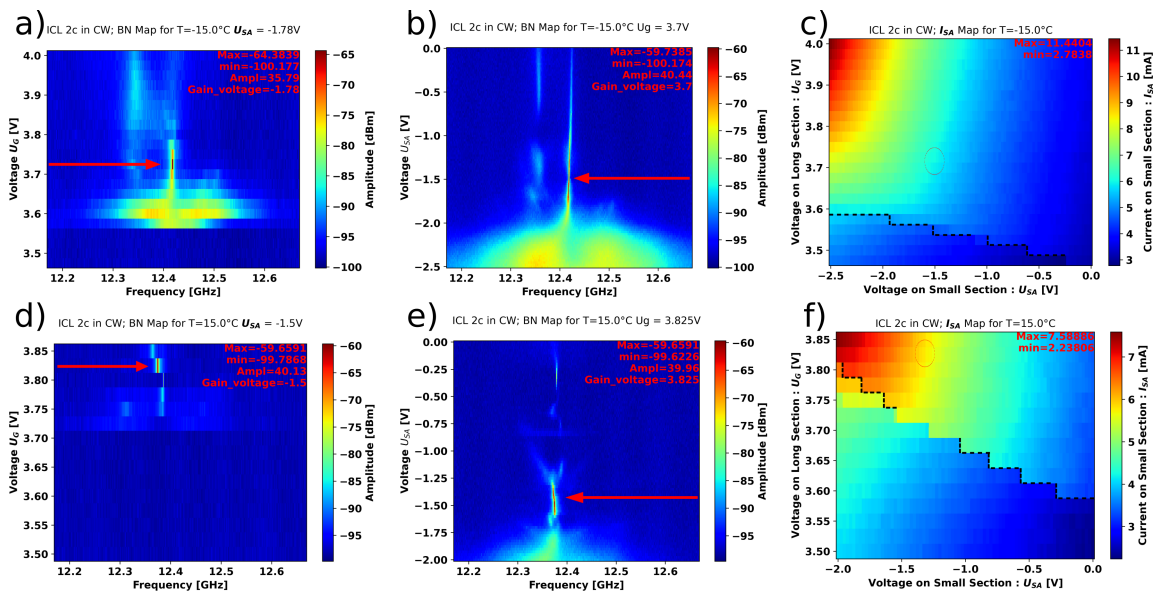


FIGURE 3.12 – Cartes de BNs et de photocourants à deux différentes températures :  
 (a) et (d)-Cartes de BNs à  $-15^{\circ}C$  et  $+15^{\circ}C$  en fixant  $U_{SA} = -1.78V$  et  $U_{SA} = -1.5V$   
 (b) et (e)-Cartes de BNs à  $-15^{\circ}C$  et  $+15^{\circ}C$  en fixant  $U_G = -1.78V$  et  $U_G = -1.5V$   
 (c) et (f)-Cartes des courants sur la section SA à  $-15^{\circ}C$  et  $+15^{\circ}C$  en fonction de la tension appliquée sur la section à gain et sur la section à SA ; ICL à 2-sections, échantillon (B)

fonctionnement de ce laser en utilisant la même technique de blocage de mode.

Ces résultats confirment qu'il y a un effet de saturation de la partie SA en fonction de la tension : la qualité de BN et sa fréquence centrale sont modifiées ainsi que le spectre optique. La dernière étape consiste à vérifier le blocage de mode en regardant la trace temporelle du laser. Tout laisse à penser que l'ICL à 2-sections est mode bloqué, mais la confirmation de cette hypothèse sera à vérifier plus tard en utilisant la technique spectroscopique SWIFTS. "Par manque de temps, nous n'avons pas réussi à reconfigurer le montage optique SWIFTS dédié au laser à 1 section mode bloqué activement fonctionnant à la longueur d'onde  $\sim 4.16 \mu m$ ."

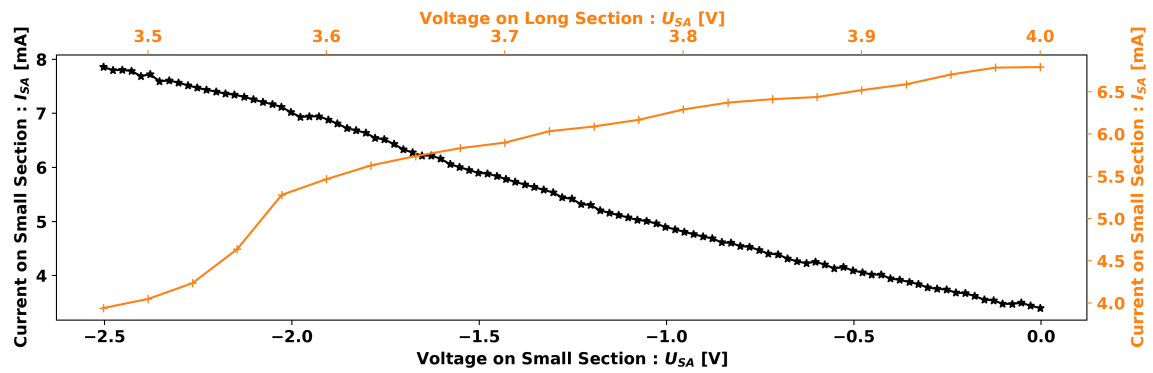


FIGURE 3.13 – Courant de la petite section (SA) en fonction du pompage électrique du grande section (G en orange) et en fonction de la tension de la section SA (courbe en noir). Température à  $-15^{\circ}\text{C}$

## 3.2 Principe de Blocage de Mode Actif

La technique du blocage de mode actif consiste à injecter un signal proche de la fréquence de répétition des modes laser par un générateur externe. Généralement, les impulsions générées par cette technique sont plus larges que les impulsions générées par un absorbant saturable (PML) rapide [112]. L'avantage de cette technique est que nous avons le contrôle sur le générateur, et donc le contrôle sur tous les paramètres du générateur qui sont plus ou moins ajustables. Le faisceau optique après chaque aller-retour dans la cavité "voit" un milieu modulé de façon très stable et exactement identique à l'aller-retour précédent. Cette dernière propriété n'est pas valide dans le cas de la méthode de mode blocage passif avec des SA lents. Ici, le taux d'absorption dépend des caractéristiques de la profondeur de la modulation, dont la puissance du générateur et l'efficacité des connecteurs. La fréquence de modulation agit sur l'espacement des modes spectraux et sur la phase. Cette technique est représentée schématiquement dans les figure 3.14a et la figure 3.14b.

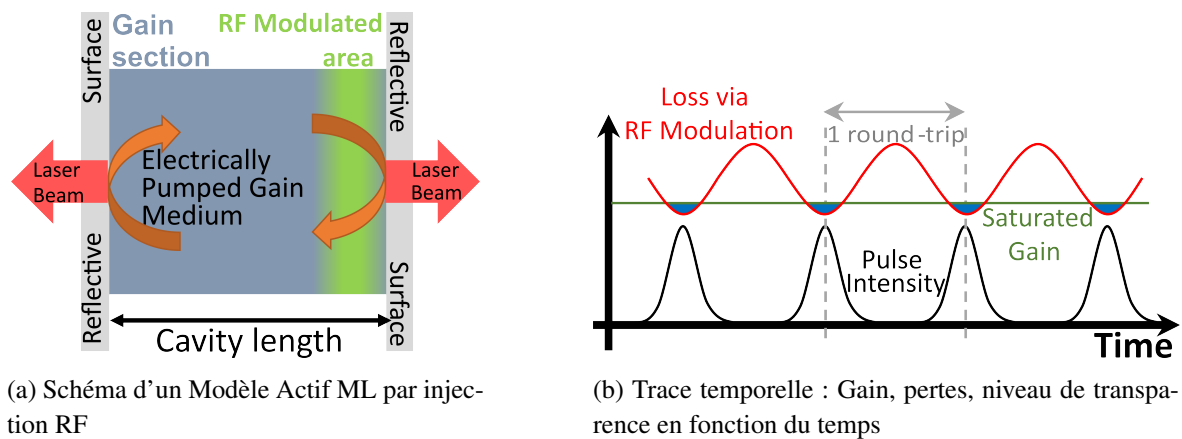


FIGURE 3.14 – Schéma d'un Modèle Actif ML

### 3.2.1 Blocage de Mode Actif par Injection RF

La technique consiste à mesurer précisément la séparation des modes spectraux (ou la fréquence de battement des modes) et d'injecter dans le laser un signal proche de cette fréquence. Dans notre cas, le signal à injecter est dans le domaine RF  $\sim 9.872$  GHz. L'injection a pour effet de fixer la distance de séparation des modes, autrement dit de bloquer l'intervalle spectral libre (FSR) et de diminuer le bruit d'oscillation de chaque mode autour de son point d'équilibre. On parle également de bruit de gigue (jitter noise en anglais). Le montage expérimental est montrée schématiquement dans figure 3.15. En balayant finement la fréquence d'injection, on peut montrer que le laser est en régime ML.

Les travaux concernant les ICLs en mode bloqué actif sont basés sur une géométrie à 2-sections comme nous l'avons vu dans la sous-section précédente 3.1.1. Les ICL y ont une structure optimisée (adaptation d'impédance) pour que l'injection et l'extraction des signaux RF se fassent avec les moindres pertes possibles [59, 117-122].

### 3.2.2 Expérience & Résultats des Blocages de modes Actifs

Dans notre expérience, le mode blocage actif est appliqué à un laser de 4 mm de longueur émettant un faisceau optique à  $4.16 \mu\text{m}$  de longueur d'onde. Le laser est monté sur une embase en cuivre avec un guide d'onde coplanaire et un connecteur RF. La connexion électrique entre l'ICL et le guide d'onde coplanaire est faite par deux fils d'or sur le bord du laser. La position spatiale des fils est très importante car l'efficacité de l'injection en dépend. La température de l'ICL est stabilisée avec un thermo-contrôleur à faible bruit. Le courant DC est contrôlé par un générateur de courant à très faible bruit (QubeCL CD05 ;  $0.1 \text{ nA/Hz}^{1/2}$ ). Le schéma expérimental est présenté dans la [figure 3.15](#). La fréquence de BN est mesurée optiquement à l'aide d'un photodétecteur infrarouge à puits quantiques (Quantum Well Infrared Photodetector, QWIP, 1.4, 1.4.2) rapide. La sortie AC du détecteur est branchée sur l'analyseur de spectre électrique (ESA) pour obtenir la fréquence de battement des modes (BN). Ainsi, en utilisant un générateur externe, nous balayons une plage de fréquence autour de la fréquence de BN. Dans ce montage optique, l'ensemble du polariseur Glan-Faucault et de la lame à retard  $\lambda/4$  est utilisé pour prévenir que la rétro réflexion remonte jusqu'à la cavité du laser. L'onde réfléchie est de polarisation verticale, c'est-à-dire de polarisation perpendiculaire à l'onde incidente au niveau de polariseur G.-F. Ainsi, la réflexion est filtrée. Le taux d'extinction (filtrage) de cube G.-F. est  $100\,000 : 1$ . L'efficacité de ce système est montré dans l'annexe [section B.1](#) en comparant le signal de BN électrique avec et sans propagation dans le montage optique. Les résultats de l'AML sont dans la [sous-section 3.2.2](#).

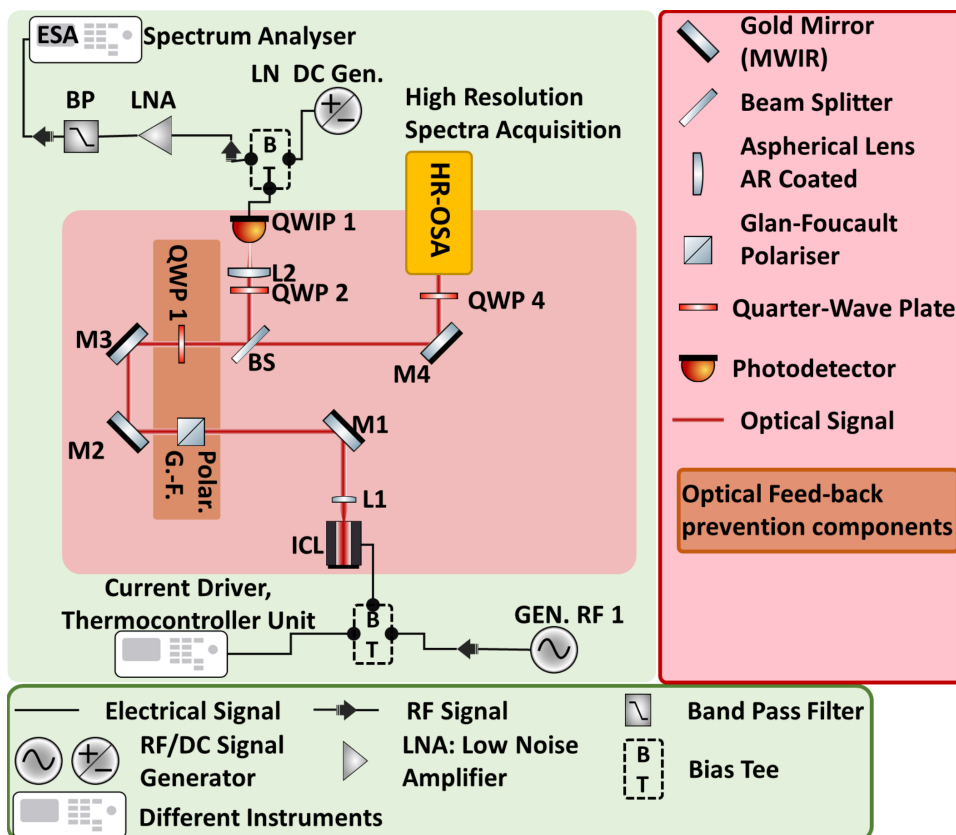


FIGURE 3.15 – Schéma expérimental pour le blocage de mode actif

Avant de procéder au blocage de modes par injection, il est important de trouver les points de fonctionnement du laser les plus susceptibles de se verrouiller et de "suivre" la fréquence de modulation imposée par le générateur externe. Ainsi nous avons mesuré le BN électrique en fonction du courant électrique I sur l'ICL d'une seule simple section sans traitement spécifique RF.

Sur la [figure 3.16a](#), il est visible qu'il y a une large zone de courant de pompage où le BN est relativement intense et fin [140 mA ; 155 mA], le courant seuil étant à 100 mA. Par exemple le BN à 150.10 mA est à de largeur 40 kHz à mi-hauteur (FWHM) du signal. Ce type de carte a été enregistré pour différentes températures. Les meilleurs résultats, c'est à dire ceux qui font apparaître une large zone de BN fine et intense, ont été obtenus pour les températures de 0 °C à 15 °C. En ce qui concerne cet échantillon, nous présentons et discutons dans ce manuscrit uniquement les résultats pour des températures à 10 °C et à 15 °C. La [fi-](#)

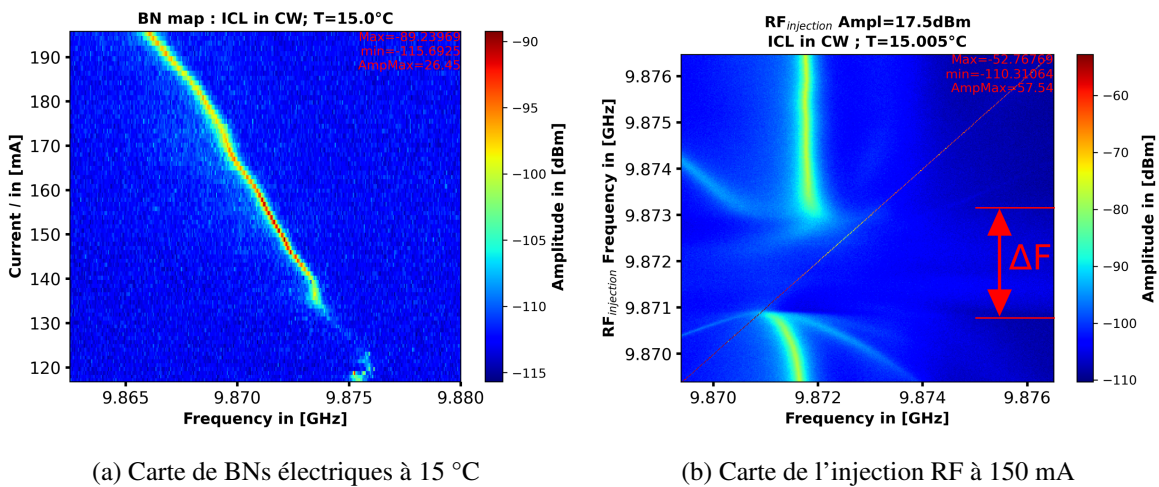


FIGURE 3.16 – Carte de BN en fonction du courant sur l'ICL et carte AML à 15 °C.

[gure 3.16b](#) est une carte montrant les fréquences d'injection (l'axe Y) évoluant en diagonale, les fréquences mesurées sur l'ESA (l'axe X), et l'amplitude de ces dernières en niveaux de couleur. On distingue clairement qu'en balayant la fréquence de modulation sur l'ICL, il est possible d'attirer et de faire suivre la fréquence de BN jusqu'à une certaine limite. Dans ce cas précis, la zone de fréquence de blocage de mode est  $\Delta F \approx 2.3$  MHz pour une puissance de modulation 17.5dBm.

Cette expérience montre que l'ICL réagit à une excitation extérieure dont l'action a pour effet de stabiliser le bruit de gigue du laser et en outre de contrôler la fréquence du BN, c'est-à-dire l'intervalle spectral libre (FSR). Nous avons montré que l'ICL est en régime mode bloqué. La dernière étape de vérification et de caractérisation de laser dans le domaine temporel est traitée dans la [chapitre 4](#).

Concentrons-nous maintenant sur la partie AML. En même temps que le balayage de fréquences de modulation, nous avons enregistré les spectres optiques à HR correspondant à chaque fréquence de modulation. Pour que les variations soient bien visibles, nous avons divisé les spectres acquis par le spectre de référence, celui qui est obtenu quand le générateur est éteint. Les plus fortes variations de spectre sont visibles dans les cas de forte injection. Les cartes présentées dans la [figure 3.17](#), [figure 3.18a](#) et [figure 3.18b](#) montrent ces résultats. On remarque qu'il y a une variation de forme des spectres en fonction de la fréquence de

modulation. L'amplitude des modes est plus uniforme dès qu'on met l'injection. Dans la zone de verrouillage des modes, les modifications spectrales sont plus importantes au bord des spectres, la largeur du spectre étant  $\Delta f=0.6$  THz. Ce qui n'est pas surprenant, car ces modes sont plus éloignés de la fréquence centrale du laser et ainsi ont un plus grand écart par rapport à un peigne étalon. Lors de la modulation à la fréquence du BN "naturel", les modes les plus impactés par le bruit sont stabilisés et sont forcés de s'aligner au mieux possible avec le peigne étalon.

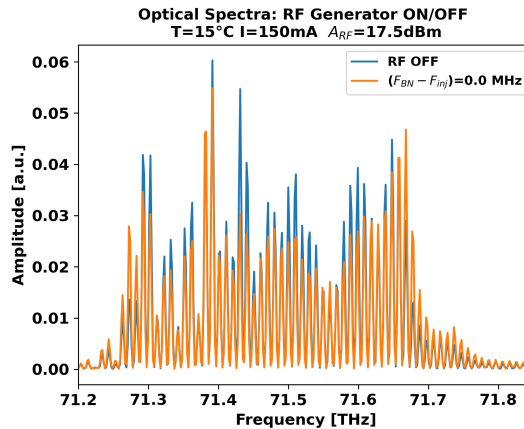


FIGURE 3.17 – Spectres optiques à HR avec et sans injection RF à la fréquence de résonance de BN en fonctionnement libre : [T=15°C, I=150.10mA, A<sub>RF</sub>=17.5 dBm]

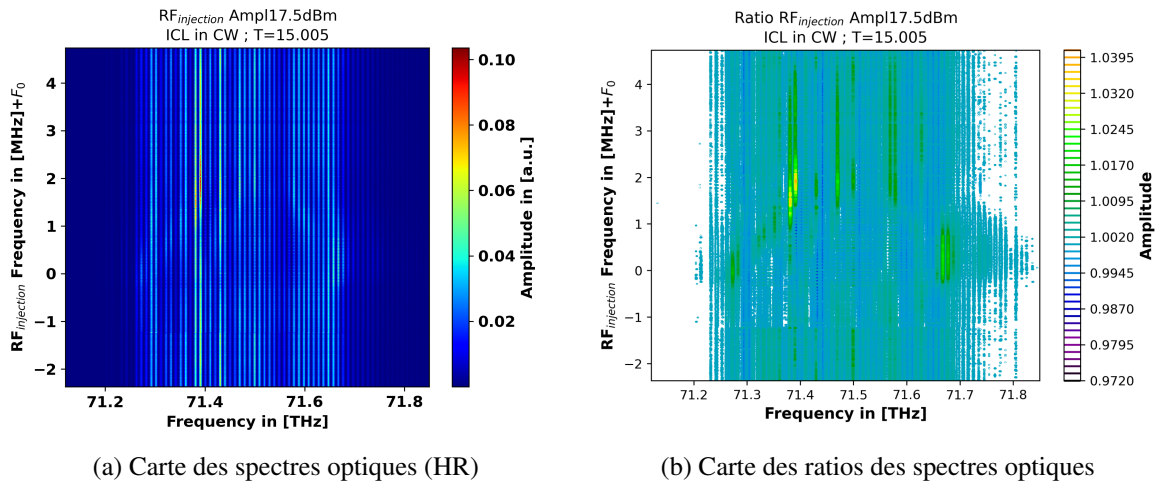


FIGURE 3.18 – Cartes issues de OSA avec modulation RF et balayage de fréquences RF. La carte (b) donne les ratios de la carte (a) avec le spectre optique de référence (générateur éteint), [I=150 mA, A=17.5 dBm et T=15°C]

Regardons maintenant lorsque l'ICL est à 10°C, 186.10 mA de courant ( $2.3 \cdot I_{th}$ ,  $I_{th}$  est le courant du seuil). Le BN est plus intense et plus large que dans le cas précédant. Néanmoins, nous sommes encore capables de procéder au verrouillage de modes, voir les cartes AML et la carte BN de la [figure 3.20b](#) et de la [figure 3.20a](#). On voit que la zone de blocage de modes est plus petite  $\Delta F \simeq 0.8$  MHz. Dans ce cas il faut également tenir compte du courant de



pompage et de la largeur du spectre optique  $\Delta f=0.8$  THz. Comme l'ICL n'a pas de "process" spécial RF et que le point de fonctionnement n'est pas optimal pour procéder à AML, les modifications spectrales sont moins importantes et sont légèrement différentes comme on peut les voir sur les (figure 3.19 et figure 3.20c)

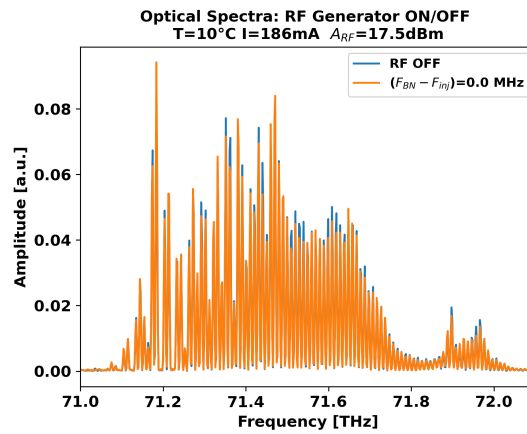
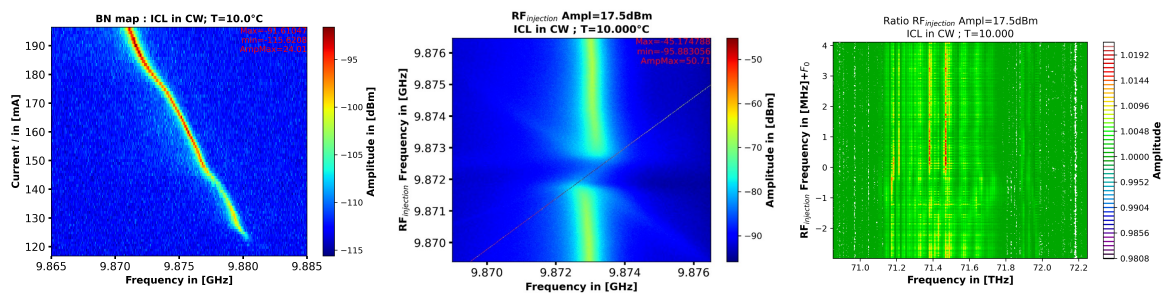


FIGURE 3.19 – Spectres optiques à HR avec et sans injection RF à la fréquence de résonance de BN en fonctionnement libre : [T=10°C, I=186.10mA, A<sub>RF</sub>=17.5 dBm]



(a) Carte des BNs électriques à 10 °C (b) Carte de l'injection RF à 186 mA à 10 °C (c) Carte des ratios des spectres optiques

FIGURE 3.20 – Carte des BNs en fonction du courant sur l'ICL ; Carte du ML actif en balayant la fréquence d'injection et des ratios des spectres optiques HR ; [10 °C, 186mA , 17.5dBm]

### 3.3 Conclusion du chapitre 3

Dans ce chapitre, nous avons expliqué comment procéder au verrouillage de modes de façon active et passive.

1. Le cas passif est fait grâce à un ICL à 2-sections. Les résultats de la méthode passive, c'est-à-dire les variations de  $I_{SA}/\text{photocourant}$ , la finesse et l'amplitude du BN, la forme des spectres optiques et de la GVD, indiquent que l'état de fonctionnement du laser converge vers un mode blocage passif. Ces résultats sont largement reproductibles à différentes températures, et également entre différents échantillons. Ce qui appuie la thèse que ce mécanisme est intrinsèque au laser de façon assez fondamentale. Néanmoins, nous en ferons la confirmation finale via la caractérisation temporelle pour montrer définitivement et avec certitude la génération des impulsions. Ce qui sera réalisé dans la suite des travaux de cette thèse en utilisant un détecteur compatible avec la longueur d'ondes du laser.
2. Le cas actif est fait grâce à un ICL à 1-section. Nous avons montré qu'il est possible de procéder au verrouillage de modes, même sans "process" spécial RF sur le laser. La technique active permet non seulement de verrouiller les modes, mais également de stabiliser le laser (la phase entre les modes) et de contrôler l'état mode bloqué en accordant finement le FSR à chaque application spectroscopique précise. Les spécificités et les impacts de l'injection RF dans l'ICL, à savoir la caractérisation temporelle, seront traités dans le [chapitre 4](#), en utilisant la technique Shifted Wave Fourier Transform Spectroscopy (SWIFTS).





## CHAPITRE 4

---

# MESURE TEMPORELLE DE L'INTENSITÉ DU LASER PAR LA TECHNIQUE SHIFTED WAVE INTERFERENCE FOURIER TRANSFORM SPECTROSCOPY (SWIFTS)

*La volonté trouve, la liberté choisit.  
Trouver et choisir, c'est penser*

---

– Victor Hugo

---

|         |  |     |
|---------|--|-----|
| 4.1     | Principe de la Technique SWIFTS . . . . .  | 105 |
| 4.1.1   | FTS Théorique Parfait . . . . .  | 106 |
| 4.1.2   | SWIFTS Théorique Parfait . . . . .   | 106 |
| 4.1.3   | SWIFTS dans le Cas Non Parfait, Réel, de Notre Montage<br>Expérimental . . . . .             | 107 |
| 4.2     | Résultats de l'Expérience via la Technique SWIFTS . . . . .                                  | 112 |
| 4.2.1   | Données issues de SWIFTS et leur Traitement . . . . .  | 112 |
| 4.2.2   | Réponse Temporelle de l'ICL à 1-section : Régimes Mode<br>Bloqué & Quasi Libre . . . . .     | 116 |
| 4.2.3   | Réponse Temporelle de l'ICL à 1-Section : en Balayage de<br>Fréquences d'Injection . . . . . | 122 |
| 4.2.3.1 | Mesures à 10° C, par (1-QWIP & 2 Gen. RF)<br>Sans Filtrage . . . . .                         | 122 |
| 4.2.3.2 | Mesures à 10° C, par (1-QWIP & 2 Gen. RF)<br>Avec Filtrage . . . . .                         | 126 |
| 4.2.3.3 | Mesures à 15° C, par (2-QWIPs & 1 Gen. RF) . . . . .   | 129 |
| 4.3     | Conclusion du Chapitre 4 . . . . .   | 131 |

---

Le chapitre 4 consacré à l'étude et à la caractérisation de la trace temporelle des lasers fonctionnant en régime de peigne de fréquences (OFC) étant au coeur de cette thèse, nous le présentons de façon très détaillée. Tout d'abord, nous présentons les principes généraux de la technique nouvelle que nous allons utiliser, appelée Shifted Wave Interference Fourier Transform Spectroscopy (SWIFTS). Cette technique permet de trouver rapidement les différences de phases entre les différents modes du laser et de reconstruire l'intensité en fonction du temps. Nous nous appuyons d'abord sur le cas d'un FTS parfait pour montrer comment s'applique la technique d'un SWIFTS parfait, pour ensuite l'étendre à notre cas réel. Nous présentons ensuite le montage optique lui-même qui a été mis en place, avec les points clés expérimentaux très concrets, tant pour le FTS que pour le SWIFTS. Puis, pour traiter les données et résultats, sont évoqués les éléments essentiels du traitement du signal relevant de la "physique" sans rentrer dans les détails. Enfin, sont présentés les résultats des mesures elles-mêmes (intensité, phase, fréquences instantanés, etc) qui ont été obtenues en fixant certains paramètres et en en faisant varier d'autres (fréquences, amplitude d'injection RF). In fine, ce chapitre se termine par une conclusion d'ensemble sur l'utilisation de ce genre de technique, le SWIFTS, et les résultats particuliers que nous obtenons avec notre échantillon d'ICL fonctionnant à 4.16  $\mu\text{m}$  de longueur d'onde.

## 4.1 Principe de la Technique SWIFTS

La méthode SWIFTS consiste à mesurer les différences de phase entre modes adjacents via les interférogrammes du battement des modes (BN). SWIFTS a aussi des inconvénients : il faut être capable de détecter le BN, donc de posséder un détecteur rapide ( $\sim 10$  GHz), et de le suivre. Le BN est généré si le laser est totalement ou partiellement en régime OFC, ce qui est un autre inconvénient de la technique : en effet, SWIFTS est applicable si le laser fonctionne uniquement en peigne de fréquence, et donc les autres régimes de fonctionnement du laser ne pourront pas être caractérisés. Ayant la phase cumulative et l'amplitude des modes, nous sommes capables de reconstruire la trace temporelle du laser.

Les chapitres précédents ont montré que les ICLs fonctionnant en OFC généraient un signal de battement de modes. L'observation de ce signal donne la première indication de l'existence d'un régime OFC. Le développement actuel des technologies laser nous permet maintenant de disposer de lasers fonctionnant en régime OFC, système qui est bien connu et très stable, par exemple les lasers à fibre comme FFC-100 (Vescent) ou bien les lasers titane :saphir. Typiquement, ces lasers femtoseconde émettent des impulsions courtes dans le proche infrarouge (NIR). Les photodiodes qui sont intégrées dans ces lasers permettent de mesurer optiquement le BN et de récupérer le signal électrique (AC) correspondant à ce BN. Ce signal peut être utilisé en tant que référence pour d'autres systèmes en utilisant des boucles d'asservissements <sup>1</sup>, que ce soient d'autres lasers et/ou tous autres systèmes.

L'application de la technique SWIFTS sur un laser femtoseconde bien connu a permis de valider définitivement qu'elle était assez élégante et qu'elle fonctionnait correctement, ce qui a constitué la "preuve de concept". L'article cité en référence [123] applique cette méthode de validation. Ici, nous n'allons pas refaire l'expérience, mais nous allons expliquer schématiquement et théoriquement les résultats de cette méthode dans un cas simple, celui qui est présenté dans la [figure 4.1](#). Les peignes de fréquences  $y$  sont très robustes et bien définis. Dans ce schéma, le signal électrique du BN est utilisé comme une référence sur une détection synchrone (Lock-in Amplifier). Le signal à démoduler sur le détecteur synchrone est généré par la partie optique. Le faisceau laser traverse un isolateur optique pour préserver les effets néfastes dû à l'OFB, puis le faisceau passe par la ligne à retard pour enfin se focaliser sur un détecteur suffisamment rapide. Ce dernier génère alors un signal électrique pour chaque position de la ligne à retard : chaque signal est démodulé par le système de détection synchrone. L'ensemble de ces signaux démodulés acquis pas à pas pour chaque position du miroir constitue l'interférogramme.

Il est légitime de s'interroger sur les significations de ces interférogrammes (AC) et sur les spectres optiques calculés à partir de ces acquisitions.

Pour répondre à ces questions, il nous faut revenir sur le fonctionnement théorique d'un spectromètre parfait par transformation de Fourier (FTS) ordinaire/classique et sur le cas théorique parfait de la technique SWIFTS.

---

1. [www.vescent.com/.../](http://www.vescent.com/.../)

### 4.1.1 FTS Théorique Parfait

Considérons le cas d'un FTS ordinaire, où nous avons enregistré un interférogramme sans avoir utilisé le système de détection synchrone. Dans ce cas, le signal électrique de la photodiode situé après la ligne à retard n'est pas filtré (y sont présents tous les composants DC+AC). L'intensité enregistrée en fonction de la différence de marche (ddm ou OPD en anglais) est donnée par l'équation A.9. Les détails théoriques des calculs sont présentés dans l'annexe sous-section A.1.1. Dans ce cas, l'intensité enregistrée est générée par l'interaction/interférence de tous les modes spectraux, ce qui représente l'autocorrélation du faisceau laser. Dans l'annexe, il est montré que l'espace interférométrique et l'espace spectral sont très fortement liés, le spectre optique étant calculé à partir de l'interférogramme en utilisant un algorithme de transformation de Fourier rapide (FFT, Fast Fourier Transform).

Pour la facilité de l'exposé, nous appellerons respectivement ce type d'interférogramme "DC" et ce type de spectre "DC/intensité". Regardons maintenant le cas de SWIFTS.

### 4.1.2 SWIFTS Théorique Parfait

En filtrant le signal de la photodiode, et en considérant uniquement la partie AC c'est-à-dire uniquement le signal ( $V_{signal}$ ) dû au battement des modes des 1ers modes voisins, nous enregistrons deux interférogrammes démodulés en phase et en quadrature ( $X \text{ et } Y$ ),  $X = V_{signal} \cdot \cos \theta$  et  $Y = V_{signal} \cdot \sin \theta$ ,  $\theta$  est l'angle entre le signal et la référence. Nous les appellerons interférogrammes AC. Dans la figure 4.2b est présentée schématiquement l'acquisition du signal. Par analogie avec le FTS ordinaire, nous pouvons dire que ce sont des interférogrammes démodulés en quadrature dus à l'autocorrélation cohérente des battements des modes. Seul le signal issu du BN a été pris en compte dans l'enregistrement de l'interférogramme. Le signal est fort si les battements des modes (des premiers voisins) sont cohérents entre eux ; ainsi l'amplitude du signal est une mesure de la cohérence de deux lignes du peigne de fréquences. Dès maintenant, nous pouvons dire ce que nous détaillerons plus tard, que le résultat de la mesure cohérente des lignes du peigne avec les interférogrammes en quadrature permet de retrouver les différences de phases entre les lignes du peigne et de reconstruire la phase pour toute la zone spectrale.

Dans la figure 4.2b est montré schématiquement et de façon explicite à quoi correspond l'acquisition des deux franges obtenues. A chaque pas de miroir (différence de marche) correspond un signal proportionnel de BN, qui est démodulé en temps réel par un Lock-in. Les interférogrammes AC ne sont rien d'autre que les variations d'amplitude du BN en fonction des différences de marche. L'avantage de la technique SWIFTS est qu'on peut enregistrer avec le détecteur synchrone et décomposer en quadratures ( $X \text{ et } Y$ ), ce qui est le point clé utile pour retrouver la différence de phase entre deux modes adjacents. Pour résoudre cette variable dans l'espace de Fourier (spectral), il faut introduire des différences de marche suffisamment longues dans l'espace interférométrique, c'est-à-dire au moins aller jusqu'à 1 aller-retour de cavité qui correspond au battement de modes. Ceci garantira que le spectre calculé à partir de ces interférogrammes AC représente uniquement les modes adjacents qui ont contribué proportionnellement à la génération du signal de BN, et donc permettra de résoudre les différences de phases entre les premiers voisins.

MESURE TEMPORELLE DE L'INTENSITÉ DU LASER PAR LA TECHNIQUE SHIFTED  
WAVE INTERFERENCE FOURIER TRANSFORM SPECTROSCOPY (SWIFTS)

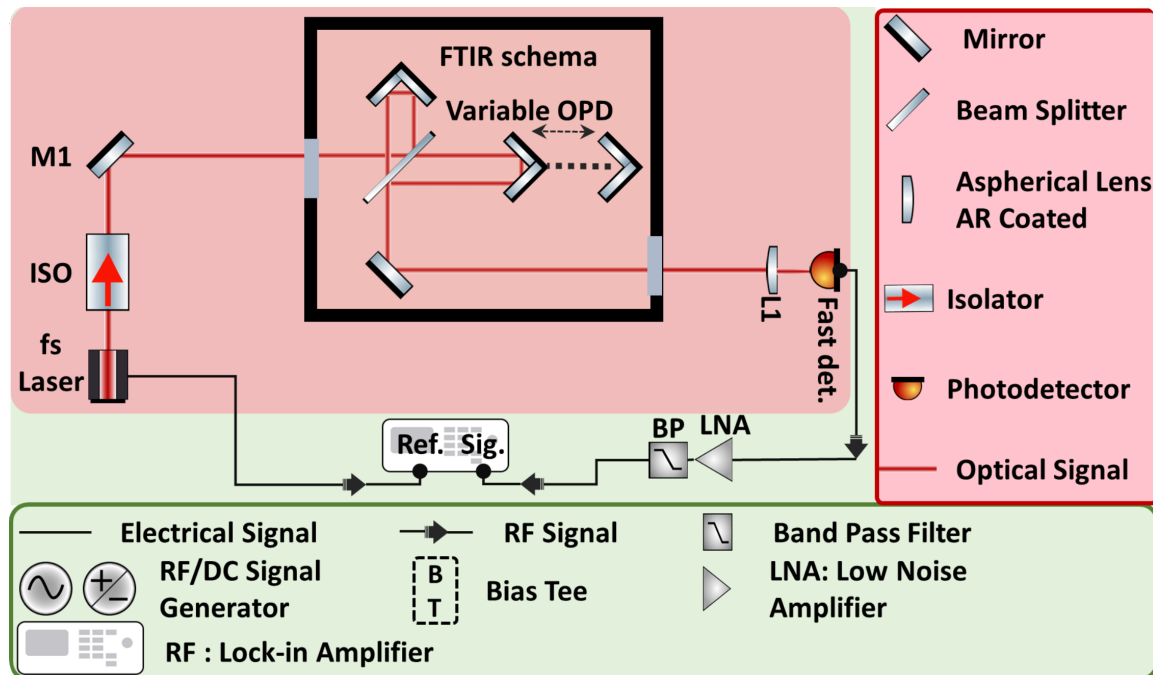


FIGURE 4.1 – Schéma de SWIFTS simple montrant le principe de la technique avec un laser fs.

Nous aurions pu utiliser d'autres techniques que SWIFTS. Si nous avions enregistré le BN en fonction de l'OPD sans passer par le Lock-in, ce ne serait rien d'autre que la technique "Intermode Beat Spectroscopy" [110]. Mais, cette technique ne donne pas d'information sur les différences de phase entre les modes du peigne de fréquence. Certes, en appliquant un traitement numérique relativement lourd, il aurait été possible de déterminer les zones spectrales les plus cohérentes. Mais, ne pas avoir d'information du tout sur les différences de phase était rédhibitoire, car cela rendait impossible de retrouver la trace temporelle du laser.

Autre variante possible de la technique SWIFTS : en comprenant bien les phénomènes physiques de ce système ainsi que certaines symétries observables avec les propriétés qui en découlent, il aurait été possible d'utiliser des solutions moins coûteuses en acquisition des données et en enregistrement d'interférogrammes. Par exemple, il aurait été possible de n'utiliser que la moitié de l'interférogramme correspondant à 1 aller-retour, ce qui aurait été suffisant bien que partiel pour reconstruire la trace temporelle du laser. Mais ces alternatives "sophistiquées" comportaient beaucoup de pièges et hypothèses que nous avons préféré éviter afin d'être sûrs que les observations nouvelles que nous avons faites ne soient pas affectées par des éléments externes à l'expérimentation.

### 4.1.3 SWIFTS dans le Cas Non Parfait, Réel, de Notre Montage Expérimental

Il existe différents facteurs qui influent sur l'expérience et/ou introduisent des difficultés de mesure. Tous ces facteurs peuvent être imbriqués dans une quantité appelée "rapport signal sur bruit" (SNR, en anglais). Nous allons en décortiquer les origines et les implications.

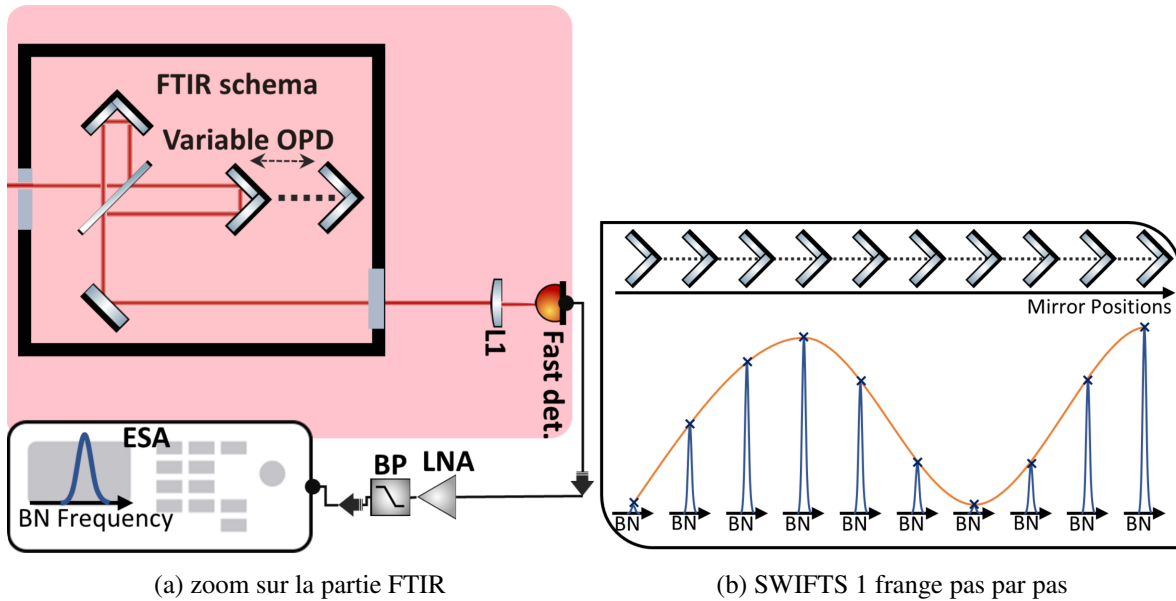


FIGURE 4.2 – SWIFTS Interférogramme, enregistrement pas par pas

- L'OFB : la rétro-réflexion détruit l'état de peigne de fréquence. Le BN n'est plus stable dans le temps mais varie très rapidement. Donc il faut éliminer ou minimiser la rétro-propagation de l'onde dans la cavité du laser. Voir la méthode utilisée dans la [section B.1](#) de l'annexe.
- Plusieurs problèmes peuvent advenir avec l'interaction du système à détection synchrone. Ne disposant pas de système compatible à  $\sim 10$  GHz (RF), nous avons transféré tous les signaux électriques du domaine GHz vers le domaine MHz, opération communément appelée "conversion vers le bas" (down-conversion en anglais). Il s'agit de mélanger tous les signaux avec un oscillateur local (LO, en GHz) de fréquence décalée par exemple de 30 MHz. Par conséquent, le système de détection synchrone a été centré sur 30 MHz, qui est compatible avec le détecteur synchrone dont le laboratoire est équipé (HF2LI 50 MHz Lock-in Amplifier). Cette conversion électronique vers le bas (processus non linéaire) implique l'utilisation d'un générateur électrique LO et des amplificateurs en MHz qui introduisent du bruit à leur tour.
- Les amplificateurs électroniques introduisent des bruits dans le système, même si on utilise des amplificateurs à bas bruits. Il faut également faire attention à la saturation, car ceci peut créer une réponse non linéaire et fausser les amplitudes de franges et donc le spectre cohérent et les différences de phase.
- La stabilité en fréquence et en amplitude de la référence (BN) est très importante et même cruciale pour la bonne démodulation en utilisant un détecteur synchrone. Plusieurs méthodes ont été investiguées, à savoir :
  - \* L'utilisation du signal de battement entre deux oscillateurs locaux comme une référence, ce qui fonctionne très bien. (voir schéma de la [figure 4.4](#))
  - \* Une mesure de BN a été réalisée optiquement et utilisée comme une référence avant la partie interférométrique. Dans ce cas, un système PLL et/ou un PID ont été utilisés pour que le détecteur synchrone verrouille le signal de référence.(voir

schéma de la [figure 4.4](#))

- La stabilité du laser durant le pompage électrique : même les faibles oscillations de courant de pompage ou de température de stabilisation du module de Peltier influent sur la qualité du BN ainsi que sur la stabilité temporelle de l'ICL.
- Le système de purge introduit de faibles oscillations de température dans l'enceinte de Peltier ainsi que sur le laser. Pour minimiser cet effet, un silencieux pneumatique à été utilisé. Egalement, le débit a été réglé à un niveau faible, juste assez pour pourchasser l'humidité, et cela a suffi à réduire efficacement cette source de perturbations. L'humidité et la température dans l'enceinte sont mesurées de façon continue.
- Comme toutes les techniques interférométriques sur table, le système est très sensible aux bruits de l'environnement, en passant du bruit mécanique aux turbulences optiques.

Toutes ces sources de bruit influent sur l'acquisition des interférogrammes. L'impact porte notamment sur la distorsion des franges et sur leurs contrastes. Dans la [figure 4.3](#), est présentée une partie des interférogrammes de fort et faible SNR. Avant toute acquisition, l'alignement est vérifié en maximisant le SNR. Pour chaque nouvelle configuration ou point de fonctionnement du laser, une vérification et un nouveau calibrage sont faits.

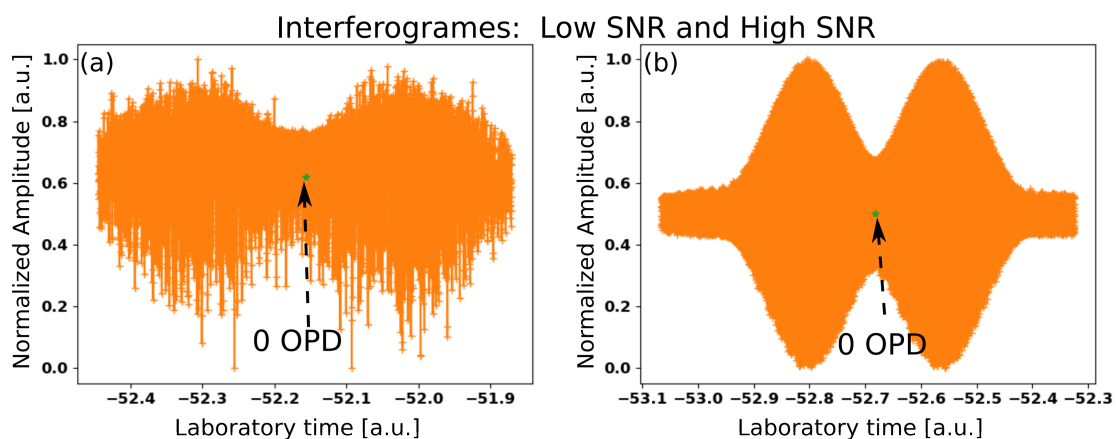


FIGURE 4.3 – Une partie des interférogrammes, proche de 0 OPD avec (a) faible SNR, Amplificateur OFF et (b) fort (SNR), Amplificateur ON

Dans la [figure 4.4](#), est présenté le schéma expérimental complet, optique et électrique. L'expérience consiste à séparer le faisceau optique en deux, à introduire des différences de marche entre les deux faisceaux, puis à détecter l'interférence entre eux au niveau du détecteur externe après le FTIR. Pour faire cette expérience de façon bien contrôlée, le faisceau de l'ICL est collimaté avec une lentille asphérique de grande ouverture numérique et de traitement antireflet (A-R). Le faisceau passe à travers le polariseur Glan-Focault (G.F.) et la lame de quart d'onde  $\lambda/4$  (QWP 1), ce qui change la polarisation linéaire en polarisation circulaire. La combinaison de ces deux composants permet de se protéger de l'OFB (voir l'efficacité de prévention dans l'annexe [section B.1](#), la [figure B.3](#)). Ensuite, le faisceau traverse la séparatrice (BS, 45 % : 55 %), une partie de la lumière est dirigée et focalisée sur un détecteur rapide QWIP 1 (voir la bande passante en [sous-section 1.4.2](#)). Le faisceau est reconverti de



la polarisation circulaire en polarisation linéaire avec la deuxième  $\lambda/4$  (QWP 2), afin d'augmenter le niveau du signal, c'est-à-dire le SNR, et d'éviter l'OFB, car l'onde réfléchie est en polarisation croisée lorsqu'elle arrive au niveau du polariseur G.F., et elle est filtrée en proportion d'un coefficient d'extension. La deuxième partie de la lumière qui n'est pas déviée par la séparatrice est dirigée par le miroir M4, soit vers l'analyseur de spectre optique à HR, soit vers le FTIR. En dirigeant le faisceau vers l'OSA, l'utilisation de  $\lambda/4$  (QWP 4) juste avant l'OSA n'est pas nécessaire pour augmenter le SNR, mais elle est souhaitable car elle permet de minimiser l'OFB. Si le faisceau est dirigé vers le FTIR, alors il faut faire attention à régler les angles du polariseur et l'angle du  $\lambda/4$  de telle sorte à minimiser l'OFB dû à la séparatrice du FTIR. A la sortie du FTIR, le faisceau traverse les  $\lambda/2$  (HWP 1) et  $\lambda/4$  (QWP 3) avant de focaliser sur le détecteur QWIP 2, toujours en réglant les angles de ces derniers, ce qui sert à minimiser l'OFB et à maximiser le signal sur le QWIP 2.

La partie électrique de cette expérience consiste à récupérer un signal de référence de battement des modes (BN) avant le FTIR, ensuite à mesurer le BN sur le QWIP 2, enfin de les comparer en démodulant à l'aide d'un système de détection synchrone (Lock-in Amplifier, Lock-in) pour chaque pas de FTIR. Plus concrètement, le signal de référence BN est mesuré sur le QWIP 1 en séparant les parties AC et DC du signal électrique à l'aide d'un "bias tee". Le signal AC est dans le domaine RF ( $\sim 9.872$  GHz) et est amplifié par un LNA-RF afin de le mélanger avec un générateur RF (Gen. RF 2, LO 2), dont la fréquence est décalée du Lock-in. Le signal de battement entre le BN de référence et le LO 2 est dans le domaine MHz, il est donc plus facile à mesurer. Le signal de référence, désormais en MHz, est encore à son tour amplifié avec le LNA-MHz et est filtré avec un filtre passe bande (BP) étroit afin d'être détectable par le Lock-in. C'est une étape clé pour la réalisation du SWIFTS.

Il y aurait eu une 2ème solution : récupérer le signal de référence directement sur le laser à l'aide d'un "bias tee", et suivre les mêmes étapes de conversion en MHz. Mais, dans notre cas, BN électrique était trop faible pour être détectable comme un signal de référence par le Lock-in.

D'où la troisième méthode plus robuste qui a été choisie : récupérer une partie de signal de modulation RF (Gen. RF 1) appliqué sur le laser, la récupération se faisant à travers un coupleur directionnel RF.

La dernière étape de la technique SWIFTS est la conversion en MHz du signal issu du QWIP 2 en utilisant les mêmes étapes de conversion par (LNA-RF  $\rightarrow$  et mixage avec LO 2  $\rightarrow$  LNA-MHz  $\rightarrow$  BP-fil.  $\rightarrow$  Lock-in comme signal à démoduler). Ce signal converti vers le bas n'est rien d'autre que l'image de BN-GHz dans le domaine MHz (BN-MHz), voir l'analogie de la [figure 4.2b](#). Les horloges internes des différents instruments sont synchronisées en partageant un signal standard de 10 MHz comme référence.

L'acquisition des interférogrammes en quadrature ( $X \perp Y$ ) issus du Lock-in est faite par l'ordinateur en contrôlant notamment la vitesse de balayage du miroir du FTIR et la fréquence d'échantillonnage. Attention durant l'expérience, les câbles ne doivent pas être manipulés, car la phase, autrement dit la relation en quadrature entre X et Y, est modifiée si on les touche.

Le schéma [4.4](#) résume les deux configurations expérimentales possibles. La première, telle qu'elle est montrée, utilise deux générateurs RF synchronisés et un détecteur rapide

MESURE TEMPORELLE DE L'INTENSITÉ DU LASER PAR LA TECHNIQUE SHIFTED WAVE INTERFERENCE FOURIER TRANSFORM SPECTROSCOPY (SWIFTS)

QWIP après le FTIR. La deuxième configuration utilise deux QWIPs avant et après le FTIR et un générateur RF en tant que LO. Il est possible de passer d'une configuration à l'autre en actionnant l'interrupteur entre Gen. RF 1 et Gen. RF 2. Le Gen. RF 1 sert à moduler l'ICL. Si l'amplitude de modulation est relativement forte, nous parlons d'un "ICL mode bloqué-actif" dont la dynamique de laser est dictée par le générateur; dans le cas contraire (faible modulation), nous considérons que l'ICL est en quasi fonctionnement libre (free running, QFR) et le signal du générateur ne sert qu'à stabiliser suffisamment la fréquence du BN en rendant le signal de référence détectable par le Lock-in.

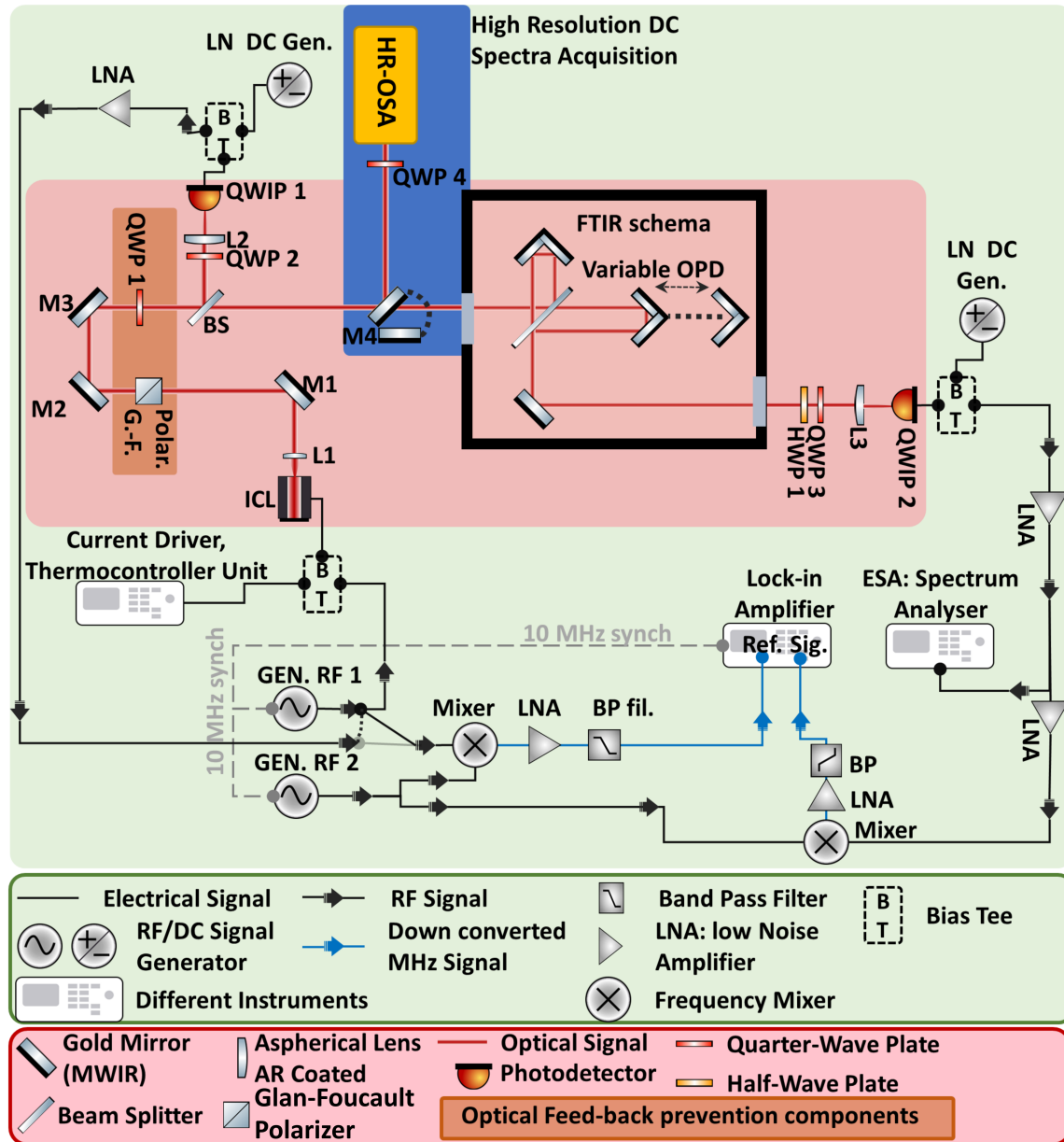


FIGURE 4.4 – Schéma optique et électrique de l'expérience SWIFTS avec (2-QWIPs, 1-Gen. RF) et (1-QWIP, 2-Gen. RF)

## 4.2 Résultats de l'Expérience via la Technique SWIFTS

Dans la [section 4.2](#), nous allons décrire le traitement appliqué aux interférogrammes complexes  $(X + iY) \in \mathbb{C}$ . Notamment les interprétations, les méthodes de calcul des spectres AC et leurs significations, les différences de phases et bien évidemment les traces temporelles de l'ICL. Ensuite, nous montrerons les résultats des différents balayages de paramètres et nous discuterons de ces résultats.

### 4.2.1 Données issues de SWIFTS et leur Traitement

Les données enregistrées sont un jeu de données d'interférogrammes  $X, Y, R, I_{DC}$  et d'angles  $\Theta$  :

- $X, Y$  : Interférogramme AC, issu uniquement du signal du BN.
- $R$  : Interférogramme AC, composé de  $X, Y$  ;  $R = \sqrt{|X|^2 + |Y|^2}$
- $\Theta$  : L'angle entre  $\angle(X, Y)$
- $I_{DC}$  : Interférogramme d'intensité ou DC, c'est-à-dire tout le signal du photocourant sans séparation de AC/DC. Cet interférogramme n'est enregistré que pour certaines mesures.

Dans la [figure 4.5](#) suivante, sont présentés en entier les interférogrammes d'une acquisition élémentaire de données.

Nous remarquons qu'il y a une répétition des motifs. Les remontées de cohérences (RC) en fonction de la position du miroir sont visibles de façon périodique. La période est le temps correspondant à un aller-retour (RT) dans la cavité optique de l'ICL ( $\sim 100$  ps). Nous remarquons que les interférogrammes ont un axe de symétrie par rapport à la verticale qui passe à la moitié du temps d'un RT, c'est-à-dire ( $\sim 50$  ps). Le 0 de l'OPD est caractérisé par un minimum pour les interférogrammes AC et un maximum pour  $I_{DC}$ . Nous remarquons que l'axe des x est le temps d'acquisition en secondes. Il dépend des configurations initiales et doit être adapté en fonction des paramètres d'acquisition choisis sur le FTIR et le Lock-in. Par exemple, en choisissant  $0.21 \text{ cm}^{-1}$  comme la résolution spectrale, ce choix implique un OPD maximal de 4.76 cm ou l'équivalent temporel de 158.85 ps. C'est l'un des aspects auxquels il faut faire très attention durant le traitement du signal et lors de l'extraction d'interférogrammes de longueur d'un RT. Dans la [figure 4.5 \(b\)\(c\)](#) est présentée la forme des interférogrammes proches de 0 OPD et proches d'un décalage d'un aller-retour (1RT).

Une fois que nous avons enregistré les données, nous procédons à leur traitement afin de calculer :

- Le spectre AC,
- Les différences de phases  $\Delta\varphi$ ,
- La trace temporelle  $I(t)$

Le spectre optique cohérent (AC) est issu de la combinaison d'interférogrammes complexes  $(X+iY)$ . La valeur absolue de la TF de l'interférogramme  $|TF\{X + iY\}|$  correspond

MESURE TEMPORELLE DE L'INTENSITÉ DU LASER PAR LA TECHNIQUE SHIFTED  
WAVE INTERFERENCE FOURIER TRANSFORM SPECTROSCOPY (SWIFTS)

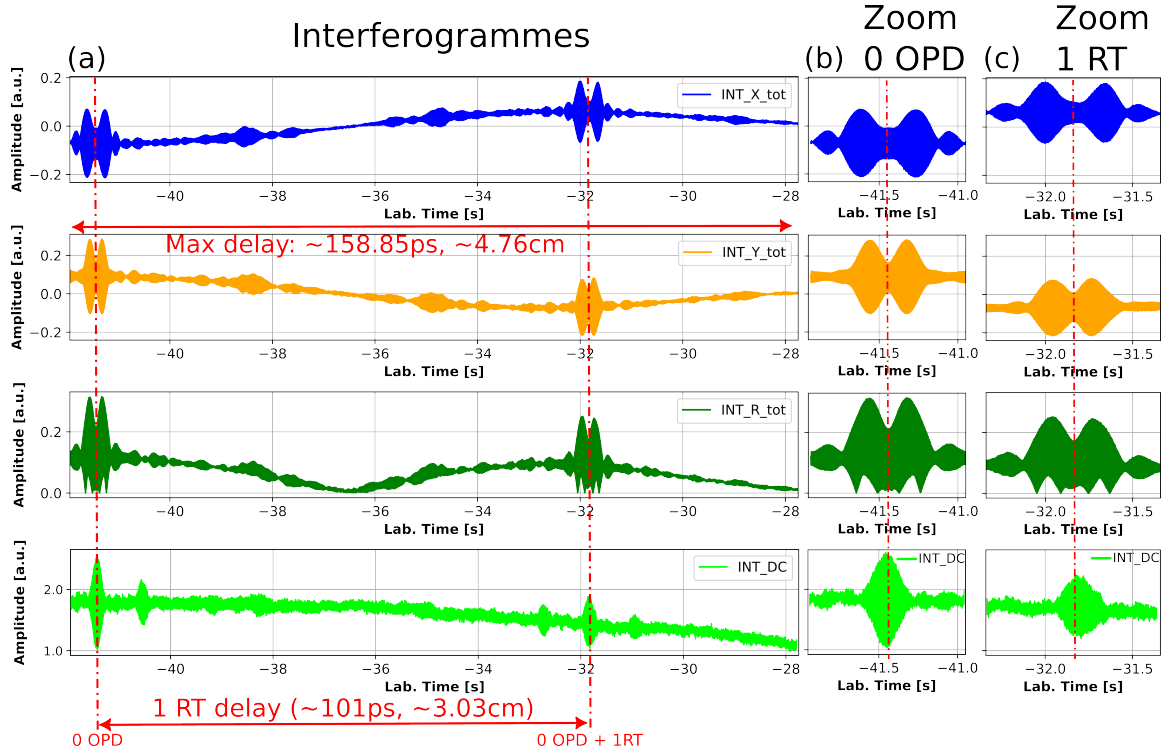


FIGURE 4.5 – Données brutes enregistrées : (a) Les interférogrammes ( $X, Y, R, I$ ) en entier (b) Zoom proche de 0 OPD,  $X, Y, R$  présentés avec des minimums locaux sans être annulés, tandis qu'un maximum est visible pour l'interférogramme  $DC$  (c) Zoom proche de 0 OPD après un retardement d'une période équivalente à un aller-retour dans la cavité optique, c'est-à-dire une fréquence du BN.

aux amplitudes des modes adjacents, c'est-à-dire au spectre cohérent présenté dans la [figure 4.6 \(a\)](#). La sous-figure (b) illustre l'angle issu de la transformée de Fourier  $\angle(TF\{X + iY\})$  et représente les différences de phases entre les modes adjacents. Ces informations nous donnent les quantités nécessaires pour reconstruire l'intensité du laser en fonction du temps, l'intensité s'écrit comme l'équation 4.1.

$$\langle I_{reconstruit}(t) \rangle = \sum_n \underbrace{\langle |E_n| |E_{n+1}| \rangle}_{\text{Spectre AC}} \left[ e^{i(\omega_0 + n\omega_\Delta)t} \cdot \overbrace{e^{\langle \alpha_n \rangle t}}^{\text{Différences de phases}} \right] \quad (4.1)$$

- $E_n$  : Amplitude de mode  $n$ .
- $n$  : Numéro de mode  $n$ .
- $\omega_0 = \omega_{CEO}$  : Fréquence de l'enveloppe de la porteuse.
- $\omega_\Delta$  : Fréquence de séparation (BN) entre les modes.
- $\alpha$  : La phase cumulative des différences de phases  $\Delta\phi$ ,  $\alpha = \sum_n \Delta\phi_{n-(n-1)}$ .

Les démonstrations mathématiques sont présentées dans l'annexe [section A.1](#). La [figure 4.6 \(c\)](#) est la somme cumulative des différences de phases en (b). L'intensité du laser

étant très faible, nous n'avons pas toujours enregistré l'interférogramme  $I_{DC}$  en même temps que les interférogrammes X et Y.  $I_{DC}$  nous a servi à valider le code de traitement du signal pour le repérage du 0 OPD et le repérage du pic caractéristique du 1er aller-retour (1RT). En effet les interférogrammes sont coupés depuis le 0 de l'OPD jusqu'au 1 RT et ensuite la transformée de Fourier est appliquée. Cette méthode a pour objectif d'obtenir un spectre optique qui est échantillonné exactement à la fréquence du BN. Autrement dit, la résolution spectrale et l'échantillonnage sont égaux et correspondent au FSR du laser, voir l'enveloppe de la [figure 4.6 \(c\)](#). Les informations montrées sur cette dernière figure suffisent à calculer la trace temporelle du laser.

## MESURE TEMPORELLE DE L'INTENSITÉ DU LASER PAR LA TECHNIQUE SHIFTED WAVE INTERFERENCE FOURIER TRANSFORM SPECTROSCOPY (SWIFTS)

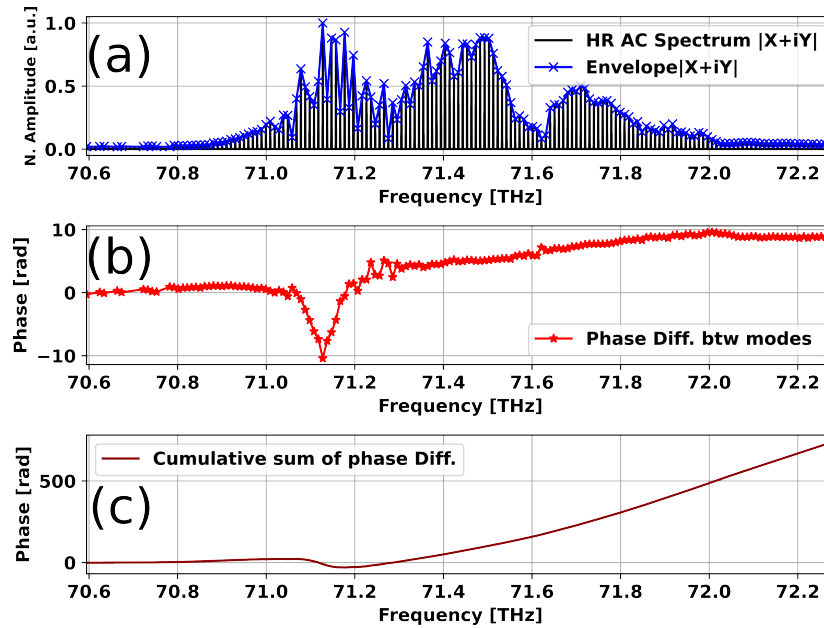


FIGURE 4.6 – Résultats de SWIFTS avec (1-QWIP,2-Gen.RF) : (a) Spectre AC à HR et l'enveloppe ; (b) Les différences de phases entre chaque mode spectral ; (c) La Phase cumulative sur toute la zone spectrale.

Les premiers résultats issus de la technique SWIFTS vont être analysés en détail dans la prochaine [sous-section 4.2.2](#). Commençons par les deux cas où le laser est fortement modulé à 23 dBm et le cas de faible modulation, ce dernier étant très largement reconnu comme un régime de fonctionnement libre [59, 124, 125]. Nous l'appellerons cependant "quasi-libre" pour être exact sur les termes et pour rappeler qu'il y a un générateur connecté aux instruments et à l'ICL qui est légèrement modulé. Ces résultats sont présentés dans la [figure 4.7](#).

## 4.2.2 Réponse Temporelle de l'ICL à 1-section : Régimes Mode Bloqué & Quasi Libre

Dans la [figure 4.7](#) sont présentés deux jeux de mesures. La colonne de gauche (a),(b),(c) représente les résultats dans le cas de forte modulation ( $23 \text{ dBm} \simeq 199.5 \text{ mW}$ ) de l'ICL et la colonne de droite (d),(e),(f) représente les résultats dans le cas de faible ( $-3 \text{ dBm} \simeq 0.5 \text{ mW}$ ) modulation, c'est-à-dire le cas de QFR. Les figures (a),(d) sont les spectres cohérents calculés. En comparant, nous remarquons que le spectre est plus large lorsque le laser est modulé fortement. Cette information qu'il y a un élargissement spectral était également observée dans la [sous-section 3.2.2 ML active](#), [figure 3.18b](#). ceci correspond au fait qu'à la fois il y a plus de modes et qu'ils sont plus cohérents.

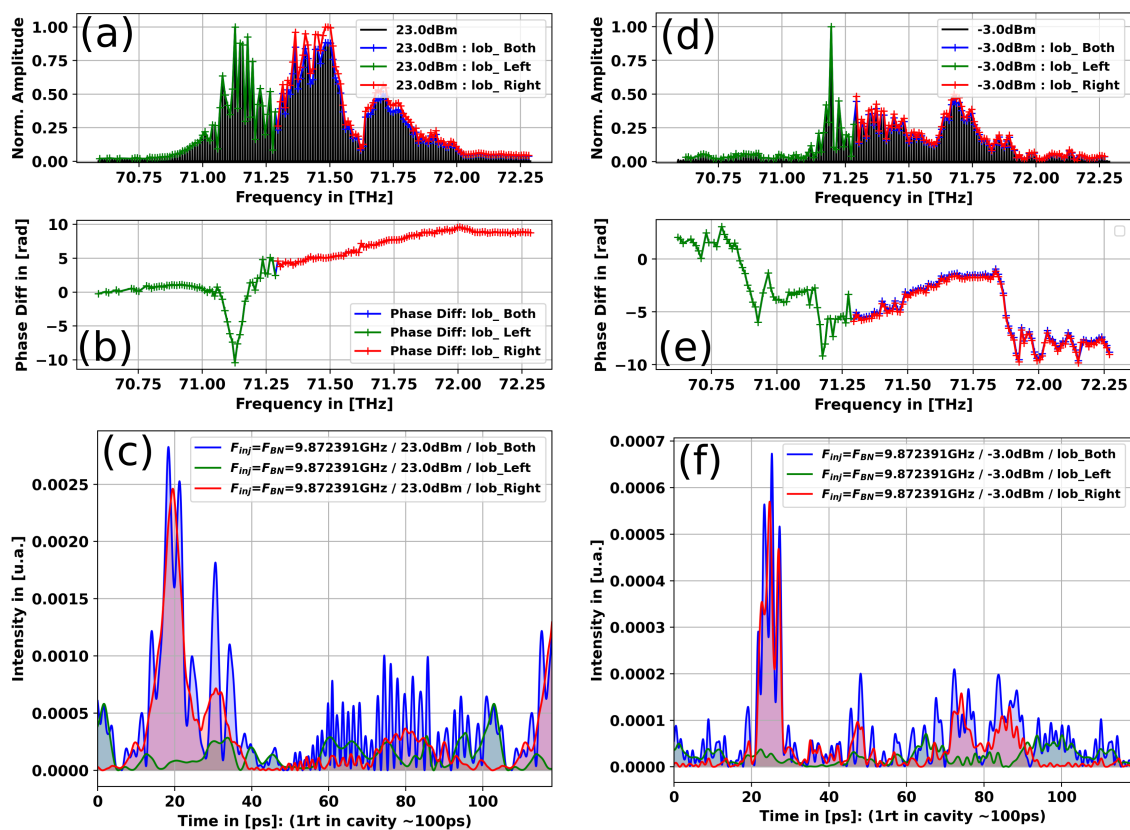


FIGURE 4.7 – Résultats de forte et faible modulation à la fréquence de résonance avec (1-QWIP,2-Gen.RF) : (a),(d) les spectres optiques à HR ; (b),(e) les différences de phases ; (c),(f) les traces temporelles correspondant au spectre entier et aux différents lobes lorsqu'il y a de fortes variations de phase.

Les tracés des lobes sont identifiés par différentes couleurs. En bleu le spectre entier, en vert le spectre correspondant à la partie de forte variation de phase [70.75-71.30] THz et en rouge le reste [71.30-72.25] THz. Les injections RF sont faites exactement à la fréquence du BN mesuré en régime libre. L'injection de -3 dBm est considérée comme régime libre ou quasi libre QFR

Les figures 4.7 (a),(d) montrent les différences de phases  $\Delta\varphi$  et, comme le spectre optique est plus large et que le laser est plus stable en régime de mode blocage active, les



variations de  $\Delta\varphi$  sont encore plus visibles dans (b) que dans (e) le cas de QFR. Il est évident que dans la zone spectrale où il y a de fortes variations, celles-ci vont influencer la forme de la trace temporelle que nous cherchons à calculer.

- En prenant en compte toute la bande spectrale et toute la plage de variations de phases correspondant, nous calculons les traces temporelles du laser dans les deux régimes de fonctionnements. Les résultats sont présentés dans les sous-figures (c),(f) en couleur bleue . Ces traces nous montrent une formation d'impulsions  $\sim 5.3$  ps à FWHM.
- Pour comprendre l'impact de la rapide variation de phases autour de 71.1 THz dans les traces temporelles, nous avons filtré (numériquement) et recalculé les traces temporelles de chaque lobe vert et rouge. Les résultats montrent que les pics principaux viennent des lobes en rouge avec une variation de phase  $\Delta\varphi$  de moins de  $2\pi$ .

Dans le régime QFR, la partie spectrale avec rapide variation de phases ( $\sim 71.1$  THz) n'influe pas beaucoup, car les modes spectraux sont relativement de faibles amplitudes et l'impact est moindre lors de la reconstruction de l'intensité  $I_{-3dBm}(t)$ . En revanche, le lobe vert a un grand impact lors de la reconstruction de  $I_{23dBm}(t)$ , car les amplitudes ne sont plus négligeables et l'impact est visible sur la trace temporelle. Des pics d'intensité sont visible de part et d'autre de l'impulsion centrale qui fait 5.3 ps. De plus sont visibles des oscillations rapides entre 50 ps et 100 ps. Ce sont des battements hétérodynes que nous allons montrer plus en détail par la suite, lorsque nous ferons les mêmes mesures dans une configuration de SWIFTS différente en utilisant 2 détecteurs QWIP, un générateur RF pour mode bloquer le laser, en appliquant la conversion vers le bas de GHz vers MHz.

SWIFTS en configuration (2-QWIPs et 1-Gen.-RF) permet de mesurer le battement des modes au niveau du QWIP-1 (voir la figure 4.4) après quelques dizaines de cm de propagation dans l'air et permet de référencer sur le lock-in. Néanmoins, cette méthode est plus difficile à mettre en place. Elle réduit par deux le niveau du signal reçu sur le deuxième détecteur QWIP-2, elle augmente la possibilité de perturbation par l'OFB, et de plus l'alignement optique général est plus critique en raison du rajout de nouveaux composants, qui vont être de nouvelles sources de bruit. L'avantage de cette technique est que le signal de référence est toujours mesuré et que les variations de la fréquence dues à certains phénomènes physiques et/ou instrumentaux (absorption, turbulence optique,  $f_{CEO}$ , fluctuations de la températures et du courant de pompage, etc. ) sont bien prises en compte lors de la démodulation du signal par le lock-in issu du QWIP-2. La branche de référence subit les mêmes perturbations que le signal retardé par le FTIR, de sorte que l'impact des perturbations environnementales est moindre sur les interférogrammes enregistrés.

Dans la figure 4.8 sont présentés deux jeux de mesures réalisés sous deux configurations différentes. La colonne de gauche (a),(b),(c) est la configuration (1-QWIP,2-Gen.RF) et la colonne de droite (a'),(b'),(c') est la configuration (2-QWIPs,1-Gen.RF). Les résultats présentés sont respectivement les spectres optiques AC, les différences de phases et les phases cumulatives. Les figures (d),(e) représentent les pics d'absorption normalisés de la molécule de  $CO_2$  dans le MWIR (issu de HITRAN-2016 [54]) et les modes spectraux de notre laser. Dans la figure (e), il est visible que chaque troisième mode du laser est impacté jusqu'à 71.4 THz. Le spectre DC du laser est retracé dans la figure (b') afin de montrer la similitude de spectre AC en (a').



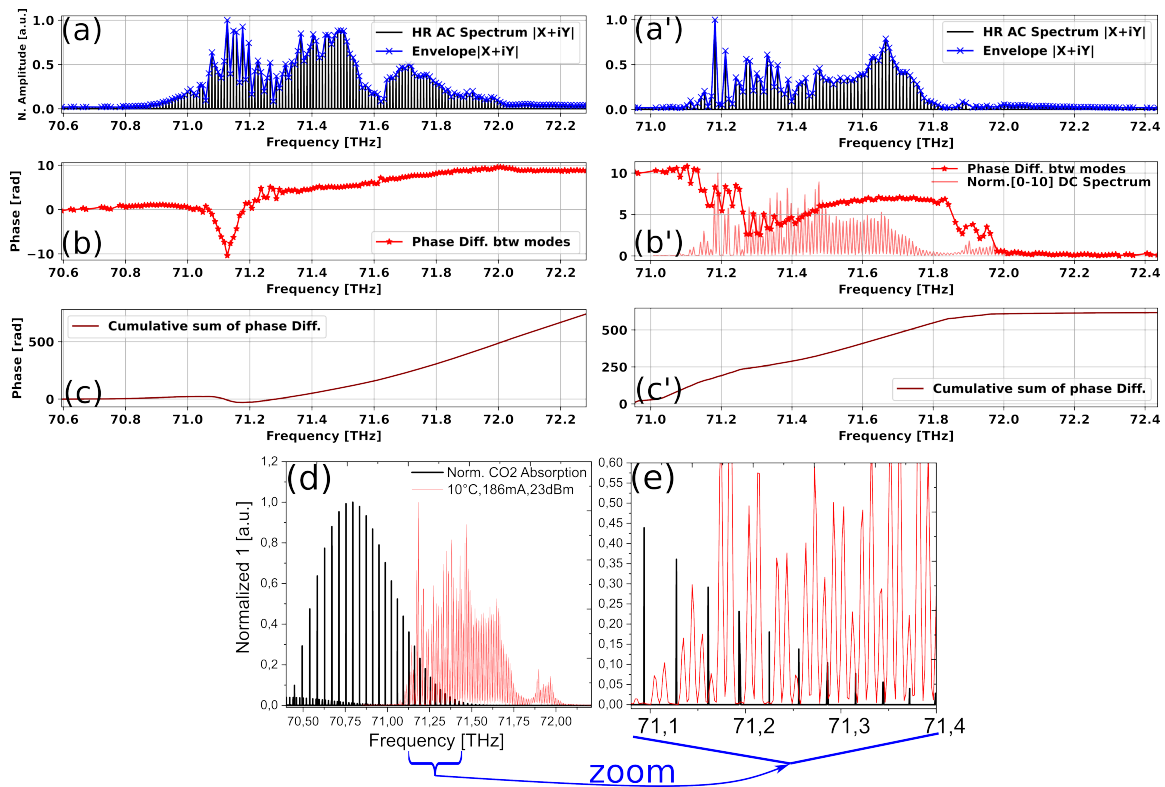


FIGURE 4.8 – Comparaison des résultats de SWIFTS dans deux différentes configurations. Résultats SWIFTS pour (1-QWIP,2-Gen.RF) : (a) Spectre AC à HR et l’enveloppe ; (b) Les différences de phases entre chaque mode spectral ; (c) La Phase cumulative sur toute la zone spectrale. Résultats SWIFTS pour (2-QWIPs,1-Gen.RF) : (a’) spectre AC à HR et l’enveloppe ; (b’) les différences de phases entre chaque mode spectral et le spectre DC/Intensité ; (c’) la phase cumulative sur toute la zone spectrale. (d) spectre de l’ICL à 10 °C, 186 mA de courant de pompage et spectre d’absorption des molécules de  $CO_2$  normalisé à 1 [54] ; (e) l’agrandissement de l’axe des fréquences, l’intersection des pics d’absorption et les modes du laser.

En comparant les différences de phases (b),(b’), nous constatons que les pics d’absorption sont bien résolus et que les variations de phase  $\Delta\varphi$  correspondent bien aux pics d’absorption. Dans le cas de configuration (1-QWIP,2-Gen.RF), ce que nous observons est une moyenne des variations de phase dues à l’absorption, car la référence de démodulation sur le Lock-in est le Gen. RF dont la fréquence est très stable, encore que pour être très précis l’ICL ne soit pas entièrement stabilisé. En effet, l’injection RF dans l’ICL verrouille la distance entre les modes (FSR), mais la fréquence de l’enveloppe de la porteuse  $f_{CEO}$  ( $f_{CEO}$ , carrier–envelope offset) n’est pas stabilisée et donc il y a une oscillation en plus qui se traduit par une translation dans les axes de fréquences optiques. Cette oscillation crée un battement hétérodyne entre les modes laser et les modes de la molécule, battement rapide que nous avons évoqué lors de l’explication de la figure 4.7(c),(f) (50 ps à 100 ps). Maintenant, il devient évident que pour la caractérisation de la trace temporelle du laser, il faut prendre en compte que la mesure est impactée par cette interaction entre le faisceau laser et l’air ambiant. Néanmoins, en utilisant deux QWIPs il est possible de s’affranchir en partie de cet effet, [126-128]. Dans la suite, en comparant les résultats des mesures, nous devons garder à l’esprit qu’il y a ce

battement qui intervient dans les calculs.

Regardons maintenant les résultats complets des mesures SWIFTS avec un QWIP (figure 4.9) et deux QWIPs (figure 4.10). Les sous-figures (a),(b) sont les mêmes que dans la figure 4.8 (a),(a'), (b),(b'). Les traces temporelles sont présentées dans les sous-figures (c) et les fréquences instantanées dans (d). En comparant les intensités en fonction du temps, nous observons que les impulsions sont plus courtes et les battements hétérodynes sont beaucoup moins visibles dans la configuration du système avec 2-QWIPs. En effet, comme expliqué précédemment, le QWIP-1 référence déjà les modifications fréquentielles sur le Lock-in en permettant une démodulation plus précise. Ceci se reflète également sur les figures des fréquences instantanées. Les sauts rapides de la fréquence instantanée visibles dans les figures 4.9, 4.10 sont dus à la dérivation numérique du champ électrique reconstruit qui s'annule de temps en temps. La fréquence instantanée est calculée en dérivant le champ électrique total reconstruit.

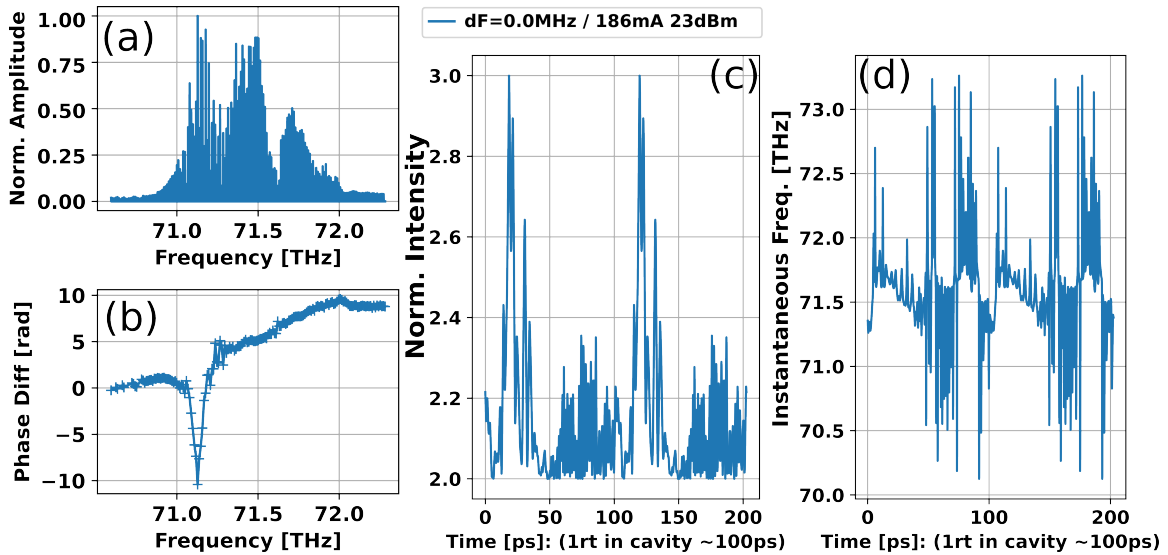


FIGURE 4.9 – Résultats de SWIFTS à 10 °C, 186 mA, 23 dBm avec (1-QWIP,2-Gen.RF) : (a) spectre AC  $|X + iY|$  (b) les différences de phases entre chaque mode ; (c) la trace temporelle reconstruite avec (a) et (b) ; (d) La fréquence instantanée, montrant un chirp linéaire.

Les résultats précédents ont été mesurés à la température de 10° C, ce qui a impliqué une certaine forme de GVD, voir sous-section 2.2.1. Regardons maintenant deux mesures à une température de 15° C dont la forme de GVD est plus plate figure 2.7. Dans ce cas, nous rajoutons une boucle à phase asservie (PLL) pour traquer la fréquence de référence sur le Lock-in plus rapidement et plus précisément. C'est une option qui est rajoutée sur le Lock-in de Zurich Instruments. Les données complètes issues de notre expérimentation via la technique SWIFTS sont présentées dans la figure 4.11.

Dans le présent paragraphe, nous étudions l'impact de l'injection RF dans le laser. A 15° C et à 150 mA ( $1.5 \cdot I_{th}$ ), l'ICL génère un signal de BN plus fin dont la largeur à mi-hauteur est de 40 kHz. La zone de verrouillage est de 2.3 MHz pour 17.5 dBm de puissance d'injection (voir sous-section 3.2.2). Étant à  $1.5 \cdot I_{th}$ , l'effet du générateur est plus marqué que dans les cas précédents où le courant de pompage était à  $2.35 \cdot I_{th}$ . Nous allons comparer les résultats issus de SWIFTS avec une forte modulation (23 dBm) en injectant exactement à la

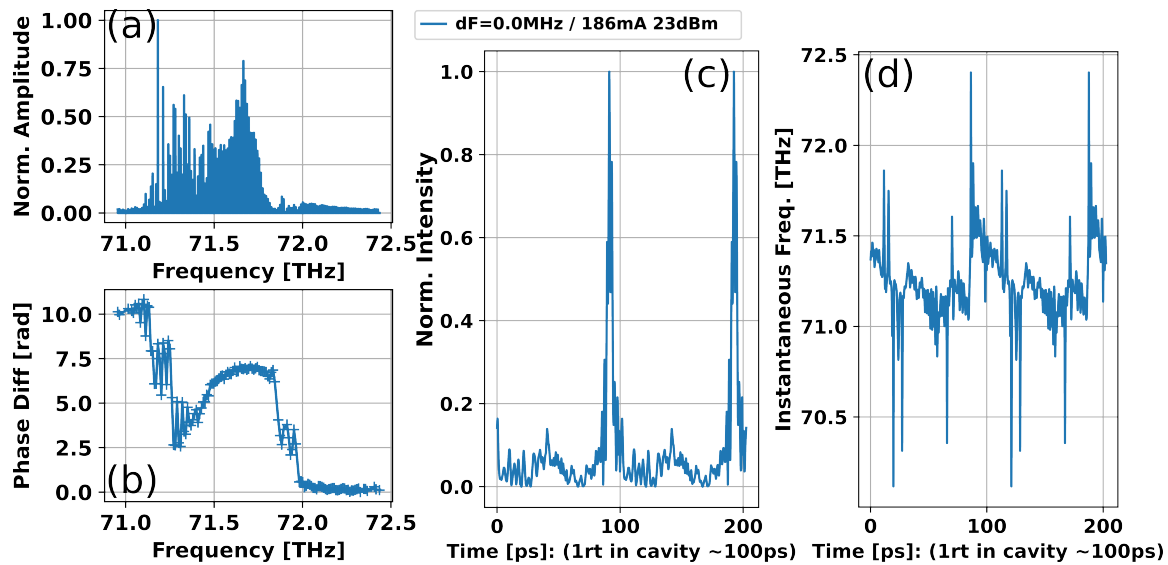


FIGURE 4.10 – Résultats de SWIFTS à 10 °C, 186 mA, 23 dBm avec (2-QWIPs,1-Gen.RF) : (a) spectre AC  $|X + iY|$ ; (b) les différences de phases entre chaque mode; (c) la trace temporelle reconstruite avec (a) et (b); (d) la fréquence instantanée, montrant un chirp linéaire.

fréquence de BN avec l'ICL en fonctionnement quasi libre (-6 dBm).

Nous remarquons que la forme des spectres AC est différente. Avec l'injection, la bande spectrale est plus large. Les variations de différences de phase est moins importante dans le cas d'injection RF que dans le cas de QFR. Les intensités non normalisées (en a.u.) sont comparables entre elles et nous remarquons que le pic de l'impulsion est 2.5 fois plus grand que dans le cas de QFR. Les figures en (d),(e) montrent les traces temporelles normalisées avec deux pic maximaux. L'agrandissement en (e) montre également la meilleure impulsion. La meilleure impulsion est calculée à partir des spectres optique AC et une phase constante entre les modes spectraux, on l'appelle également l'impulsion limitée par la transformée de Fourier. Nous remarquons que dans le cas de l'injection RF, la largeur des pics à FWHM est de 2.9 ps, 2.3 fois plus courte que sans l'injection. Ainsi la forte modulation du laser comprime les impulsions auto-générées. Comme notre laser à 1 seule section n'est pas optimisé pour l'injection et l'extraction des signaux RF, le couplage est 11 fois moins important que dans les travaux similaires avec un ICL à 2 sections[59, 121, 122], de sorte que les effets dans notre cas sont moins visibles.

Pour faire une comparaison, rappelons qu'il a été réalisé des mode blocages de QCLs par injection RF, et dans ce cas il a été montré qu'il y avait aussi une compression et un élargissement du spectre optique. [129-132]

Dans la dernière figure 4.11(f) concernant les fréquences instantanées, nous avons encore une fois une rampe linéaire de fréquences, ce qui confirme que la nature du peigne de fréquences est de type FM, [133]. En revanche, près de la génération de l'impulsion, nous avons une variation de la pente dans les fréquences instantanées. Cette pente est plus importante dans le cas de fortes injections. Ce type de modifications signifie une variation de GVD et un changement de la nature de génération d'impulsion [133, 134].

MESURE TEMPORELLE DE L'INTENSITÉ DU LASER PAR LA TECHNIQUE SHIFTED  
WAVE INTERFERENCE FOURIER TRANSFORM SPECTROSCOPY (SWIFTS)

Nous avons vu l'impact de l'injection en comparant la fonctionnement quasi libre et la forte modulation. Mais que se passe-t-il si nous commençons à faire un balayage des fréquences d'injection en gardant l'amplitude constante ou en modifiant le courant de pompage ? Nous allons traiter ces cas de figures dans la sous-section 4.2.3

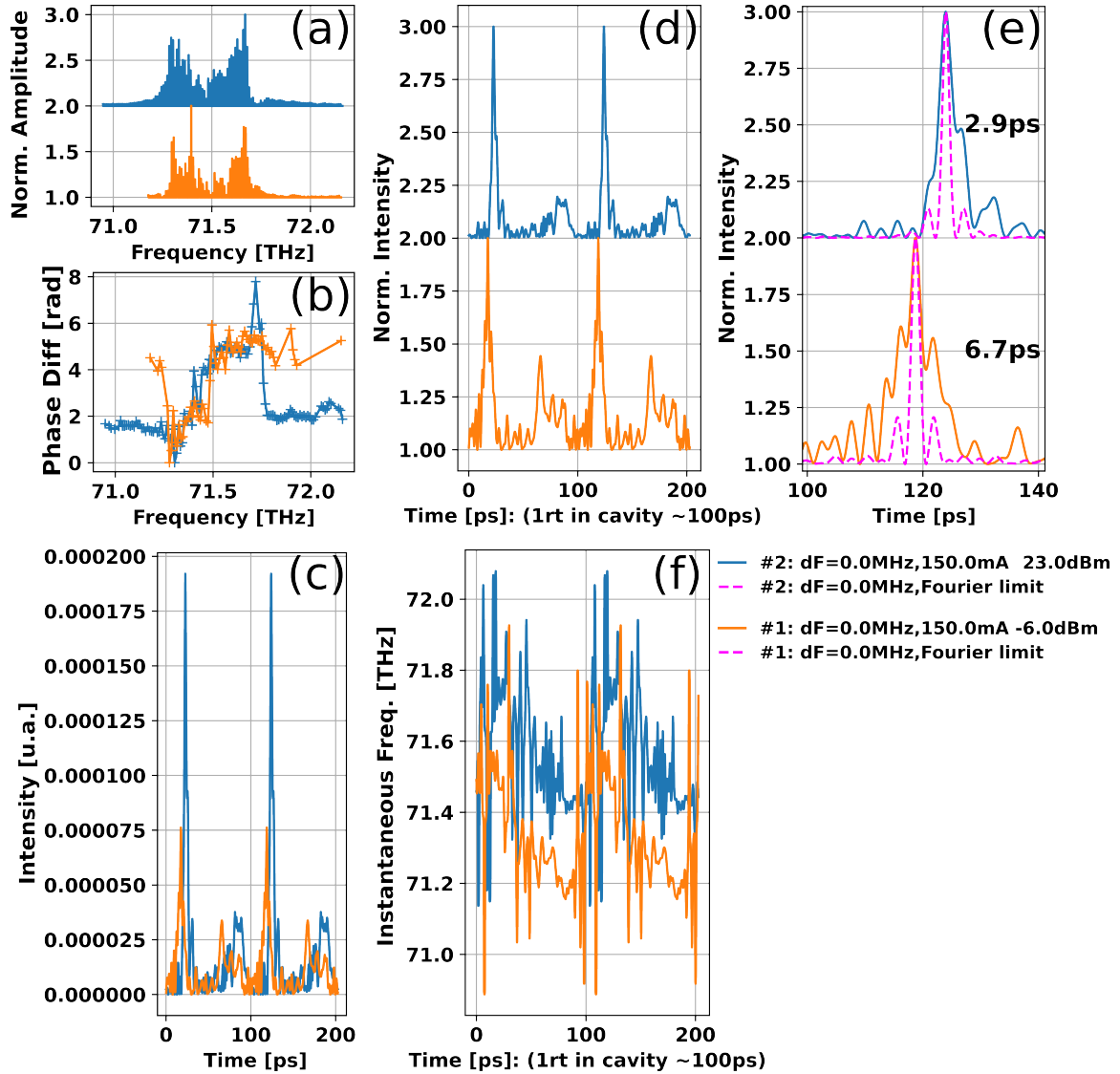


FIGURE 4.11 – Résultats de SWIFTS, la fréquence d'injection est le  $F_{BN}$  avec une forte modulation et QFR, cas de (2-QWIPs,1-Gen.RF) avec PLL sur le lock-in, (a) Spectres optiques AC ; (b) les différences de phases spectrales ; (c) les traces temporelles d'intensité non normalisée en a.u. comparables entre les deux courbes ; (d) les traces temporelles d'intensité normalisée ; (e) agrandissement sur les pics d'intensité en superposant avec les impulsions à la limite de la transformée de Fourier (TF) ; (f) les fréquences instantanées à la résonance de  $F_{BN}$ , montrant un chirp linéaire.

### 4.2.3 Réponse Temporelle de l'ICL à 1-Section : en Balayage de Fréquences d'Injection

Dans cette sous-section, nous allons étudier les effets du balayage des fréquences et du courant de pompage dans deux cas de températures  $10^\circ\text{C}$  et  $15^\circ\text{C}$ .

#### 4.2.3.1 Mesures à $10^\circ\text{C}$ , par (1-QWIP & 2 Gen. RF) Sans Filtrage

Commençons par fixer la température à  $10^\circ\text{C}$ , ce qui détermine la forme globale de la GVD du matériau. A cette température, nous avons déjà mesuré les BN en fonction du courant de pompage, voir le chapitre précédent. Le BN le plus fin est à  $170\text{ mA}$  ( $2.1 \cdot I_{\text{th}}$ ), mais le BN le plus fort est mesuré à  $186\text{ mA}$  soit  $2.35 \cdot I_{\text{th}}$ .

Dans une première étude, nous allons fixer à  $23\text{ dBm}$  l'amplitude de modulation du générateur RF, puis modifier le courant de laser de  $160\text{ mA}$  à  $186\text{ mA}$ , procédant à chaque fois aux mesures de SWFITS (1-QWIP, 2 Gen. RF) en mode bloqué à la fréquence de résonance. Pour chaque courant, nous décalons symétriquement de  $-1\text{ MHz}$  et  $+1\text{ MHz}$  par rapport à la fréquence de résonance. Le but de cette série de mesure est de comprendre le mécanisme de blocage des modes en fonction des différents paramètres.

Dans la [figure 4.12](#) sont présentés uniquement les résultats les plus pertinents. Les sous-figures représentent en (a) les spectres cohérents, en (b) les différences de phases, en (c) les traces temporelles et en (d) la fréquence instantanée d'une mesure.

Dans les spectres optiques montrés précédemment ([4.8](#)), il est visible qu'il y a des pics d'absorption bien réguliers dans les basses fréquences qui ont un impact visible entre  $71.0\text{ THz}$  et  $71.36\text{ THz}$ . La diminution du courant de pompage a trois effets :

- Le premier est le changement de la longueur d'onde centrale qui se décale peu à peu vers le bleu. Ce décalage est en effet difficilement visible dans la figure suivante [4.13](#) que nous allons discuter, mais il est possible de le vérifier de façon plus nette dans la [figure 2.5\(b\)](#) lorsqu'il y a une plus grande variation de courant .
- Le second est le changement de finesse du BN.
- Le troisième, provoqué par le précédent, est la largeur de la plage de la fréquence de mode blocage (plus fin BN  $\Rightarrow$  plus large zone de blocage). Ce point n'est pas traité dans ce manuscrit, mais il est relativement facile de le comprendre. Plus le BN est fin, plus les modes sont synchronisés entre eux et donc plus les modes sont susceptibles de se verrouiller/s'accrocher à un générateur externe qui les suit jusqu'au point de décrochage.

Les traces temporelles montrent qu'il y a certaines configurations pour lesquelles les mesures donnent des impulsions courtes. *Sans oublier que dans ces mesures il y a la partie hétérodyne due à l'absorption qui perturbe les mesures.* Néanmoins, cela n'empêche pas qu'on voit bien les fortes variations. Les largeurs des traces temporelles à mi-hauteur en

fonction de la fréquence et du courant sont récapitulées dans la [figure 4.13](#). De façon générale, les impulsions les plus courtes (de 4.3 ps et 3.2 ps) sont obtenues pour les fréquences avec +1 MHz de décalage par rapport à la fréquence de BN en fonctionnement libre. Il est également intéressant de regarder au plus près le cas de 160 mA avec ses variations de fréquences et ses traces temporelles limitées par la TF, voir la [figure 4.14](#). Dans cette figure, il est visible que l'injection à la résonance donne des impulsions larges; le battement hétérodyne joue pour partie. Mais, de façon plus importante, les décalages de fréquences  $\pm 1$  MHz réajustent légèrement le FSR, et modifient également la fréquence de forçage qui agit sur le laser et permet une synchronisation des modes en phase. Pour la même puissance d'injection, il est possible de modifier l'effet de l'injection juste en synchronisant en phase ou en anti-phase. Un exemple très simple permet de le comprendre. Si nous avons deux pendules couplés l'un avec l'autre, deux modes d'oscillations peuvent être excités, en phase et en anti-phase. Ceci a été étudié et montré dans des articles qui concernent les QCLs [117], résonateur opto-mécanique [135], mais également dans ceux qui concernent les ICLs à deux sections avec RF optimisation [59, 119, 120]. Néanmoins, dans les travaux cités, il n'est pas montré de façon explicite la transition de synchronisation en phase et en anti-phase, nous le ferons [125] lors de l'explication de la [figure 4.18](#). Dans la [figure 4.12 \(b\)](#) et dans la [figure 4.15 \(b\)](#), nous pouvons distinguer très facilement que les différences de phase pour les fréquences [71.36-72.0] THz non impactées par l'absorption sont modifiées en fonction de la fréquence d'injection, ce qui renforce l'hypothèse de la synchronisation en phase et anti-phase, voir les courbes correspondant à  $dF=0$  MHz,  $dF=-1$  MHz,  $dF=+1$  MHz.

Après vérification, le tracé de #2 ne doit pas être traité comme les autres car il s'avère que l'ICL n'était pas entièrement en régime mode bloqué de sorte que les résultats extraits ne sont pas totalement sûrs et demanderaient une confirmation.

Une dernière comparaison qualitative non exposée ici indique que l'injection en  $F_{BN}+1$  MHz est meilleure. Elle compare le rapport des amplitudes des pics des impulsions limitées en sortie de la TF et les mesures réelles. Par exemple, à la résonance  $(I_{TFlim,0MHz})/(I_{dF=0MHz}) = 12$ , ce rapport vaut 10 et 7.5 ( $dF=-1$  MHz,  $dF=+1$  MHz, respectivement) pour les autres fréquences d'injection.

En récapitulant, ces derniers résultats montrent que certains décalages de fréquence d'injection produisent de meilleures qualités d'impulsions. Ceci peut être aussi accompagné par le décalage du courant de pompage : plus le rapport courant/seuil est élevé, plus il faut de la puissance de modulation ou du réajustement (en phase) par un décalage de fréquence. De façon générale, pour les courants forts, les BNs en fonctionnement libre deviennent larges et donc difficilement verrouillables. Les mesures ont été faites dans la configuration de SWIFTS d'un QWIP et 2-Gen.-RF, et l'on peut conclure que l'absorption moléculaire a eu un certain impact sur toutes les mesures. Dans la suite, nous allons filtrer la partie du spectre qui a été perturbée et nous essayerons de tirer des informations utiles.



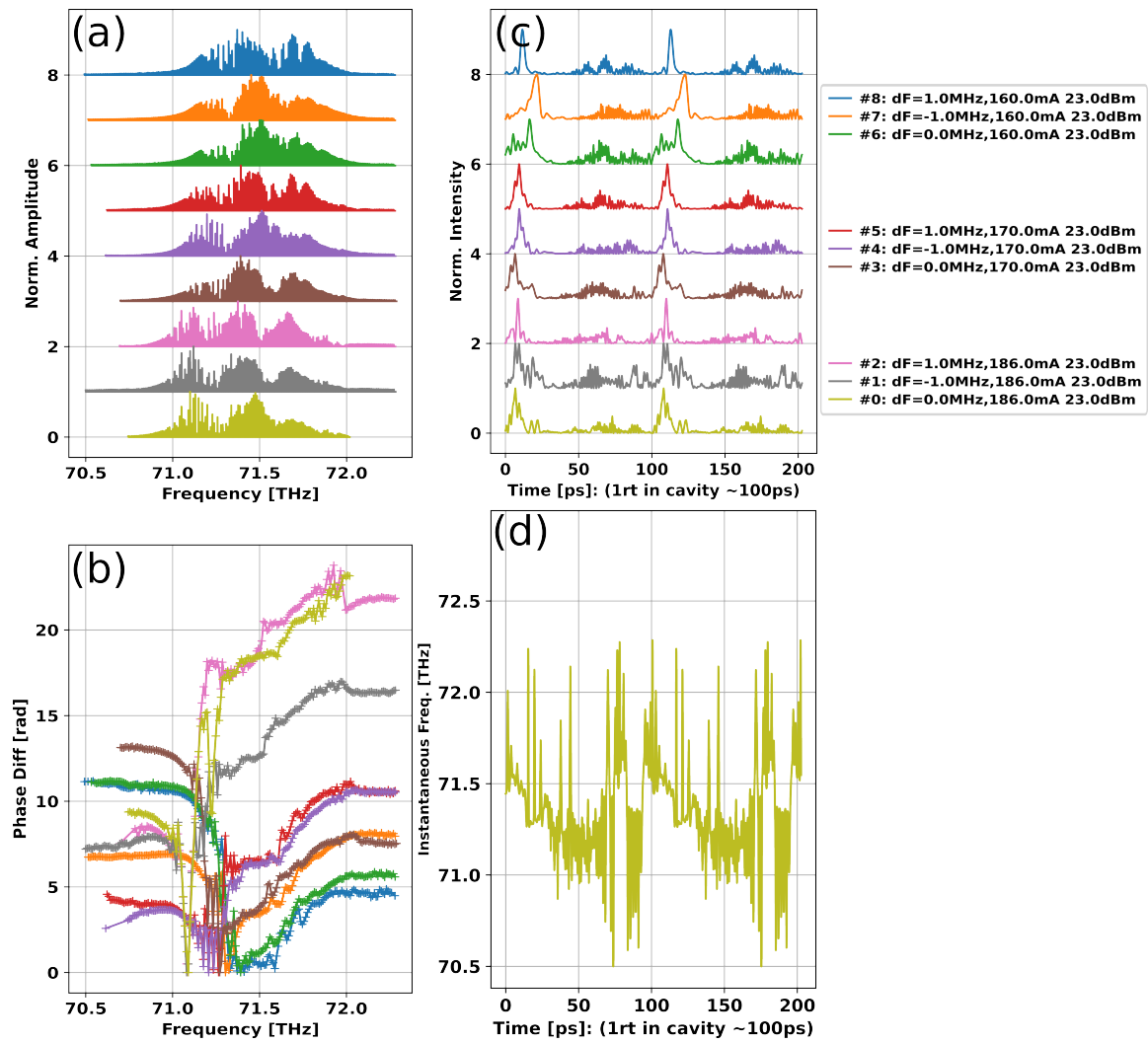


FIGURE 4.12 – Résultats de SWIFTS en balayant le courant de pompage de 160 mA à 186 mA et en modifiant en même temps les fréquences d’injection à la résonance de  $F_{\text{BN}}$  et  $dF_{\text{BN}} \pm 1$  MHz ;  $T=10^\circ\text{C}$ , 23 dBm : (a) spectres optiques AC ; (b) les différences de phases spectrales ; (c) les traces temporelles d’intensité ; (d) la fréquence instantanée à 186 mA et à la résonance de  $F_{\text{BN}}$ , montrant un chirp linéaire

MESURE TEMPORELLE DE L'INTENSITÉ DU LASER PAR LA TECHNIQUE SHIFTED  
WAVE INTERFERENCE FOURIER TRANSFORM SPECTROSCOPY (SWIFTS)

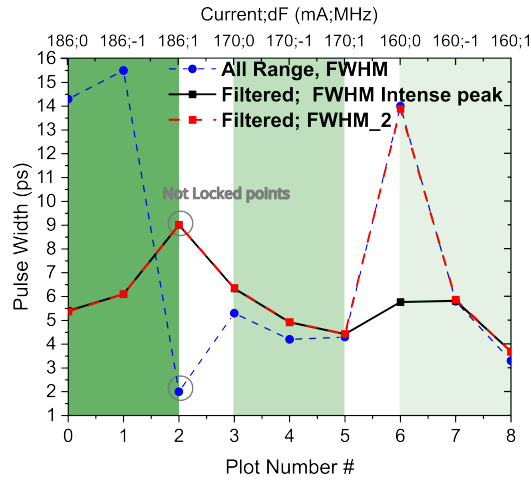


FIGURE 4.13 – Largeur des impulsions en fonction du courant et de la fréquence d’injection correspondant à la trace temporelle de la [figure 4.12](#). en (bleu) sans filtrage, toute la zone spectrale, en (rouge) avec filtrage et la largeur à mi-hauteur (FWHM) de tous les signaux, en (noir) avec filtrage, le FWHM réduite au pic le plus intense, (*exemple 160 mA et 0 MHz*).

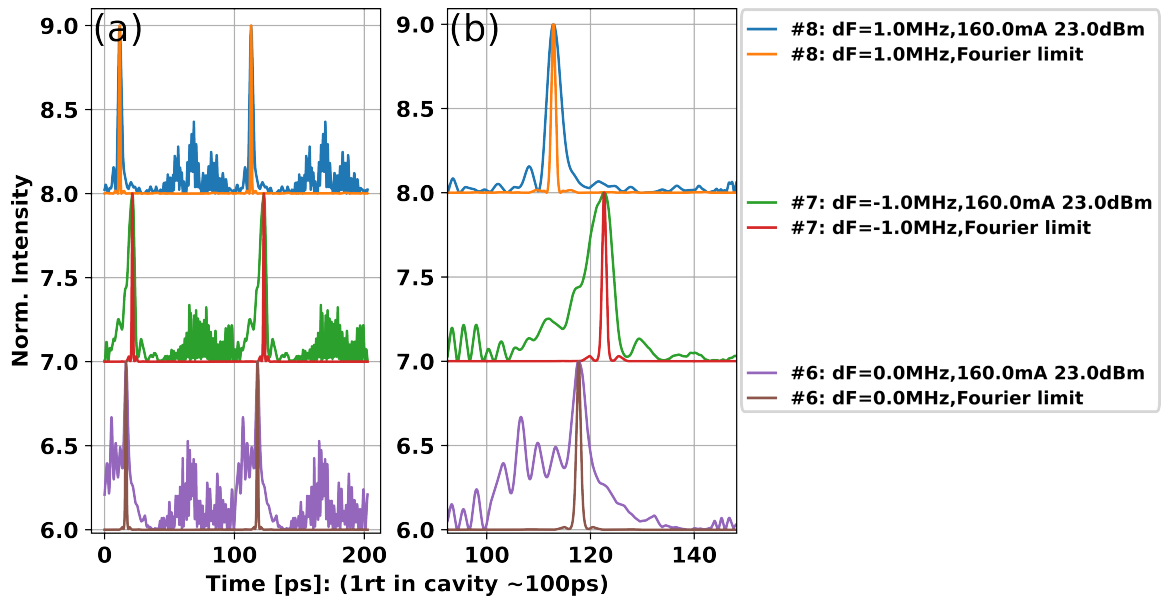


FIGURE 4.14 – Les traces temporelles avec un courant de pompage de 160 mA et balayant les fréquences d’injection à la résonance de  $F_{BN}$  et de  $F_{BN} \pm 1$  MHz : (a) 2 périodes de traces temporelles ; (b) agrandissement autour des pics d’intensité en superposant les pics d’intensité correspondant à la limite de transformée de Fourier (TF).



4.2.3.2 Mesures à 10° C, par (1-QWIP & 2 Gen. RF) Avec Filtrage

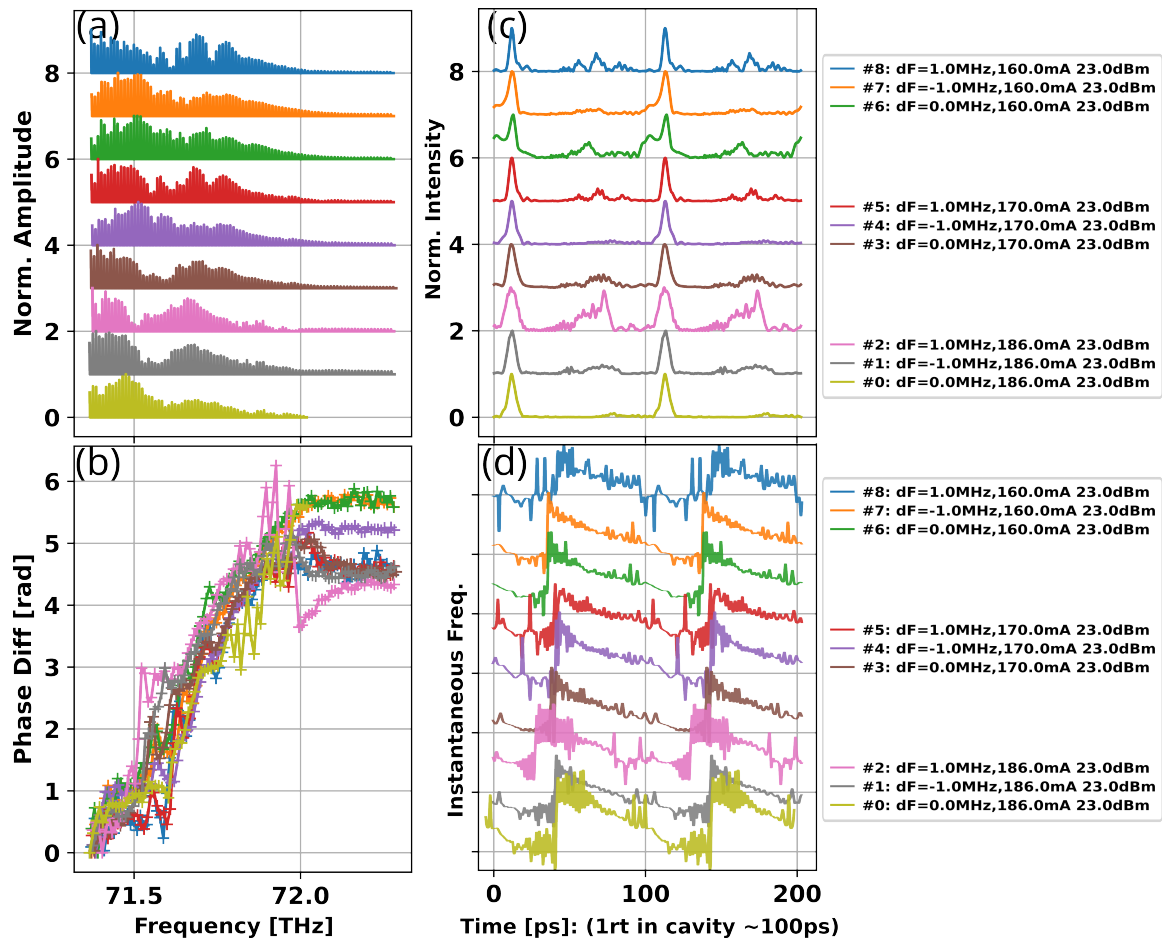


FIGURE 4.15 – Résultats de SWIFTS en balayant le courant de pompage de 160 mA à 186 mA et en modifiant en même temps les fréquences d’injection à la résonance de  $F_{BN}$  et  $\pm 1$  MHz ;  $T=10$  ° C, 23 dBm : (a) spectres optiques AC, la zone perturbée est filtrée ; (b) les différences de phases spectrales ; (c) les traces temporelles d’intensité ; (d) la fréquence instantanée à 186 mA et à la résonance de  $F_{BN}$ , montrant un chirp linéaire

Pour analyser les mesures, précédentes sans être affecté par les effets de la partie spectrale perturbée, nous avons appliqué un filtre numérique "passe-haut" qui bloque les basses fréquences jusqu’à 71.36 THz.

La [figure 4.15](#) montre les mêmes informations que la [figure 4.12](#) à la différence qu’ici nous n’avons gardé que la partie des données non perturbées par l’absorption moléculaire. Dans la sous-figure (d) sont présentées les fréquences instantanées de différentes mesures normalisées. Comme nous l’avons déjà évoqué, les variations de pentes dans les courbes de fréquences instantanées représentent des variations de la dispersion spectrale. Par exemple, il est visible que la pente globale des courbes #0 et #1 change lorsque la fréquence d’injection est modifiée. Dans la sous-figure (b), nous mesurons les largeurs des impulsions qui sont reportées dans la [figure 4.13](#), en tracés rouge et noir. Nous remarquons que les trois différents traitements donnent des résultats similaires dans le cas d’un courant d’injection de 170 mA. Pour les autres courants, la largeur change selon qu’on considère que la tracé type #6 est fait

d'un seul pic ou de différents pics très proches. Dans ce dernier cas, on sélectionne juste le pic le plus intense, mais la représentation la plus réaliste serait de ne pas considérer uniquement le FWHM de ce pic particulier mais de toute la forme, ce qui amènerait des variations plus qualitatives.

Après vérification, ici également le tracé de #2 ne doit pas être traité comme les autres car il s'avère que l'ICL n'était pas entièrement en régime mode bloqué ainsi les résultats extraits ne sont pas parfaitement confirmés.

Comme précédemment, nous allons regarder le cas d'un courant de 160 mA avec plus de détails. Les résultats sont présentés dans la [figure 4.16](#). En (a) les spectres AC, en (b) les différences de phases, en (c) les impulsions mesurées, les impulsions TF limitées et les fréquences instantanées normalisées (re-dimensionnées), en (d) l'agrandissement autour de l'impulsion de (c), en (e) les intensités relatives des impulsions en unité arbitraire. Dans cette dernière figure, il est visible que l'injection à -1 MHz favorise la création d'une impulsion de plus haute intensité; de plus, le rapport des intensités entre l'impulsion à TF limitée et l'impulsion mesurée est celui qui est le moindre des trois courbes. Il est également intéressant de remarquer que les pentes des fréquences instantanées ne sont pas les mêmes dans les trois cas : de façon générale, les courbes en gris commencent avec un certain angle puis s'aplatissent à l'endroit où l'intensité des impulsions est maximale (à l'intérieur des pics). Nous remarquons que dans le cas de l'injection à -1 MHz, la fréquence instantanée est presque à pente nulle jusqu'à la fin de l'impulsion, ce qui veut dire que les modes sont bien synchronisés entre eux. Ainsi, l'injection synchronise les modes et de plus favorise la prolifération d'une impulsion de type AM.

Dans le cas de +1 MHz, nous avons une impulsion plus étroite; par contre, en intensité relative elle est la moins intense. De plus, la pente durant l'impulsion n'est pas nulle, elle varie relativement plus vite que dans les deux autres cas (0 MHz et -1 MHz). Ce type de synchronisation est plus spécifique de peignes de fréquence type FM.

A travers l'exemple à 160 mA d'intensité de courant, nous avons vu qu'il est possible de procéder au mode blocage même si le BN n'est pas le plus fin, de même qu'il est possible de contrôler le FSR du laser et de plus de verrouiller les modes spectraux entre eux. L'intensité et la fréquence d'injection RF permettent de procéder à un équilibre entre les deux modes blocage type FM et AM. Nous sommes alors dans un état hybride FM/AM. Comme, dans notre cas, l'injection n'est pas optimisée, il y a beaucoup de pertes. En revanche, avec un système optimisé, les effets sont plus visibles et nous pourrions par exemple obtenir un OFC type AM à très forte amplitude.

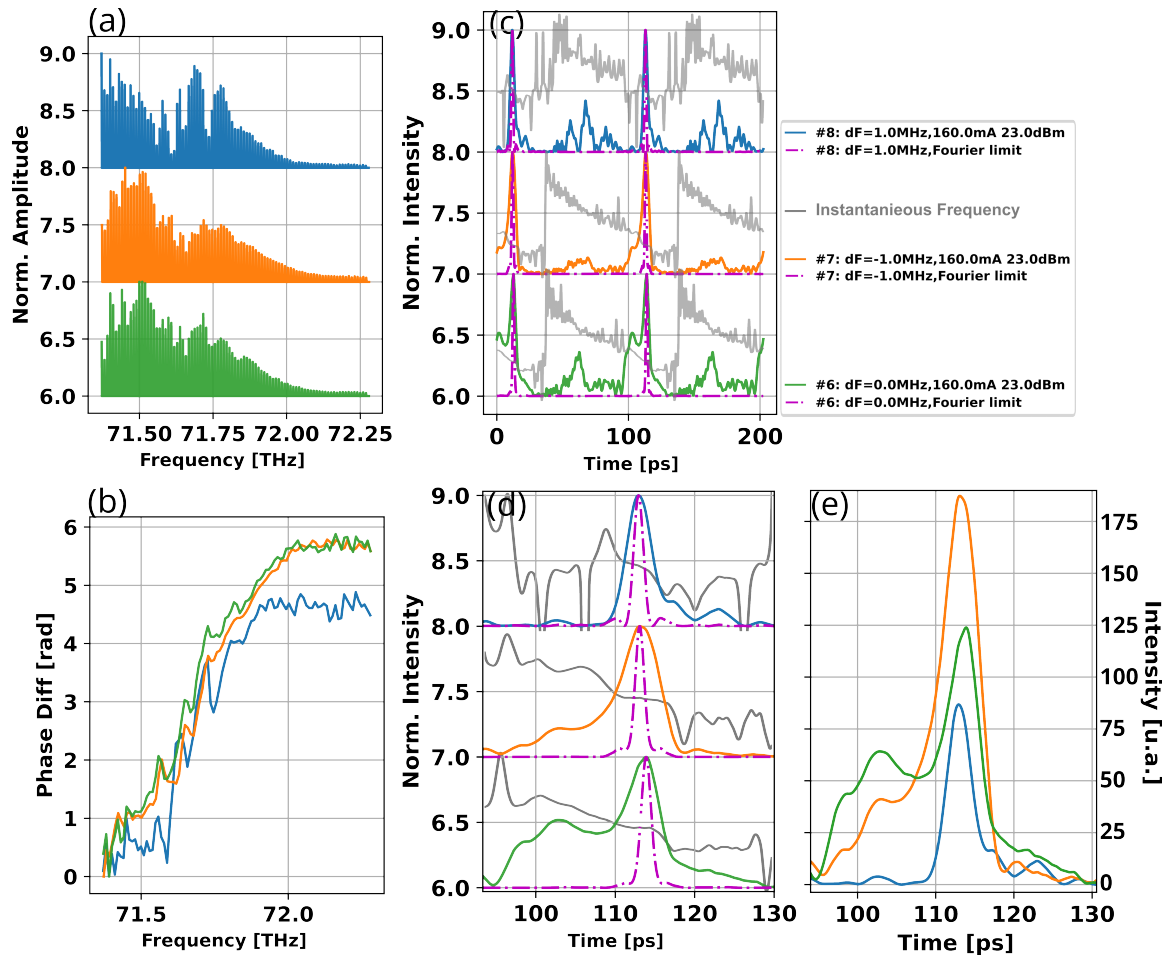


FIGURE 4.16 – Les traces temporelles avec un courant de pompage de 160 mA et balayant les fréquences d’injection à la résonance de  $F_{BN}$  et de  $F_{BN} \pm 1$  MHz :

(a) spectres optiques AC, la zone perturbée est filtrée ; (b) les différences de phases spectrales ; (c) 2 périodes de traces temporelles (maximum d’amplitude normalisée à 1) avec la fréquence instantanée en gris ; (d) agrandissement autour des pics d’intensité en superposant les pics d’intensité correspondant à la limite de la transformée de Fourier (TF) ; (e) les intensités relatives en unité arbitraire.

#### 4.2.3.3 Mesures à 15° C, par (2-QWIPs & 1 Gen. RF)

Dans la suite, nous allons changer la configuration de SWIFTS (2-QWIPs,1-Gen.RF) pour minimiser le battement moléculaire hétérodyne et nous ne ferons qu'un seul balayage de fréquences, certes avec un pas relativement fin.

Dans la [figure 4.17](#) sont présentés les résultats des mesures à la température de 15° C, avec un balayage de fréquence de -1.2 MHz à 1.5 MHz. En (a) sont présentés les spectres AC  $|X+iY|$ , en (b) nous avons les différences de phases, en (c) les traces temporelles et en (d) la fréquence instantanée dans le cas d'injection à la fréquence de résonance.

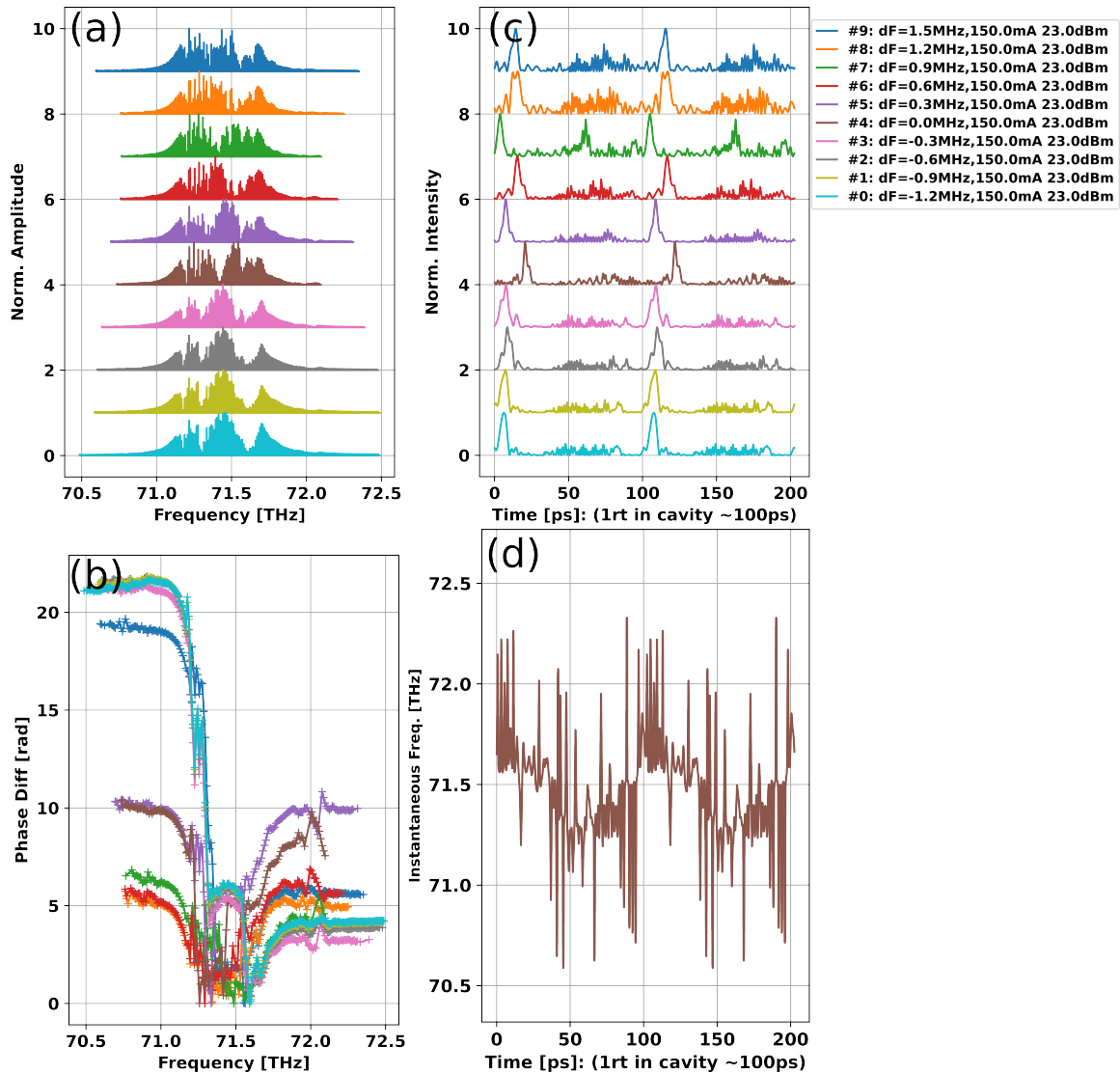


FIGURE 4.17 – Résultats de SWIFTS en balayant la fréquence d'injection de  $F_{BN}-1.2$  MHz à  $F_{BN}+1.5$  MHz,  $T=15$  °C, 23 dBm : (a) spectres optiques AC ; (b) les différences de phases spectrales ; (c) les traces temporelles d'intensité ; (d) la fréquence instantanée à la résonance de  $F_{BN}$ , montrant un chirp linéaire.

Ici, le courant de pompage est de  $1.5 \cdot I_{th}$  et le BN est le plus fin, à 40 KHz. La plage de mode blocage est de 2.3 MHz pour une injection de 17.5 dBm. Dans cette configura-

tion, nous observons encore la formation d'impulsions plus ou moins larges en fonction de la fréquence d'injection. Les largeurs à mi-hauteur ont été mesurées et sont reportées dans la [figure 4.18\(b\)](#). Dans cette dernière figure, sont également reportées les mesures de la phase et de l'amplitude lors du balayage des fréquences. En effet, l'amplitude et la phase de la [figure 4.18\(a\)](#) ont été mesurées par le lock-in lorsque nous avons procédé à l'injection pour acquérir les cartes présentées dans le chapitre précédant à la [figure 3.16b](#). L'amplitude de la [figure 4.18](#) correspond à la diagonale de l'amplitude dans la carte présentant le verrouillage par l'injection. Afin d'être mesurables par le lock-in, ces signaux ont été reconvertis en MHz. Avec cette technique, nous avons mesuré la variation de phase et d'amplitude lors du balayage fréquentiel. En comparant les 3 courbes présentées dans la [figure 4.18\(b\)](#), il est évident qu'à ce point de fonctionnement du laser (15° C, 150 mA), l'impulsion la plus courte est obtenue pour une fréquence égale à la fréquence de BN en fonctionnement libre. Nous voyons également un abrupt changement de phase, ce qui témoigne de la modification du régime de fonctionnement et notamment du passage en mode synchronisation en phase.

Par la suite, les données de l'amplitude et de la phase nécessiteront une analyse plus poussée pour en extraire plus d'informations, en particulier trouver si, dans ce système, il y a différents modes d'oscillations et comment le système passe d'un mode à l'autre.

Dans cette sous-section, nous avons vu que l'ICL est en mode bloqué et émet des impulsions relativement courtes de quelques ps. Le balayage fréquentiel permet de trouver les modes de fonctionnement les plus optimaux pour un peigne de fréquences avec des émissions d'impulsions linéairement "chirpées".

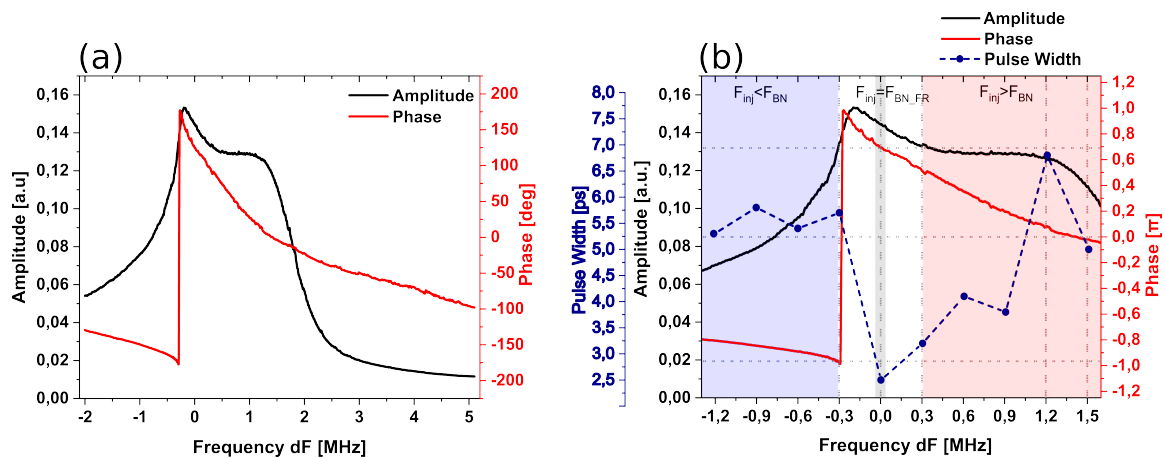


FIGURE 4.18 – en bleu, largeurs des impulsions en fonction de la différence de fréquence d'injection dF correspondant aux traces temporelles de la [figure 4.17](#), en noir, l'amplitude de BN converti en MHz en a.u. mesuré sur le QWIP-1, en rouge, modification de phase en fonction de la fréquence d'injection.

### 4.3 Conclusion du Chapitre 4

En conclusion, nous avons vu dans ce chapitre comment un système FTS (sous-section A.1.1) et SWIFTS (sous-section A.1.2) fonctionne, à la fois sous l'aspect théorique (dans la section A.1) et par l'expérimentation de façon décortiquée. Nous avons listé les sources de problème et leurs solutions. Un schéma expérimental (optique et électrique) détaillé a été présenté, qui permet la compréhension du travail effectué. Nous avons discuté tous les points concernant l'acquisition des données, leur traitement et leurs significations autour de quelques points clés. La technique SWIFTS a été déployée dans deux configurations différentes, chacune avec ses avantages et ses inconvénients. Son utilisation a permis de caractériser l'ICL à 1-section sans optimisation RF. Nous avons vu que l'ICL ayant relativement faible dispersion de vitesse de groupe (GVD) générerait des impulsions de quelques ps. Cette génération d'impulsion a été observée dans les cas de verrouillage de modes par l'injection RF et de très faible modulation équivalente au fonctionnement quasi libre. Ces résultats de fonctionnement quasi libre montrent une auto-génération d'impulsions avec un chirp linéaire qui témoigne de la nature de l'impulsion, une auto-modulation de fréquences (FM) due à la non-linéarité du laser.

Vu la fréquence centrale du laser, nous avons été confrontés aux perturbations de battements hétérodynes entre le peigne de laser et le quasi-peigne de la molécule  $\text{CO}_2$  présente dans l'air ambiant. L'introduction de variations de phases rapides a été surmontée par la modification de la configuration SWIFTS. Nous avons pu mesurer les largeurs des impulsions en fonction des fréquences d'injection, de la modification de la température et de la modification du courant de pompage.

Finalement, en réalisant et en analysant avec beaucoup de détails nos expérimentations sur l'aspect temporel des peignes de fréquences basés sur l'ICL, nous avons confirmé l'hypothèse que nous faisons dans la sous-section 3.2.2 que le mode blocage était possible par l'injection. Et même avec une faible injection, nous avons démontré que les ICL à faible dispersion de guide d'ondes génèrent un BN fin, émettaient des impulsions et procédaient spontanément à l'auto-verrouillage des modes, ceci étant renforcé par l'injection RF. La génération d'impulsions par injection RF avait été déjà observée, mais avec un laser à 2 sections avec des optimisations RF. Cette génération d'impulsions n'a jamais été observée dans le régime de fonctionnement quasi libre de l'ICL. Ce résultat de notre travail est inédit.

En perspective, il est possible de modifier le schéma expérimental initial en vue de procéder à une mesure spectroscopique pour déterminer la concentration de gaz  $\text{CO}_2$  dans l'air. A l'inverse, si l'on veut améliorer la caractérisation du laser, il est meilleur que les faisceaux optiques traversent un milieu non susceptible d'absorption afin d'obtenir uniquement les informations dues au laser.



# **Quatrième partie**

## **Conclusion**





## CONCLUSION

1. *"La valeur morale ne peut pas être remplacée par la valeur intelligence et j'ajouterai : Dieu merci!"*
2. *"Je suis reconnaissant à tous ceux qui m'ont dit non, car, grâce à eux, je l'ai fait moi-même."*

---

– Albert Einstein

Dans ce manuscrit de thèse, nous avons traité le sujet "Génération et contrôle des peignes de fréquences optiques dans les lasers à cascade interbande".

En particulier, dans le [chapitre 1](#), nous avons introduit le sujet d'étude en faisant l'état historique et actuel de l'art et en décrivant les éléments indispensables au bon déroulement de la thèse (OFC, FWM, techniques de caractérisation, etc.).

Ensuite, dans le [chapitre 2](#), nous avons vu comment mesurer la dispersion et l'impact de cette dernière sur l'état des peignes de fréquences générés par deux échantillons de lasers à différents régimes de fonctionnement.

Puis, dans le [chapitre 3](#), nous avons montré comment procéder au verrouillage des modes de façon passive et active : le cas passif à travers un ICL à 2-sections et le cas actif à travers un ICL à 1-section sans optimisation RF.

Enfin, dans le [chapitre 4](#), nous avons expliqué le fonctionnement de la technique de caractérisation des peignes de fréquences optiques. Dans le cas de l'ICL à 1-section testé, les résultats montrent qu'il y a une auto-génération d'impulsions courtes de 2.9 ps (avec injection RF) et de  $\sim 6.7$  ps (sans injection en fonctionnement libre). Le balayage des fréquences (RF) d'injection prouve qu'il y a un mécanisme de synchronisation (FM et AM) des modes spectraux.

Nous avons scruté le principe de fonctionnement des ICL, base des lasers que nous utilisons. Et nous avons expliqué le pourquoi et le comment de la technique que nous avons retenue pour l'expérimentation qui fait l'objet de notre thèse.

Nous avons répondu aux 4 questions posées dans l'introduction :

1. Nous avons expliqué comment se formaient les peignes de fréquences, la dispersion de la cavité, l'auto-verrouillage des modes.
2. Nous avons donné une des méthodes pour mesurer les peignes de fréquence de façon adéquate grâce à la technique SWIFTS.
3. Nous avons montré comment contrôler les peignes de fréquences optiques : en servant de la petite section pour changer la dispersion intracavité et/ou en introduisant de l'absorption faisant office d'absorbant saturable, l'injection de fréquence étant faite par un générateur externe.
4. Nous avons détaillé et expliqué les paramètres clés mis en jeu pour les ICL en état d'OFC : GVD/GDD, absorption, injection RF, etc.

Dans ce manuscrit de thèse, nous avons par conséquent répondu aux problématiques posées en début de thèse.

Tout ceci a été réalisé au travers d'une série d'expériences méthodiques et rigoureuses. Le montage expérimental optique/interférométrique était très sensible. Il était construit autour d'un échantillon de laser unique qui n'avait pas eu de "process" spécial pour optimisation RF.

En conclusion générale, cette thèse aura apporté plusieurs progrès dans les connaissances de l'opto-électronique quantique :

- la compréhension de la formation des peignes de fréquences dans les ICL, à partir du cas déjà connu et un peu similaire des QCL, mais en explicitant avec exactitude les divergences entre les deux,
- en particulier la compréhension du rôle fondamental de la petite section dans le cas où on utilise un laser à 2-sections,
- les paramètres clés mis en jeu et les méthodes pour les faire varier en vue de contrôler les dispositifs,
- le résultat inédit du phénomène d'auto-génération des impulsions de lumière des lasers par auto-verrouillage des modes optiques.

À terme, la maîtrise de ces peignes de fréquences devrait ouvrir la voie au développement d'instruments puissants et précis de communication à l'espace libre, d'étalons fréquentiels pour d'autres instruments type spectromètres, de mesures pour les gaz et autres milieux semblables à investiguer. Et ce, avec une moindre énergie à fournir.

Les travaux suivants à mener pourront être consacrés à fabriquer et configurer des lasers adéquats pour ce genre d'utilisations (guides d'ondes adaptés RF, ICL à large spectre, ICL à 3-sections, etc.), à automatiser le système, à rendre la pratique plus performante, à confronter les résultats des mesures aux équations de Maxwell-Bloch pour améliorer et optimiser les modèles de peignes de fréquence simulés par ordinateur.

# **Cinquième partie**

## **Annexe**



# **Annexes**



---

# CALCULS POUR SPECTROSCOPIE PAR TRANSFORMÉE DE FOURIER

## A.1 Calculs pour Spectroscopie par Transformée de Fourier

### A.1.1 Fourier Transform Spectroscopy : FTS

La densité spectrale d'intensité est définie par la relation suivante :

$$dI = B(\sigma)d\sigma \quad (\text{A.1})$$

s'il s'agit d'une source strictement monochromatique, il en revient que le spectre optique  $B(\sigma) = I_0\delta(\sigma - \sigma_0)$ , attention à ne pas mélanger  $\delta$  la différence de chemin optique et le symbole de Kronecker

L'interférence entre 2 ondes strictement monochromatiques est donnée par l'équation suivante en négligeant les aspects géométriques liés au système étudié.

$$I_{mono}(\delta) = (\eta_1^2 + \eta_2^2)I_0 \left[ 1 + 2 \left( \frac{\eta_1\eta_2}{\eta_1^2 + \eta_2^2} \right) \text{Re} \left\{ \frac{\Gamma(\delta)}{\Gamma(0)} \right\} \right] \quad (\text{A.2})$$

$\eta_1, \eta_2$  sont les coefficients qui donnent les transmissions dans chaque bras d'interféromètre,  $\gamma(\delta) = \frac{\Gamma(\delta)}{\Gamma(0)}$  est appelé degré de cohérence complexe normalisé qui est assimilable à une fonction d'autocorrélation. Cette dernière donne la similitude entre les deux ondes dont l'une a été retardée temporellement. L'équation A.2 peut être réécrite sous forme :

$$I_\sigma(\delta) = (\eta_1^2 + \eta_2^2)I_0 \left[ 1 + 2 \left( \frac{\eta_1\eta_2}{\eta_1^2 + \eta_2^2} \right) \cos(2\pi\sigma\delta) \right] \quad (\text{A.3})$$



Il est possible d'étendre cette équation pour calculer l'intensité totale dans toutes les longueurs d'onde. Comme les ondes de fréquence différentes sont incohérentes entre elles, les intensités s'additionnent entre elles. L'équation qui décrit l'interféromètre à deux ondes (division d'amplitude) polychromatiques est donnée par :

$$I_{poly}(\delta) = \int_0^{\infty} B(\sigma) I_{\sigma}(\delta) d\sigma \quad (\text{A.4})$$

Les calculs correspondant à ce type de système sont détaillés dans les travaux de [[136], [137], [138]]

En considérant que le spectre de  $B(\sigma)$  est une fonction réelle et paire, l'équation peut être réécrite sous la forme d'une transformée de Fourier (*TF*)

$$I_{poly}(\delta) = (\eta_1^2 + \eta_2^2) I_0 \left[ 1 + 2 \left( \frac{\eta_1 \eta_2}{\eta_1^2 + \eta_2^2} \right) \operatorname{Re} \left\{ \frac{\int_{-\infty}^{\infty} B(\sigma) e^{-2i\pi\sigma\delta} d\delta}{\int_{-\infty}^{\infty} B(\sigma) d\delta} \right\} \right] \quad (\text{A.5})$$

$$= (\eta_1^2 + \eta_2^2) I_0 + \left[ 4\eta_1 \eta_2 \int_0^{\infty} B(\sigma) \cos(2\pi\sigma\delta) d\sigma \right] \quad (\text{A.6})$$

$$= I_{moy} + I_{interprogramme}(\delta) \quad (\text{A.7})$$

$$I_{moy} \propto R \cdot \tau_M \cdot T_i \cdot \Omega \cdot R_q \quad (\text{A.8})$$

avec

- $I_{moy}$  : Intensité moyenne.
- $R$  : Radiance exprimée en  $(W/m^2/sr/cm^{-1})$ , indique la quantité d'énergie transmise.
- $\tau_M$  : Transmission effective d'interféromètre de Michelson.
- $\Omega$  : Étendue géométrique est un facteur géométrique de l'instrument (pupille,..).
- $T_i$  : Temps d'intégration est la durée d'exposition.
- $R_q$  : Efficacité quantique est le rendement du détecteur, qui indique la conversion *photon* en *électron*.

Ces équations montrent que le spectre  $B(\sigma)$  et l'interférogramme  $I(\delta)$  sont liés par la transformée de Fourier. En pratique l'intensité  $I(\sigma)$  est limitée par une bande spectrale  $[\sigma_1 : \sigma_2]$  et par une forme de filtre spectral  $f(\sigma)$ . L'équation finale est de la forme :

$$I(\delta) \simeq \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} I(\sigma) f(\sigma) \cos(2\pi\sigma\delta) d\sigma \quad (\text{A.9})$$

Il s'agit de l'équation détaillée dans l'article de [137]. Comme nous avons montré le lien entre le spectre et l'interférogramme  $B(\sigma) \stackrel{TF}{\rightleftharpoons} I(\delta)$ , il est justifié d'utiliser l'algorithme de Transformation de Fourier rapide (Fast Fourier Transform : FFT) dans nos calculs sous *Python*. *FFT* permet de faire des allers-retours entre l'espace interférométrique et spectrale.

### A.1.2 Shifted Wave Interference Fourier Transform Spectroscopy

Dans cette sous-section nous allons montrer les équations qui décrivent un système de SWIFTS. Ici nous n'allons pas tout démontrer de A à Z, mais en se servant de la démonstration du FTS et des analyses détaillées de SWIFTS [88, 89, 123, 133, 134, 139-141], nous montrerons comment obtenir les équations qui décrivent la technique.

Nous avons vu que dans la sous-section A.1.1 l'interféromètre de type FTS à division d'amplitude est décrit par les équations A.5. C'est-à-dire que le signal interférométrique est composé d'une intensité moyenne (ligne de base) et d'une partie variable modulée en fonction de l'OPD (retard temporel). N'ayant pas de détecteurs aussi rapides que l'oscillation d'onde optique, ils n'enregistrent que les moyennes temporelles des ondes incidentes et comme vous l'avez déjà remarqué, ce type d'instrument n'enregistre que les intensités du signal optique. En effet, l'information temporelle du champ électromagnétique est perdue, c'est-à-dire l'information de la phase du champ. Dans l'équation A.10, le terme en exponentielle décrivant l'aspect temporel du champ sera perdu lors du calcul d'intensité.

$$I \sim \left| E \cdot e^{i(\omega t + \varphi_0)} \right|^2 \quad (\text{A.10})$$

avec  $E$  : l'amplitude du champ,  $\omega$  : la fréquence de l'onde  $\varphi_0$  : la phase de la fréquence de la porteuse (CEP, carrier-envelope phase)

C'est par cette raison que, la technique SWIFTS intervient : même si nous ne mesurons pas directement le champ électrique, nous sommes capables de reconstruire le champ et le profil d'intensité instantané issu du laser en retrouvant les différences de phases entre chaque mode (Onde).

Le champ électrique émis par le laser multimode est décrit par l'équation complexe suivante A.11

$$E(t) = \sum_n \{ E_n e^{i(\omega_0 + n\omega_\Delta)t} \} \text{ avec } E_n = |E_n| e^{i\phi_n} \quad (\text{A.11})$$

- $E_n$  : Amplitude de mode  $n$ .
- $n$  : Numéro de mode  $n$ .
- $\omega_0 = \omega_{CEO}$  : Fréquence de l'enveloppe de la porteuse.
- $\omega_\Delta$  : Fréquence de séparation (BN) entre les modes.
- $\phi_n$  : Phase du mode  $n$ .

En utilisant la notation complexe du champ, nous allons réécrire l'équation du FTS démontrée précédemment A.5. Ainsi, le signal temporel moyen au niveau du détecteur s'écrit comme dans l'équation A.12.

$$I_{poly}(\tau) \equiv \langle I_{poly}(t, \tau) \rangle \quad (\text{A.12})$$

$$\sim \frac{1}{2} \sum_n \langle E_n E_n^* \rangle (1 + 1 + 2e^{i\omega_n \tau}) \quad (\text{A.13})$$

$$\sim \sum_n \langle |E_n|^2 \rangle \left( \underbrace{\frac{1}{2} + \frac{1}{2}}_{Const} + \underbrace{e^{i\omega_n \tau}}_{Variable} \right) \quad (\text{A.14})$$

$$= I_{Moyenne} + I_{interprogramme}(\tau) \quad (\text{A.15})$$

- $\langle |E_n|^2 \rangle$  : Moyenne temporelle d'amplitude du mode n
- $\tau$  : Retard temporel.
- $n$  : Numéro du mode n.
- $\omega_n$  : Fréquence du mode n. S'il s'agit d'une source de peigne de fréquences, alors  $\omega_n = \omega_0 + n \cdot \omega_\Delta$
- $\omega_\Delta$  : Fréquence de séparation (BN) entre les modes.

Dans le cas de la SWIFTS, le signal issu du photodétecteur n'est que le composant AC correspondant au battement des modes aux premiers voisins. Ainsi nous pouvons réécrire les équations A.16 ci-dessus lorsqu'on utilise SWIFTS.

$$I_{poly}(\tau) \equiv \langle I_{poly}(t, \tau) \cdot e^{-i\omega_{LO} t} \rangle \quad (\text{A.16})$$

$$\sim \sum_n \langle E(\omega_n + \omega_{LO}) E^*(\omega_n) \rangle \left( \underbrace{\frac{1}{2}}_{Const} + \underbrace{\frac{1}{2} e^{-i\omega_{LO} \tau}}_{Variable} + \underbrace{e^{i\omega_n \tau}}_{Variable} \right) \quad (\text{A.17})$$

- $\omega_{LO}$  : Fréquence de l'oscillateur local.

Plus concrètement dans le cas d'extraction de BN, la fréquence  $\omega_{LO} = \omega_\Delta$  implique que l'intensité moyenne sur le détecteur soit A.18

$$I_{poly}(\tau) \sim \sum_n \langle E(\omega_n + \omega_\Delta) E^*(\omega_n) \rangle \left( \underbrace{\frac{1}{2}}_{Const} + \underbrace{\frac{1}{2} e^{-i\omega_\Delta \tau}}_{Variable} + \underbrace{e^{i\omega_n \tau}}_{Variable} \right) \quad (\text{A.18})$$

$$= I_{moy} + I_{interprogramme AC}(\tau) \quad (\text{A.19})$$

Nous remarquons que ce que nous mesurons est toujours l'intensité, mais en décomposant le signal en quadrature X A.21 et YA.22, nous obtenons un angle en fonction du retardement de l'onde.

$$I_{interferoAC}(\tau) = X(\tau) \pm iY(\tau); \in \mathbb{C} \quad (\text{A.20})$$

$$X(\tau) = \frac{1}{2} \sum_n \left\{ E_n [E_{n+1}^* + E_{n-1}^*] e^{i(\omega_0 + n\omega_\Delta)\tau} \right\} \quad (\text{A.21})$$

$$Y(\tau) = \frac{1}{2i} \sum_n \left\{ E_n [E_{n+1}^* - E_{n-1}^*] e^{i(\omega_0 + n\omega_\Delta)\tau} \right\} \quad (\text{A.22})$$

En appliquant la TF sur la quantité complexe  $X(\tau) \pm iY(\tau)$ , nous obtenons des amplitudes correspondant aux modes spectraux  $\sqrt{\langle |E_n E_{n-1}^*| \rangle}$  c'est-à-dire aux spectres optiques AC dont les amplitudes sont issues de la multiplication des modes adjacents [A.23](#)

$$TF \{I_{\pm}(\tau)\} = \widehat{X}(\omega) \mp i\widehat{Y}(\omega) \quad (\text{A.23})$$

$$= \sum_n |E_n| |E_{n\mp 1}| e^{i(\phi_n - \phi_{n\mp 1})} \cdot \delta(\omega - (\omega_0 + n\omega_\Delta)) \quad (\text{A.24})$$

Nous identifions que la somme discrète des  $n$  modes se fait sur les diracs décalés avec une période de  $\omega_\Delta$ , c'est la définition de la fonction  $\text{III}_{\omega_\Delta}(\omega)$  correspondant au peigne de fréquences. L'angle, c'est-à-dire l'argument après la TF,  $\arg(\widehat{X}(\omega) \mp i\widehat{Y}(\omega))$  représente les différences des phases  $\Delta\varphi_{n,(\mp n+1)}(\omega) = (\phi_n - \phi_{n\mp 1})$ . En additionnant tous les  $\Delta\varphi$  nous obtenons la phase cumulative sur toute la bande spectrale,  $\alpha = \sum_n \Delta\varphi_{n-(n-1)}$ .

L'intensité se fait par une reconstruction du champ électrique. Chaque différence de fréquence est combinée avec la multiplication des amplitudes des modes adjacent. Finalement, nous écrivons ainsi l'équation intensité en fonction du temps [A.25](#).

$$\langle I_{reconstruit}(t) \rangle = \sum_n \underbrace{\langle |E_n| |E_{n+1}| \rangle}_{\text{Spectre AC}} \left[ e^{i(\omega_0 + n\omega_\Delta)t} \cdot \overbrace{e^{i\alpha_n t}}^{\text{Différences de phases}} \right] \quad (\text{A.25})$$



## ISOLATEUR OPTIQUE

### B.1 Isolateur Optique

Des composants optiques ont été mis en place judicieusement faisant office d'un isolateur optique afin de minimiser la rétro réflexion. La description schématique est présentée dans la [figure B.1](#). Dans le strict sens du terme, un "vrai" isolateur optique doit satisfaire les caractéristiques définies dans l'article [142].

Dans notre cas, nous avons utilisé un polariseur cube Glan-Foucault ( Rutil (TiO<sub>2</sub>) ), voir schéma dans la [figure B.2](#).

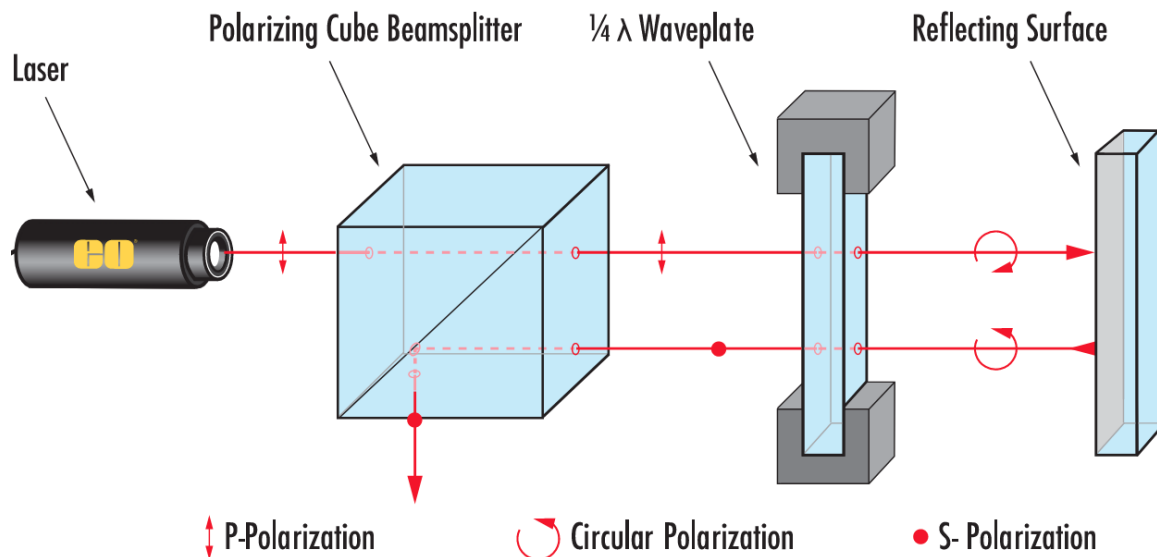


FIGURE B.1 – Simple schéma d'un isolateur optique.

© [www.edmundoptics.ca](http://www.edmundoptics.ca)

En utilisant le principe de fonctionnement illustré ci-dessus, nous avons composé notre isolateur optique et nous avons vérifié l'efficacité de celui-ci. Un simple schéma optique a été construit pour vérifier l'efficacité. Nous avons mesuré le BN électrique dans trois cas :

- Sans réflexion,
- Avec réflexion mais mal ajusté
- Avec réflexion avec un meilleur ajustement

Les résultats sont récapitulés dans la [figure B.3](#) Nous pouvons observer que l'isolateur fonctionne et bloque assez efficacement la rétroreflexion.

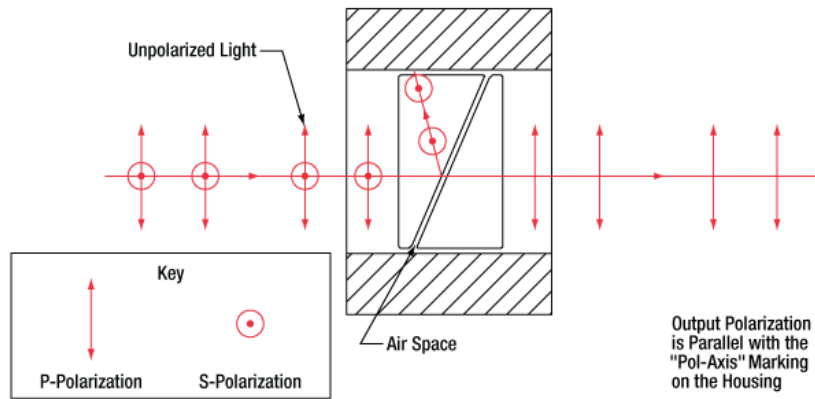


FIGURE B.2 – Schéma d'un polariseur Glan Foucault.

© [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)

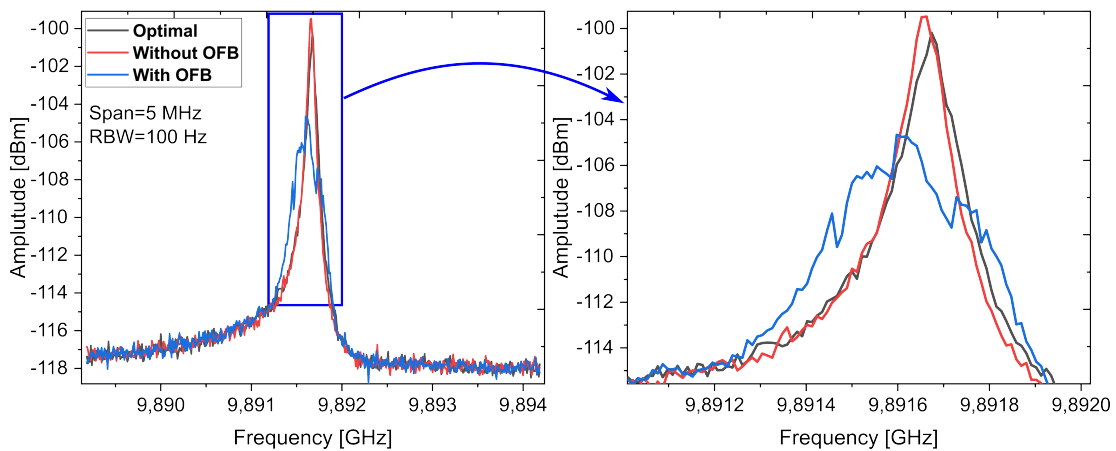


FIGURE B.3 – Mesure de BN électriques : sans réflexion, avec réflexion en réglage non optimal, avec réflexion en réglage optimal.

# ÉTUDE & TRAITEMENT DES DONNÉES DE DISPERSION DANS ICL PAR LA TECHNIQUE DES TRANSFORMÉES DE FOURIER

## **C.1 Étude de GVD**



## Étude & traitement des données de Dispersion dans ICL par la technique des transformées de Fourier

Cette annexe précise la méthode d'analyse que j'ai utilisée dans la thèse qui applique les transformées de Fourier aux interférogrammes sous le seuil de fonctionnement du laser.

Elle a pour objectif l'analyse précise des marges d'erreurs sur les mesures et leurs résultats concernant la dispersion de vitesse de groupe (GVD) dans les lasers à semi-conducteurs, en vue d'éliminer les artefacts.

Les sources d'erreurs du GVD/GDD :

- Variations de courant électrique : contribution en budget d'erreur, noté  $\sigma_I$
- Type de fenêtres / filtres interférométriques :  $\sigma_F$ 
  - Fonction Porte : Différentes tailles sont étudiés.  
Permet d'extraire les oscillations « non-physique »/ artefacts.  
La réponse impulsionnelle de la « fonction porte » est une fonction *sinc()* avec des lobes secondaires bien marqués. De ce fait, un deuxième type de fenêtres interférométriques (filtres) est étudié.
  - Fonction super-Gaussian à deux paramètres est étudié, mais une seule est présentée :  
La réponse impulsionnelle est contrôlable, surtout les lobes secondaires.  
La largeur et la « raideur » sont modifiées afin de discriminer les artefacts dus au traitement numérique.

Une erreur sur la position de centrage du filtre peut introduire une asymétrie d'Interférogramme partiel, ce qui va introduire un déphasage lors des calculs de GDD  $\sigma_{F,PH}$

- Erreur sur la phase interférométrique :  $\sigma_{PH}$   
Une correction de phase est appliquée : la méthode de Mertz est utilisée afin d'extraire la phase à basse résolution spectrale (via Interférogramme à double côtés) et de corriger.  
Les autres sources d'erreurs de phase (échantillonnage de la position 0 du OPD, erreurs dûs à l'électronique, ... ) ne sont pas considérées ici, car les interférogrammes sont « propres » sans discontinuité et avec un fort SNR (moyennage de 100 scans). Le détecteur et les différents composants électroniques (Amplificateur à transimpédance, ANABOX de FTIR, ... ) n'ont pas été saturés et/ou manipulés durant les acquisitions. Ces sources d'erreurs seront incluses dans  $\sigma_{F,PH}$ . En appliquant un décalage latéral du filtre, nous introduisons une phase additionnelle. Ainsi, en prenant des limites un peu plus élevées, ces erreurs seront comptabilisées dans  $\sigma_{F,PH}$ .

Un cas de température (15°C) est étudié en détail afin de valider la méthode. La stabilité de la température influe sur le courant du laser, ainsi  $\sigma_I$  contient déjà l'erreur sur les faibles variations de la température.

Le budget d'erreur est défini comme :

$$\sigma_{Tot} = \sigma_F + \sigma_{F,PH} + \sigma_I$$

Les étapes de traitement consistent :

- 1) Trouver les largeurs de fenêtres pour lesquelles les valeurs et les formes des GDD/GVD sont les plus « réalistes/possibles ». Ensuite, fixer la taille et le type de fenêtres et tester quelques variations de la largeur de fenêtre  $\pm\delta_F$  afin d'estimer une erreur possible  $\sigma_F$ . Dans ces étapes, nous avons déjà corrigé la phase interférométrique en utilisant la méthode de Mertz.
- 2) Fixer la largeur de la fenêtre sur les pics centraux des deux interférogrammes partiels, ensuite appliquer des décalages latéraux de la fenêtres  $\pm\delta_{Fcentre}$ . Ces derniers seront exprimés en multiples de franges. Cette étape nous donne une estimation d'erreur sur  $\sigma_{F,PH}$ .
- 3) L'un des paramètres physiques qui varient lors de l'expérience est le courant électrique, c'est-à-dire le courant du pompage. Nous allons traiter les interférogrammes avec faibles variations de courant exactement de même manière que la première afin d'estimer l'erreur de  $\sigma_I$  si la stabilité du générateur est de  $\pm\delta_I$ .

Les résultats sont comparé aux résultats d'une autre étude de GVD d'un ICL à  $3.59 \mu m$ .

## 1. Fixation la largeur de fenêtre / filtre

Nous allons partir d'une forme de filtre super-Gaussien (SG) relativement raide ayant une certaine similarité avec une « fonction porte », mais avec des bords un peu moins abrupts :

$$SG^P = A \cdot \exp \left( - \left[ \frac{(x - G_c)^2}{(2 \cdot G_w)^2} \right]^P \right)$$

*A : Amplitude = 1*

*P : ordre = 3 (régule la raideur aux bords des filtres)*

*G<sub>c</sub> : centre du filtre (d'abord fixé au max de l'Interférogramme, à 0 OPD)*

*G<sub>w</sub> : largeur du filtre (multiples W<sub>SG</sub>)*

*W<sub>SG</sub> = Largeur unitaire = (1/2) largeur de l'Interférogramme à double côté. W<sub>SG</sub>=0.13 cm*

Dans la figure 1 est présentée les différents fenêtrage de l'Interférogramme partiel. Commencant par des fenêtrage très large jusqu'au de largeur relativement fin  $G_w = W_{SG}/6$ .

Dans la figure 1, nous observons qu'avec les larges filtres il y a des très fortes et rapides oscillations dans les tracés de la GVD. Les GVD et les gains sont calculés en fonction des tailles de filtres. Il semble que les fortes et rapides oscillations de GVD sont bien atténuées avec des filtres relativement étroits. Cela s'explique par le fait que les larges filtres incluent des parties d'interférogramme où le signal est très faible, presque au niveau de bruits. Ainsi le rapport entre les TF des interférogrammes partiels d'ordre 1 et 0 contiennent « beaucoup » de signaux de faible SNR, voir mêmes du bruit. Dans le domaine spectral, ceci est même visible sur les courbes du gain, surmodulées avec des hautes fréquences. Par contre, ces surmodulations s'estompent lorsque la largeur des filtres s'approche des pics satellites se situent à  $\pm 0.04 \text{ cm}$  (voir figure 2). Vérifions ces aspects en regardant de plus près les interférogrammes filtrés, les courbes de GVD et dû gain, présentées dans les figures 2 et 3.

Sur la figure 2, nous observons que la zone spectrale supérieure à  $+0.05 \text{ cm}$  présente des signaux de très faible intensité (voire du bruit). De plus, un signal de fonds est présent, quasi-périodique, de basse fréquence par rapport à la périodicité des franges d'interférogrammes. Ces oscillations sont filtrées avec les filtres de  $W_{SG}/5$  et  $W_{SG}/6$ . Le filtre  $W_{SG}/5$  atténue efficacement les oscillations du côté positif de l'interférogramme : mais du côté négatif, le filtrage n'est pas total. Le filtre  $W_{SG}/6$  est plus efficace pour les deux côtés.

Regardons les réponses dans le domaine spectral sur les tracés du gain et de la GVD, figure 3. Les surmodulations sont bien visibles sur les bords spectraux. En opérant un agrandissement sur les zones spectrales où le laser lase à  $15^\circ\text{C}$ , nous observons des surmodulations de faible amplitudes toujours présentes sur le gain, et des oscillations rapides sur la GVD (uniquement pour les larges filtres).

Il est clair que si on considère des filtres plus larges que  $W_{SG}/6$ , alors les courbes de GVD présenteront des oscillations non physiques et donc d'une certaine façon faussent les résultats. La largeur maximale ne peut être que  $W_{SG}/6$ . La largeur minimale est plus délicate à fixer. En réduisant la largeur d'Interférogramme, nous allons réduire la résolution spectrale, ce qui aura un effet de perte d'information et que l'on ne « verra » que les basses fréquences. Un exemple est présenté en figure 4. En regardant les interférogrammes d'ordre 0 et 1, il est clair qu'il faut prendre un filtre de telle sorte qu'il inclue les pics des deux satellites correspondant aux interférogrammes partiels.

Le table 1 récapitule les résultats des différents filtres. Nous fixons donc que la vraie valeur de GVD est comprise entre les résultats obtenus par le filtre  $W_{SG}/6$  et  $W_{SG}/7$  (limites haute et basse).

# ÉTUDE & TRAITEMENT DES DONNÉES DE DISPERSION DANS ICL PAR LA TECHNIQUE DES TRANSFORMÉES DE FOURIER

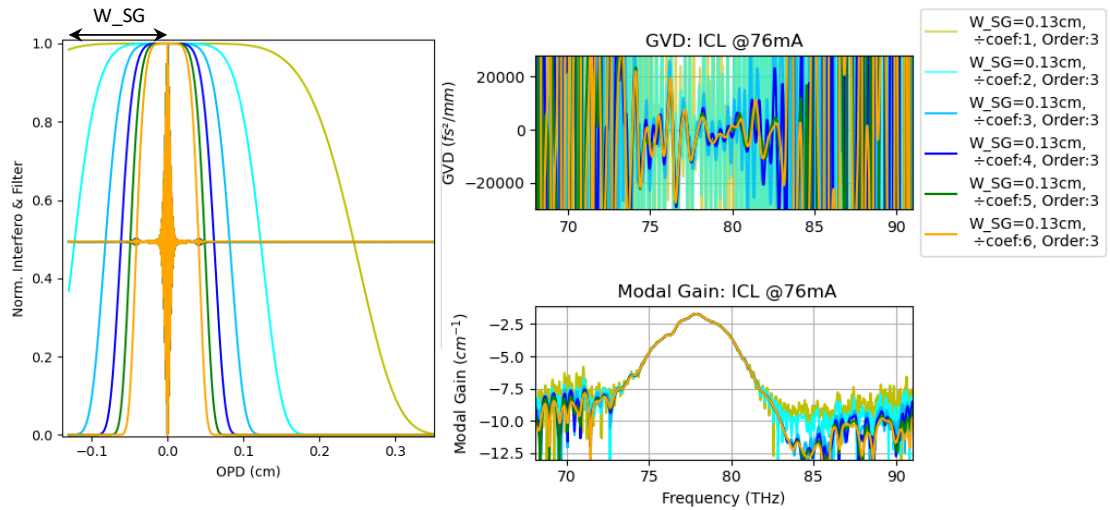


Figure 1 : (gauche) Interférogramme avec différents filtres, centré à 0 OPD ; (droite) La GVD et le Gain net de haut en bas avec différents filtres.

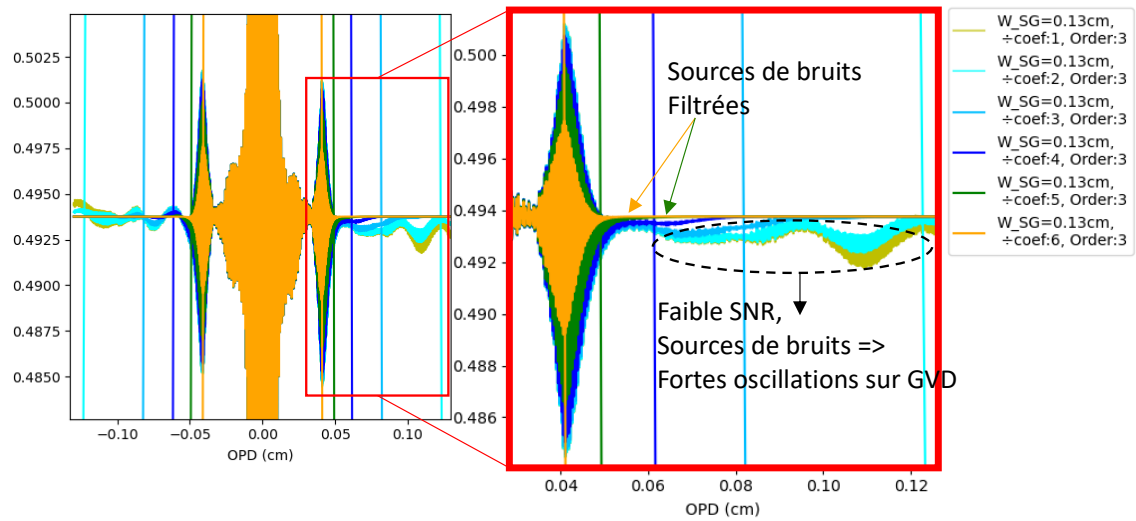


Figure 2 : Agrandissements d'Interférogrammes avec différents filtres, centré à 0 OPD. À droite, les signaux de faible SNR sont filtrés

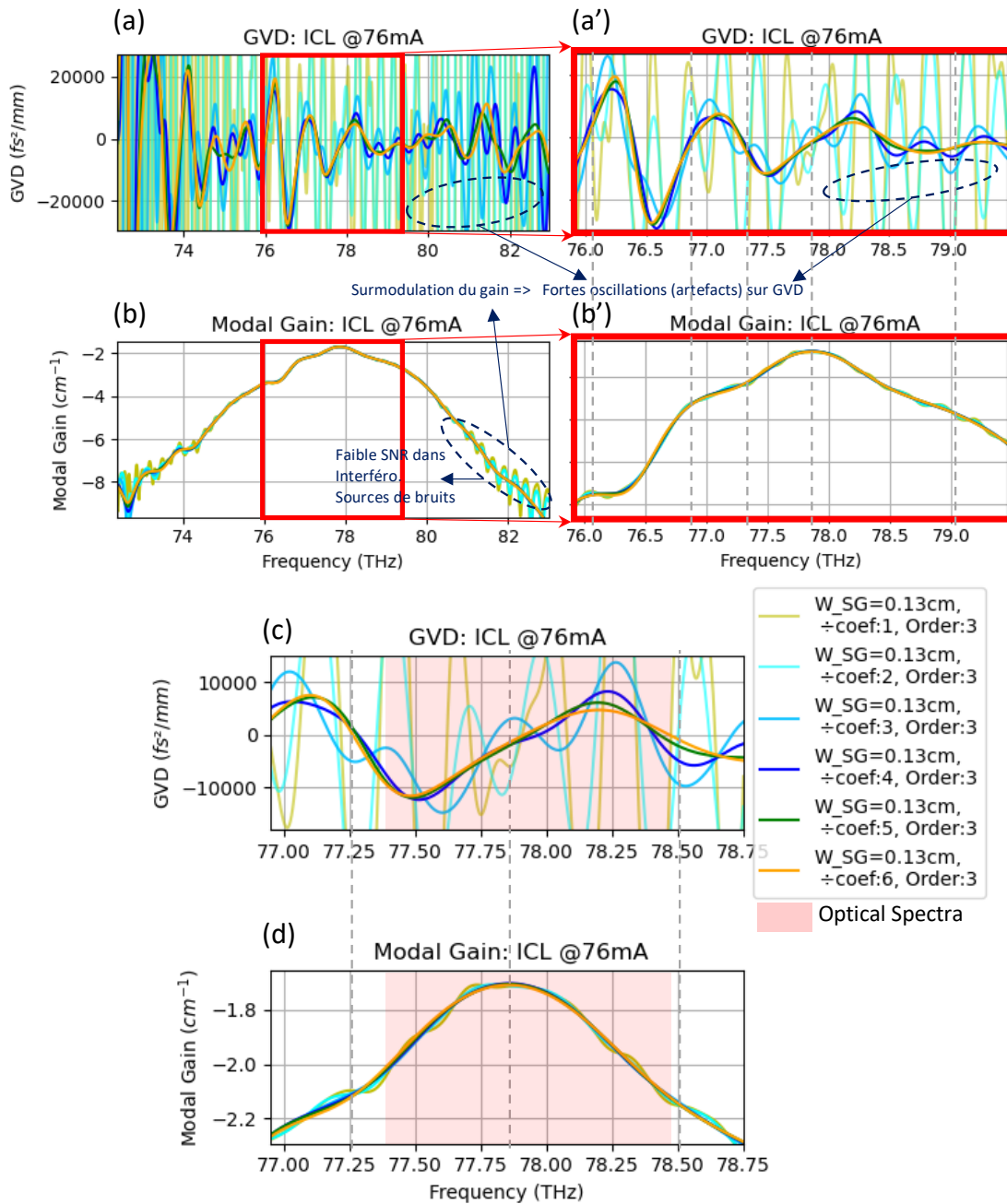


Figure 3 : Tracés de GVD & Gain net pour différentes tailles de filtres.  
 (a),(b) large zone, les surmodulations du gain sont clairement visibles sur les bords avec les larges filtres, mais avec les filtres de coef 4,5,6, les hautes fréquences (artefacts) sont filtrées ;  
 (a'),(b') Agrandissements de la moyenne autour de la zone d'intérêt, les artefacts sont visibles dans la partie centrale ; en pointillés verticaux sont présentés les extrema locaux du gain sans les surmodulations non physiques, montrant la correspondance entre la dispersion et gain (relation de Kramers-Kronig) ;  
 (c),(d) Agrandissements autour de l'émission laser ; les fenêtres de coef.÷ 5 et ÷ 6 filtrent efficacement les artefacts dus au traitement numérique.

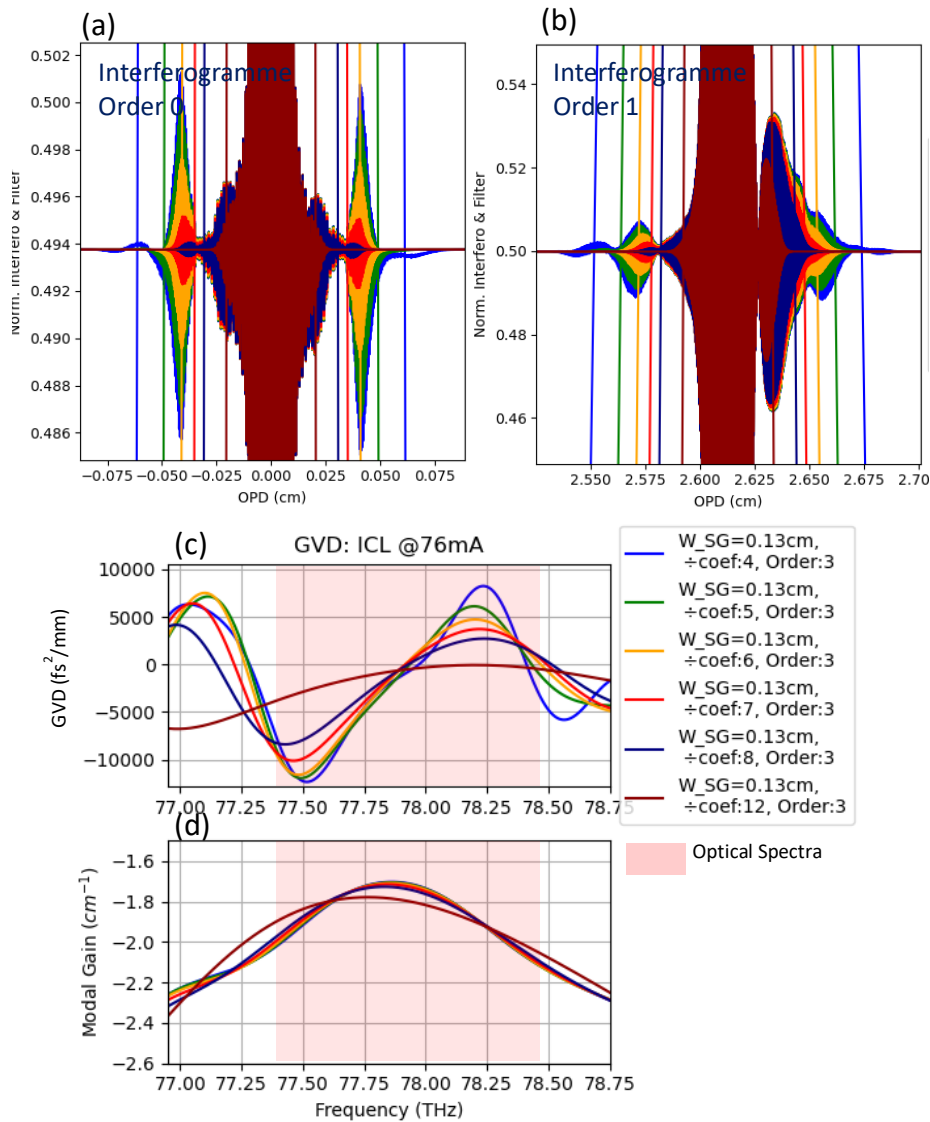


Figure 4 : (a),(b) Interférogrammes ordre 0 et 1 agrandis avec des filtres plus en plus étroits. Les formes des satellites sont fortement impactées par la propagation. (c),(d) les courbes de la GVD et du Gain sont calculées avec différents filtres.

Tableau 1 :Récapitulatifs des filtres

| SG Filtre ÷coef | Largeur du filtre FWHM | unité | Ratio : Largeur du Filtre / (Largeur Interfero. 2-sides) | Observations :                                 |
|-----------------|------------------------|-------|--|--|
| 4               | 0,1228                 | cm    | 0,4717716  | Très large : artefacts visible                 |
| 5               | 0,0978                 | cm    | 0,37572689   | Assez Bien : tout Interfero et un peu de bruit |
| 6               | 0,0816                 | cm    | 0,31348992   | Bien : tout Interfero : limite haute           |
| 7               | 0,0702                 | cm    | 0,26969353   | Bien : tout Interfero : limite basse           |
| 8               | 0,0612                 | cm    | 0,23511744   | Très étroit : pertes d'info                    |
| 12              | 0,0408                 | cm    | 0,15674496   | Très étroit : pertes d'info                    |

Entre les filtres 7 et 6 il y a  $13.97058\% \approx 14\%$  de variation de la largeur du filtre. Ce qui correspond à une variation de GVD de  $1030 \text{ fs}^2/\text{mm}$  à  $78.20 \text{ THz}$  ( $1633 \text{ fs}^2/\text{mm}$  à  $77.50 \text{ THz}$ ), voir la figure 5. La région de l'incertitude est tracée en bleu clair, l'erreur sur la position de 0 de la GVD est de  $\approx 1.63 \text{ MHz}$ . Le point d'inflexion au centre d'émission du laser se trouve à  $\approx -200 \text{ fs}^2/\text{mm}$ .

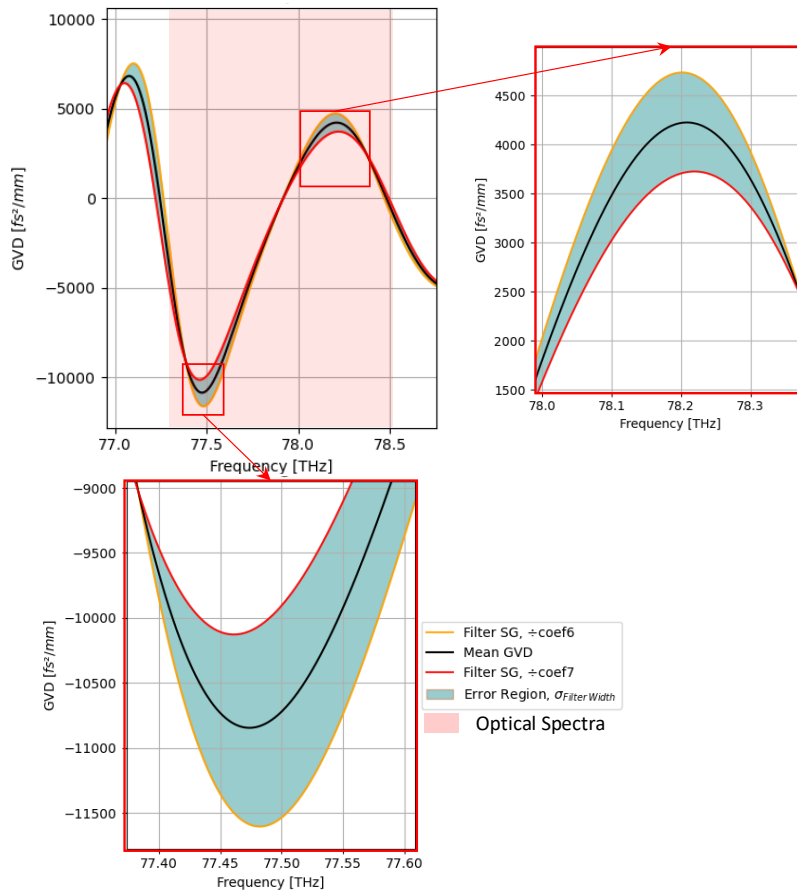


Figure 5 : Les tracés de GVD avec les marges d'erreurs dues au choix de la largeur du filtre

## 2. Erreur due au mauvais centrage des filtres et interférogrammes

Dans la partie précédente, nous avons fixé les limites des largeurs de filtre. Cette démarche nous a permis d'obtenir une estimation des incertitudes. Ici, nous allons d'abord fixer la largeur du filtre comme la valeur moyenne de GVD obtenue précédemment, ensuite nous allons appliquer un décalage latéral positif et négatif du centre du filtre. Pour chaque décalage, nous calculons la GVD et le gain modal net.

Dans la figure 6 sont présentés :

- Les Interférogrammes avec différents filtres, chaque filtre est décalé d'un multiple d'une frange interférométrique.
- Les figures agrandies montrent les effets directement sur les interférogrammes
- La figure de la GVD en bas à droite montre que la GVD est sensible à ce paramètre.

Nous observons que cette action rend l'interférogramme asymétrique, ce qui se traduit par l'introduction d'une phase additionnelle et ainsi une modification de forme de GVD.

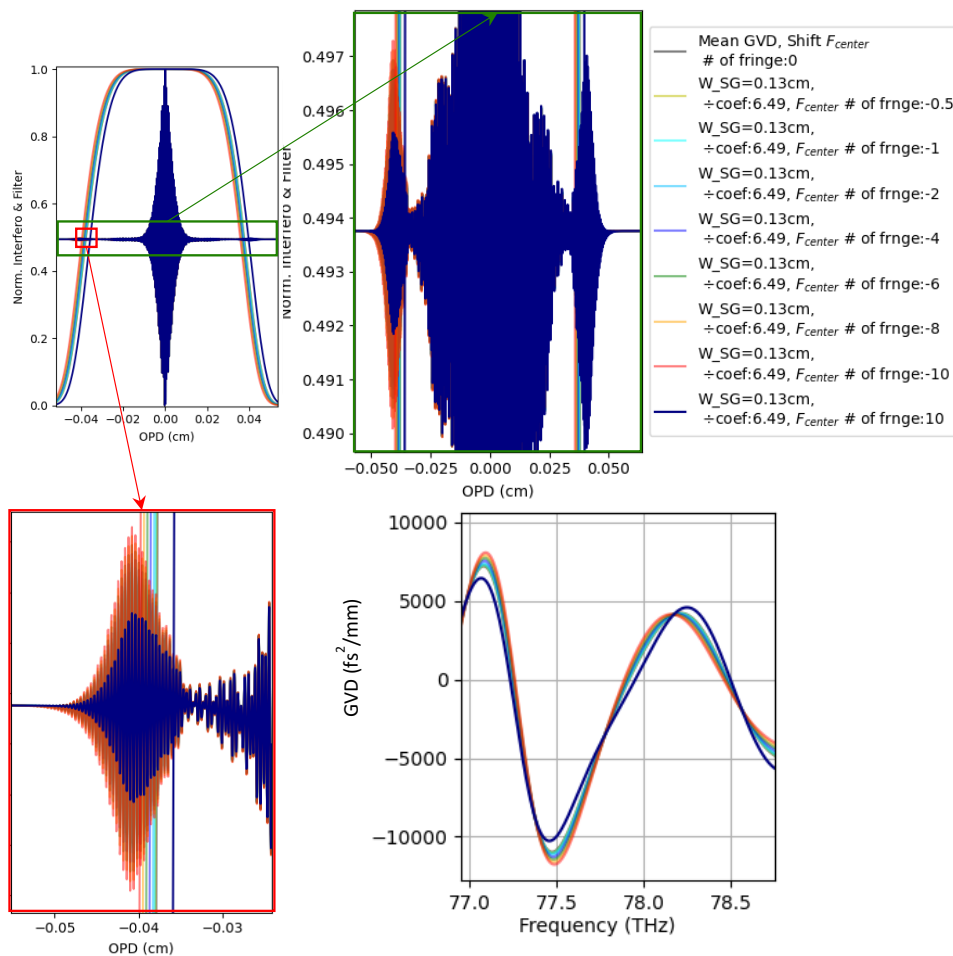


Figure 6 : Interférogrammes avec même filtre mais aux centrages différents. Décalage entre +/- 10 tailles d'interfranges. En bas à droite le GVD correspondants.



En supposant qu'il peut y avoir un décalage maximal de +/- 3 franges, nous allons estimer l'erreur due au mauvais positionnement du centre du filtre. En considérant un décalage un peu large, nous allons inclure dans cette marge d'incertitude l'erreur due au mauvais échantillonnage du 0 OPD et à d'autres petites sources d'erreur de phase.

Dans la figure 7 est présentée l'incertitude associée au décalage latéral +/- 3 franges.

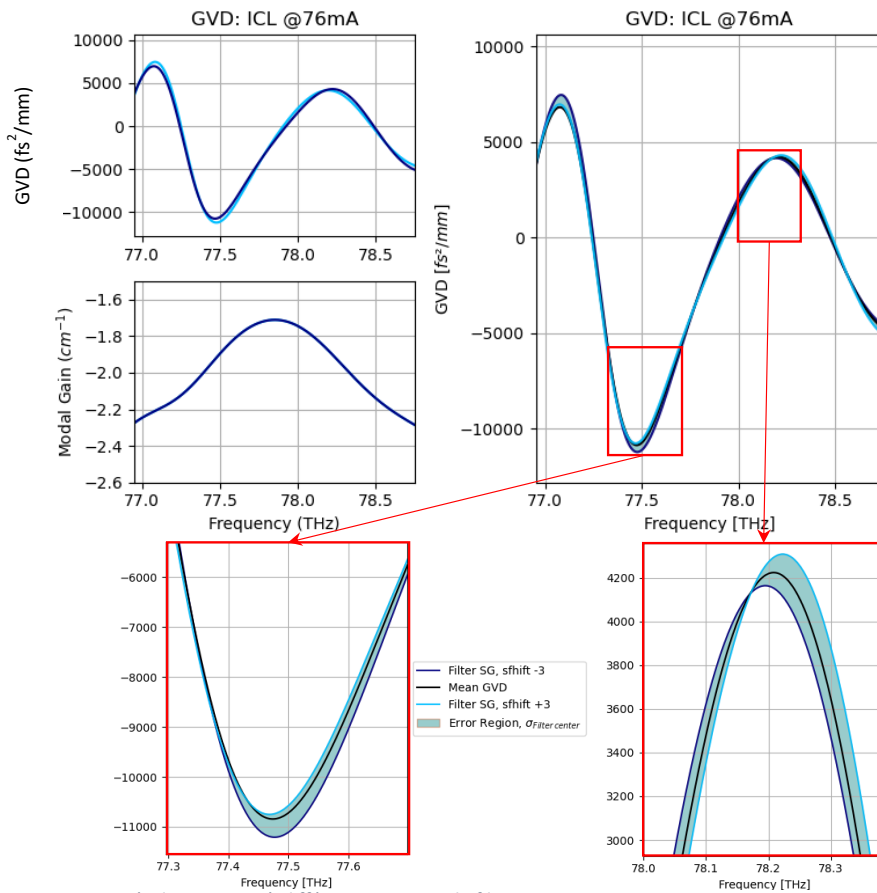


Figure 7 : Les tracés de GVD avec à différentes positions du filtre.

Cette fois-ci, les variations sont un peu moins importantes.

En résumé sur ces deux sources d'incertitude nous récapitulons les résultats dans la figure 8 :

- l'erreur de GVD venant du choix de la largeur du filtre,
- l'erreur de GVD due à la position du filtre,
- l'erreur cumulative associée à ces deux sources d'erreur.

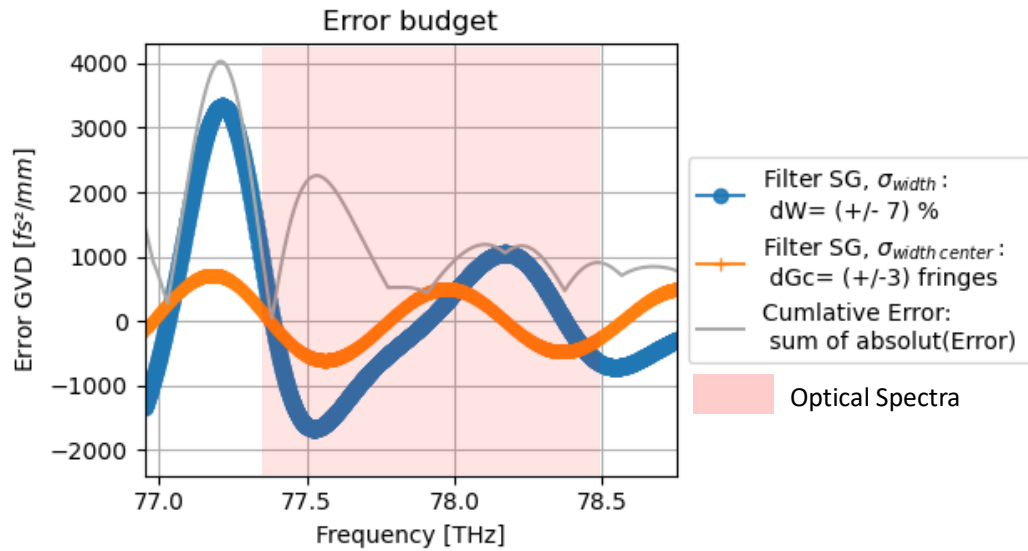


Figure 8: Erreurs de la GVD due à la position et à la largeur du filtre

### 3. Erreur due au courant électrique $I$ du pompage laser

Durant les mesures, le courant électrique «  $I$  » peut fluctuer et introduire une variation d'amplitude dans l'interférogramme et donc dans les calculs de la GVD également.

Dans la figure 9 est présenté le gain, la GVD et l'évolution de la GVD selon la variation du courant de pompage de 5 mA.

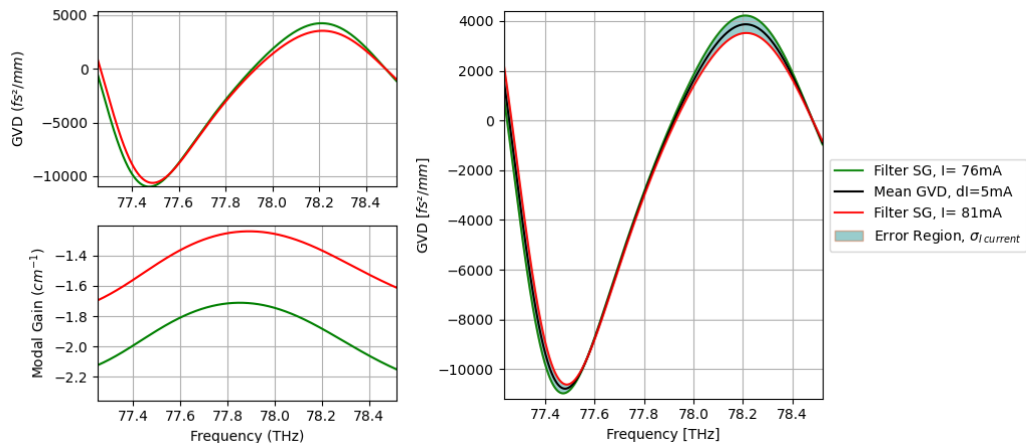


Figure 9 : (Gauche) Les tracés de GVD, Gain ; (Droite) les marges d'évolution de la GVD lors d'une variation du courant électrique de 5mA.

Au niveau des extrema il y a une variation de GVD de +/- 250 fs²/mm.

Comme la stabilité du générateur de courant est meilleure que +/-5mA, nous allons considérer que l'erreur de courant +/-1mA et les valeurs des incertitude sont divisées par 5 (sous l'hypothèse de la linéarité ) pour obtenir une limite haute/basse de 1mA.

#### 4. Conclusion

Les erreurs des trois sources de perturbations sont intégrées et présentées dans la figure 10.

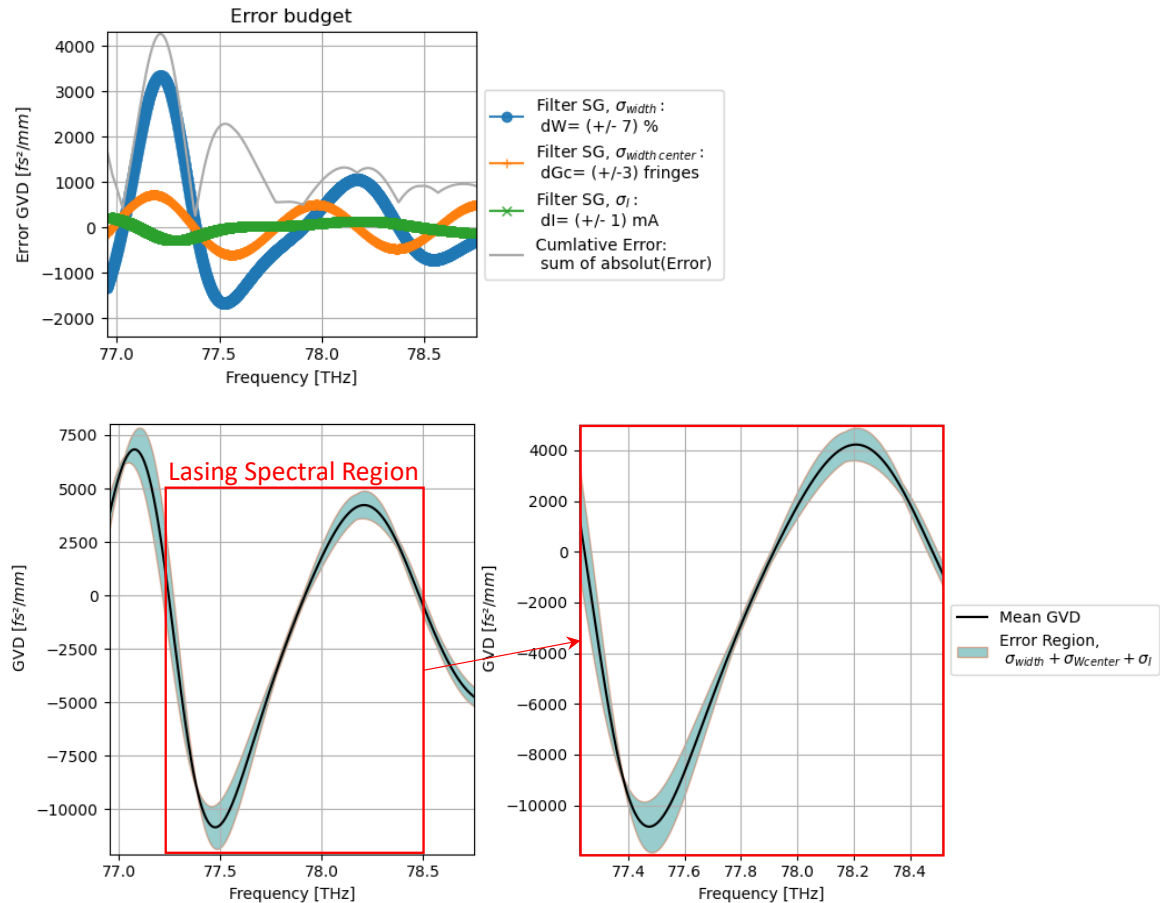


Figure 10: Budget d'erreur et tracé de GVD avec le marge d'erreur en fonction des fréquences optiques.

D'autres travaux<sup>1</sup> montrent également une dispersion de même ordre de grandeur. Par exemple, les mesure de GVD d'un ICL à 3.59 $\mu\text{m}$  longueur d'onde présentent une variation maximale de GVD entre -9000  $\text{fs}^2$  à 8000  $\text{fs}^2$ .

Un calcul de la GVD du matériau a été effectué. Comme la région active de l'ICL est composée de 60% de InAs et 40% de AlSb, il est justifié de voir la contribution du matériau, ou au moins d'avoir une idée sur l'ordre de grandeur de la dispersion qu'il provoque. Les calculs de GVD de AlSb ne sont pas concluants car la variation d'indice de réfraction est très faible, d'autres travaux évoquent un GVD très faible pour AlSb. Par contre, les calculs concernant l'InAs sont montrés dans la figure 12. Dans cette figure, dans la bande spectrale de l'émission du laser, l'offset de GVD d'InAs est près de 10000  $\text{fs}^2$ , soit du même ordre de grandeur qu'avec les mesures précédentes.

<sup>1</sup> <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/11705/2578904/Waveguiding-and-dispersion-properties-of-interband-cascade-laser-frequency-combs/10.1117/12.2578904.short>

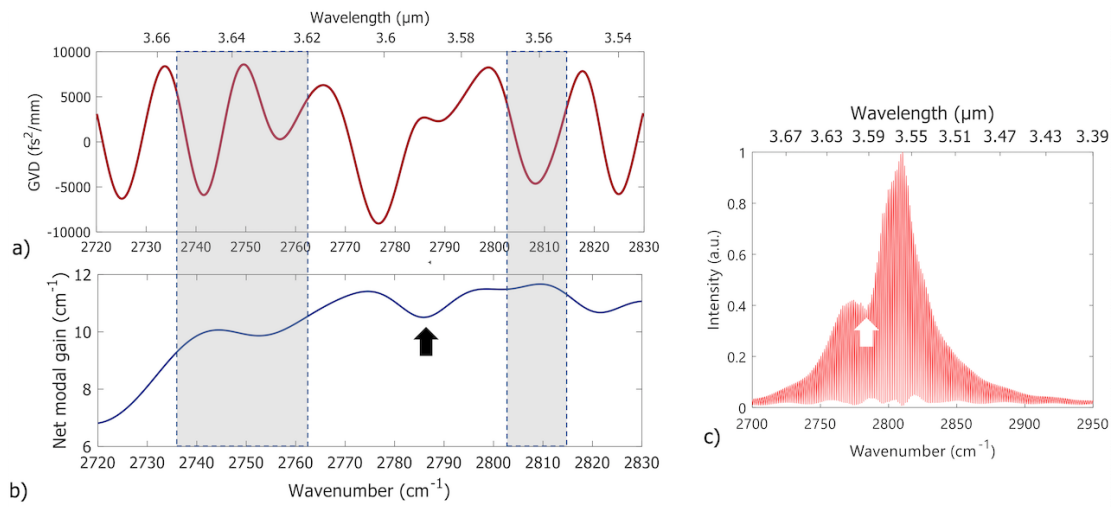


Figure 2. a) Group velocity dispersion (GVD); b) Net modal gain; and c) ASE spectrum of a device with spectral bimodality, measured at  $0.95J_{\text{th}}$  and  $30^\circ\text{C}$ . The arrow in (b) indicates a dip in the gain and sub-threshold spectrum that creates quite significant oscillations in the dispersion. The framed regions correspond to optical frequencies occupied by laser modes. Note that the sub-threshold analysis does not fully explain the dispersion dynamics of the device, *i.e.*,

Figure 11: © L. A Sterczewski et al.,

<https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/11705/2578904/Waveguiding-and-dispersion-properties-of-interband-cascade-laser-frequency-combs/10.1117/12.2578904.short>

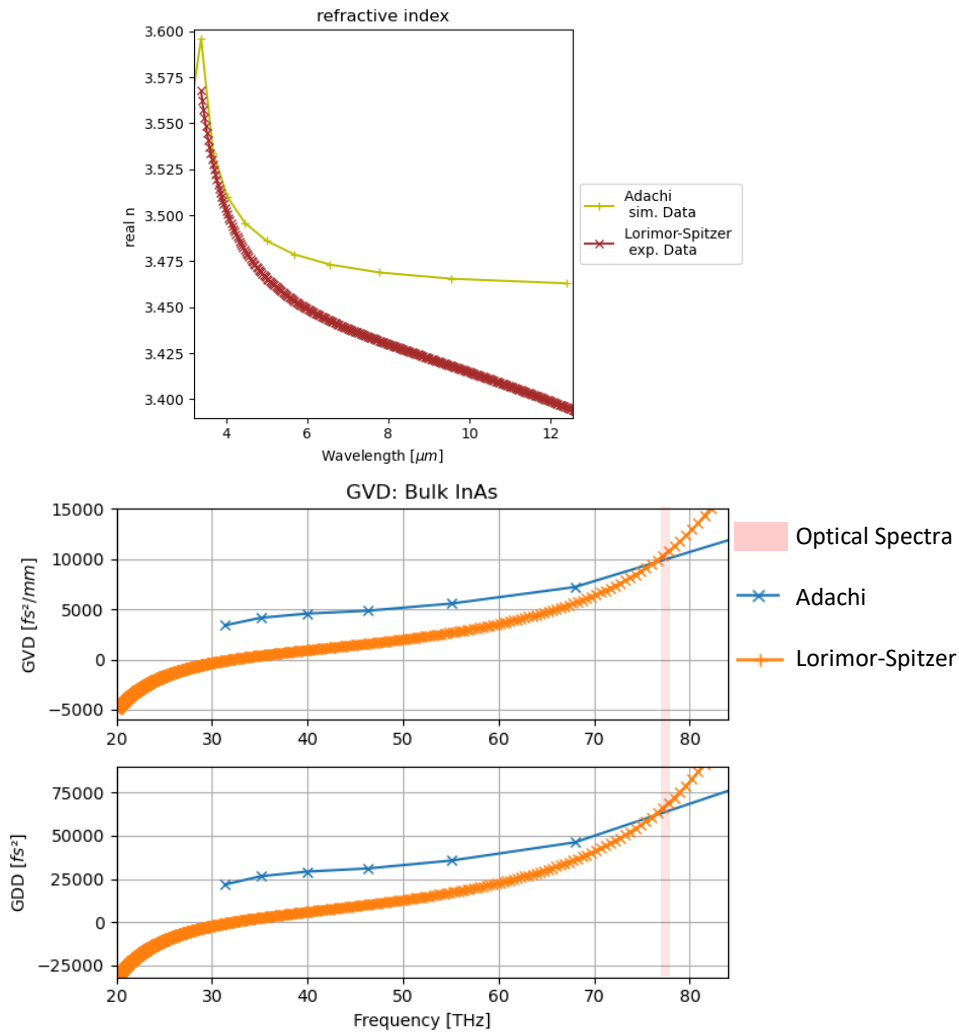


Figure 12 : L'indice de réfraction de l'InAs, la GVD et la GDD issues par deux différents jeu de données (simulation expérimentale)



# BIBLIOGRAPHIE

- [1] ABAJYAN, PAVEL et al. "Mid-Infrared Frequency Combs based on Single Section Interband Cascade Lasers". In : *EPJ Web Conf.* 287 (2023), p. 07006.
- [2] J. RIEPL et al. "Field-resolved high-order sub-cycle nonlinearities in a terahertz semiconductor laser". In : *Light: Science & Applications* 10.1 (déc. 2021), p. 246.
- [3] T. H. MAIMAN. "Stimulated Optical Radiation in Ruby". In : *Nature* 187.4736 (août 1960), p. 493-494.
- [4] Albert EINSTEIN. "Zur Quantentheorie der Strahlung (On the Quantum Theory of Radiation)". In : *Physika Zeitschrift* 18 (août 1917), p. 121-128.
- [5] Alfred KASTLER. "Quelques suggestions concernant la production optique et la détection optique d'une inégalité de population des niveaux de quantification spatiale des atomes. Application à l'expérience de Stern et Gerlach et à la résonance magnétique". In : *J. Phys. Radium* 11.6 (1950), p. 255-265.
- [6] J. P. GORDON et al. "The Maser—New Type of Microwave Amplifier, Frequency Standard, and Spectrometer". In : *Phys. Rev.* 99 (4 1955), p. 1264-1274.
- [7] J. P. GORDON et al. "Molecular Microwave Oscillator and New Hyperfine Structure in the Microwave Spectrum of NH<sub>3</sub>". In : *Phys. Rev.* 95 (1 1954), p. 282-284.
- [8] C. H. TOWNES. "Physics 1963-1970, The Nobel Prize in Physics 1964, "for fundamental work in the field of quantum electronics, which has led to the construction of oscillators and amplifiers based on the maser-laser principle"". In : *Elsevier* (1972).
- [9] A. L. SCHAWLOW et al. "Infrared and Optical Masers". In : *Phys. Rev.* 112 (6 1958), p. 1940-1949.
- [10] Dr. Charles J. CAMPBELL. "It Happened Here: The Ruby Laser: The first use of a medical laser was to destroy a retinal tumor". In : *NewYork-Presbyterian healthmatters* (2017).
- [11] A F "FERCHER et al. "'Eye-length measurement by interferometry with partially coherent light"". In : *"Opt. Lett."* 13.3 (1988), "186-188".
- [12] David "HUANG et al. "'Optical coherence tomography"". In : *"Science"* 254.5035 (1991), "1178-1181".
- [13] R. Rox ANDERSON et al. "Selective Photothermolysis: Precise Microsurgery by Selective Absorption of Pulsed Radiation". In : *Science* 220.4596 (1983), p. 524-527.
- [14] AUBOURG, PHILIPPE et al. "Deux exemples d'applications industrielles des lasers : la fabrication des cellules photovoltaïques et la spectroscopie d'émission". In : *Reflète phys.* 21 (2010), p. 83-87.
- [15] R. N. HALL et al. "Coherent Light Emission From GaAs Junctions". In : *Phys. Rev. Lett.* 9 (9 1962), p. 366-368.



- [16] H. CORTEY. “The Laser MegaJoule Facility Status Report”. Anglais. In : *Proc. ICA-LEPCS’21* (Shanghai, China). International Conference on Accelerator and Large Experimental Physics Control Systems 18. JACoW Publishing, Geneva, Switzerland, mars 2022, FRAL01, p. 989-993.
- [17] J-L MIQUEL et al. “The Laser Mega-Joule : LMJ & amp; PETAL status and Program Overview”. In : *Journal of Physics: Conference Series* 688.1 (2016), p. 012067.
- [18] Juhao WU et al. “The Linac Coherent Light Source (LCLS) Accelerator”. In : *Menlo Park, CA* (2006).
- [19] T.Y. CHANG et al. “Laser action at 452, 496, and 541  $\mu\text{m}$  in optically pumped  $\text{CH}_3\text{F}$ ”. In : *Optics Communications* 1.9 (1970), p. 423-426.
- [20] R. N. HALL et al. “Coherent Light Emission From GaAs Junctions”. In : *Phys. Rev. Lett.* 9 (9 1962), p. 366-368.
- [21] T. M. QUIST et al. “SEMICONDUCTOR MASER OF GaAs”. In : *Applied Physics Letters* 1.4 (déc. 2004), p. 91-92.
- [22] Jr. NICK HOLONYAK et al. “COHERENT (VISIBLE) LIGHT EMISSION FROM (GaAs P) JUNCTIONS”. In : *Semiconductor Devices: Pioneering Papers*, p. 898-899.
- [23] Marshall I. NATHAN et al. “STIMULATED EMISSION OF RADIATION FROM GaAs pn JUNCTIONS”. In : *Applied Physics Letters* 1.3 (déc. 2004), p. 62-64.
- [24] A.Y. CHO et al. “Molecular beam epitaxy”. In : *Progress in Solid State Chemistry* 10 (1975), p. 157-191.
- [25] Jerome FAIST et al. “Quantum Cascade Laser”. In : *Science* 264.5158 (1994), p. 553-556.
- [26] RF KAZARINOV et al. “Possible amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with a superlattice”. In : *Soviet Physycs. Semiconductors* 5 (oct. 1971), p. 707-709.
- [27] J. DEVENSON et al. “InAs/AlSb quantum cascade lasers emitting at 2.75 to 2.97 $\mu\text{m}$ ”. In : *Applied Physics Letters* 91.25 (déc. 2007), p. 251102.
- [28] K. PIERŚCIŃSKI et al. “Room temperature, single mode emission from two section coupled cavity InGaAs/AlGaAs/GaAs quantum cascade laser”. In : *Journal of Applied Physics* 118.13 (oct. 2015), p. 133103.
- [29] R. KOHLER et al. “Terahertz quantum cascade lasers”. In : *Proceedings, IEEE Tenth International Conference on Terahertz Electronics*. 2002, p. 1-6.
- [30] O. CATHABARD et al. “Quantum cascade lasers emitting near 2.6  $\mu\text{m}$ ”. In : *Applied Physics Letters* 96.14 (avr. 2010), p. 141110.
- [31] Christoph WALTHER et al. “Quantum cascade lasers operating from 1.2to1.6THz”. In : *Applied Physics Letters* 91.13 (sept. 2007), p. 131122.

- [32] Miriam Serena VITIELLO et al. “Quantum cascade lasers: 20 years of challenges”. In : *Opt. Express* 23.4 (2015), p. 5167-5182.
- [33] Jerome FAIST et al. “Quantum cascade laser: Temperature dependence of the performance characteristics and high T<sub>0</sub> operation”. In : *Applied Physics Letters* 65.23 (déc. 1994), p. 2901-2903.
- [34] Sudeep KHANAL et al. “High-temperature operation of broadband bidirectional terahertz quantum-cascade lasers”. In : *Scientific Reports* 6.1 (sept. 2016), p. 32978.
- [35] “Infrared laser based on intersubband transitions in quantum wells”. In : *Superlattices and Microstructures* 17.1 (1995), p. 77-83.
- [36] CHIH-HSIANGLIN. “Type-II interband quantum cascade laser at 3.8  $\mu\text{m}$ ”. English. In : *Electronics Letters* 33 (7 1997), 598-599(1).
- [37] J.R. MEYER. “Type-II and type-I interband cascade lasers”. English. In : *Electronics Letters* 32 (1 1996), 45-46(1).
- [38] M. KIM et al. “Interband cascade laser emitting at  $\lambda=3.75\mu\text{m}$  in continuous wave above room temperature”. In : *Applied Physics Letters* 92.19 (mai 2008), p. 191110.
- [39] William W. BEWLEY et al. “Continuous-wave interband cascade lasers operating above room temperature at  $\lambda = 4.7\text{-}5.6 \mu\text{m}$ ”. In : *Opt. Express* 20.3 (2012), p. 3235-3240.
- [40] Willis E. LAMB. “Theory of an Optical Maser”. In : *Phys. Rev.* 134 (6A 1964), A1429-A1450.
- [41] D. AUSTON. “Transverse mode locking”. In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 4.6 (1968), p. 420-422.
- [42] L. E. HARGROVE et al. “LOCKING OF He-Ne LASER MODES INDUCED BY SYNCHRONOUS INTRACAVITY MODULATION”. In : *Applied Physics Letters* 5.1 (nov. 2004), p. 4-5.
- [43] Jr. DIDOMENICO M. “Small-Signal Analysis of Internal (Coupling-Type) Modulation of Lasers”. In : *Journal of Applied Physics* 35.10 (juill. 2004), p. 2870-2876.
- [44] D. KUIZENGA et al. “FM and AM mode locking of the homogeneous laser - Part I: Theory”. In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 6.11 (1970), p. 694-708.
- [45] H. SCHNATZ et al. “First Phase-Coherent Frequency Measurement of Visible Radiation”. In : *Phys. Rev. Lett.* 76 (1 1996), p. 18-21.
- [46] Tara FORTIER et al. “20 years of developments in optical frequency comb technology and applications”. In : *Communications Physics* 2.1 (déc. 2019), p. 153.
- [47] John L. HALL. “Nobel Lecture: Defining and measuring optical frequencies”. In : *Rev. Mod. Phys.* 78 (4 2006), p. 1279-1295.
- [48] Theodor W. HÄNSCH. “Nobel Lecture: Passion for precision”. In : *Rev. Mod. Phys.* 78 (4 2006), p. 1297-1309.

- [49] Th. UDEM et al. “Absolute Optical Frequency Measurement of the Cesium  $D_1$  Line with a Mode-Locked Laser”. In : *Phys. Rev. Lett.* 82 (18 1999), p. 3568-3571.
- [50] Th. UDEM et al. “Accurate measurement of large optical frequency differences with a mode-locked laser”. In : *Opt. Lett.* 24.13 (1999), p. 881-883.
- [51] Th. UDEM et al. “Optical frequency metrology”. In : *Nature* 416.6877 (2002), p. 233-237.
- [52] Y. LE COQ et al. “Peignes de fréquences femtosecondes pour la mesure des fréquences optiques”. In : *Revue française de métrologie* (jan. 2013), p. 35-47.
- [53] Christopher R. WEBSTER et al. “Mars methane detection and variability at Gale crater”. In : *Science* 347.6220 (2015), p. 415-417.
- [54] I.E. GORDON et al. “The HITRAN2016 molecular spectroscopic database”. In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 203 (2017). HITRAN2016 Special Issue, p. 3 -69.
- [55] M. VAINIO et al. “Mid-infrared optical parametric oscillators and frequency combs for molecular spectroscopy”. In : *Phys. Chem. Chem. Phys.* 18 (6 2016), p. 4266-4294.
- [56] Eric TOURNIÉ et al. “Mid-infrared III–V semiconductor lasers epitaxially grown on Si substrates”. In : *Light: Science and Applications* 11 (juin 2022).
- [57] Laurent CERUTTI et al. “Quantum well interband semiconductor lasers highly tolerant to dislocations”. In : *Optica* 8.11 (nov. 2021), p. 1397-1402.
- [58] FORDYCE, J. AND DIAZ-THOMAS, D. AND O’FAOLAIN, L. AND BARANOV, A. AND PIWONSKI, T. AND CERUTTI, L. “Single-mode interband cascade laser with a slotted waveguide”. In : *Applied Physics Letters* 121.21 (2022), p. 211102.
- [59] Johannes HILLBRAND et al. “Picosecond pulses from a mid-infrared interband cascade laser”. en. In : *Optica* 6.10 (oct. 2019), p. 1334.
- [60] L. NAEHLE, L. HILDEBRANDT, M. KAMP, S. HOEFLING. “ICLs open opportunities for mid-IR sensing”. In : *Laser Focus World* (2013), p. 70-73.
- [61] R.I. TAYLOR. “Auger recombination in a quantum-well-heterostructure laser”. English. In : *IEE Proceedings J (Optoelectronics)* 132 (6 1985), 364-370(6).
- [62] Daniel Andrés DIAZ THOMAS. “Design, fabrication and investigation of Interband Cascade structures for mid–IR VCSELs”. Thèse de doct. 2020.
- [63] A. HAUG et al. “Calculation of Auger Coefficients for III–V Semiconductors with Emphasis on GaSb”. In : *physica status solidi (b)* 89.2 (1978), p. 357-365.
- [64] I. VURGAFTMAN et al. “Rebalancing of internally generated carriers for mid-infrared interband cascade lasers with very low power consumption”. In : *Nature Communications* 2.1 (déc. 2011), p. 585.
- [65] Gustavo VILLARES et al. “Dispersion engineering of quantum cascade laser frequency combs”. In : *Optica* 3.3 (2016), p. 252-258.

- [66] Devnath DHIRHE et al. “Quantum cascade lasers with an integrated polarization mode converter”. In : *Optics express* 20 (nov. 2012), p. 25711-7.
- [67] O. SPITZ et al. “Square Wave Emission in a Mid-infrared Quantum Cascade Oscillator Under Rotated Polarization”. In : *Conference on Lasers and Electro-Optics*. Optica Publishing Group, 2019, SW3N.2.
- [68] B. F. LEVINE et al. “New 10  $\mu\text{m}$  infrared detector using intersubband absorption in resonant tunneling GaAlAs superlattices”. In : *Applied Physics Letters* 50.16 (avr. 1987), p. 1092-1094.
- [69] Michael HAKL et al. “Ultrafast Quantum-Well Photodetectors Operating at 10  $\mu\text{m}$  with a Flat Frequency Response up to 70 GHz at Room Temperature”. In : *ACS Photonics* 8.2 (2021), p. 464-471.
- [70] Cherif BELACEL et al. “Real-time, chirped-pulse heterodyne detection at room temperature with 100 GHz 3-dB-bandwidth mid-infrared quantum-well photodetectors”. In : *Optica* 10.12 (2023), p. 1700-1708.
- [71] Peter FRIEDLI et al. “Four-wave mixing in a quantum cascade laser amplifier”. In : *Applied Physics Letters* 102.22 (juin 2013), p. 222104.
- [72] S. E. HARRIS et al. “FM OSCILLATION OF THE He-Ne LASER”. In : *Applied Physics Letters* 5.10 (nov. 2004), p. 202-204.
- [73] Amnon YARIV. “Internal Modulation in Multimode Laser Oscillators”. In : *Journal of Applied Physics* 36.2 (juill. 2004), p. 388-391.
- [74] Bozhang DONG et al. “Broadband quantum-dot frequency-modulated comb laser”. In : *Light: Science & Applications* 12.1 (juill. 2023), p. 182.
- [75] Johannes HILLBRAND et al. “Synchronization of frequency combs by optical injection”. In : *Opt. Express* 30.20 (2022), p. 36087-36095.
- [76] Jérôme FAIST et al. “Quantum Cascade Laser Frequency Combs”. In : *Nanophotonics* 5.2 (2016), p. 272-291.
- [77] Nikola OPAČAK et al. “Theory of Frequency-Modulated Combs in Lasers with Spatial Hole Burning, Dispersion, and Kerr Nonlinearity”. In : *Phys. Rev. Lett.* 123 (24 2019), p. 243902.
- [78] Jiahua LI et al. “Controlled optical high-order sidebands via bichromatic driving of a cavity mode detected by an undriven second cavity mode”. In : *Laser Physics Letters* 12.8 (2015), p. 085201.
- [79] D.J. KANE et al. “Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency-resolved optical gating”. In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 29.2 (1993), p. 571-579.
- [80] Daniel J. KANE et al. “Single-shot measurement of the intensity and phase of an arbitrary ultrashort pulse by using frequency-resolved optical gating”. In : *Opt. Lett.* 18.10 (1993), p. 823-825.

- [81] R. PASCHOTTA. *Frequency-resolved Optical Gating*. RP Photonics Encyclopedia. 2005.
- [82] C. IACONIS et al. “Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses”. In : *Opt. Lett.* 23.10 (1998), p. 792-794.
- [83] R. PASCHOTTA. *Spectral Phase Interferometry*. RP Photonics Encyclopedia. 2008.
- [84] Ellen M. KOSIK et al. “Interferometric technique for measuring broadband ultrashort pulses at the sampling limit”. In : *Opt. Lett.* 30.3 (2005), p. 326-328.
- [85] Aleksander S. RADUNSKY et al. “Compact spectral shearing interferometer for ultrashort pulse characterization”. In : *Opt. Lett.* 32.2 (2007), p. 181-183.
- [86] Philipp TÄSCHLER et al. “Femtosecond pulses from a mid-infrared quantum cascade laser”. In : *Nature Photonics* 15.12 (déc. 2021), p. 919-924.
- [87] Francesco CAPPELLI et al. “Retrieval of phase relation and emission profile of quantum cascade laser frequency combs”. In : *Nature Photonics* 13.8 (août 2019), p. 562-568.
- [88] David BURGHOFF et al. “Terahertz laser frequency combs”. en. In : *Nature Photon* 8.6 (juin 2014), p. 462-467.
- [89] David BURGHOFF. “Some notes on Shifted Wave Interference Fourier Transform Spectroscopy (SWIFTS)”. In : (juill. 2018).
- [90] L.A. COLDREN et al. “A Phenomenological Approach to Diode Lasers”. In : *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. John Wiley & Sons, Ltd, 2012. Chap. Two, p. 45-90.
- [91] L.A. COLDREN et al. “Gain and Current Relations”. In : *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. John Wiley & Sons, Ltd, 2012. Chap. Four, p. 157-246.
- [92] Denis GUIMARD et al. “Diodes laser pour les télécommunications optiques”. In : *Techniques de l’Ingénieur* 8 (juill. 2006).
- [93] L.A. COLDREN et al. “Mirrors and Resonators for Diode Lasers”. In : *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. John Wiley & Sons, Ltd, 2012. Chap. Three, p. 91-155.
- [94] L.A. COLDREN et al. “Dynamic Effects”. In : *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. John Wiley & Sons, Ltd, 2012. Chap. Five, p. 247-333.
- [95] L.A. COLDREN et al. “Appendix Five: Modal Gain, Modal Loss, and Confinement Factors”. In : *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. John Wiley & Sons, Ltd, 2012, p. 565-577.
- [96] L.A. COLDREN et al. “Appendix Six: Einstein’s Approach to Gain and Spontaneous Emission”. In : *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. John Wiley & Sons, Ltd, 2012, p. 579-592.
- [97] Dimitar POPMINTCHEV et al. “Analytical Lah-Laguerre optical formalism for perturbative chromatic dispersion”. In : *Opt. Express* 30.22 (2022), p. 40779-40808.

- [98] Dimitar POPMINTCHEV et al. *Theory of the Chromatic Dispersion, Revisited*. 2020.
- [99] Philipp TÄSCHLER et al. “Femtosecond pulses from a mid-infrared quantum cascade laser”. In : *Nature Photonics* 15 (déc. 2021).
- [100] David BURGHOFF et al. “Microelectromechanical control of the state of quantum cascade laser frequency combs”. In : *Applied Physics Letters* 115 (juill. 2019), p. 021105.
- [101] D. HOFSTETTER et al. “Measurement of semiconductor laser gain and dispersion curves utilizing Fourier transforms of the emission spectra”. In : *IEEE Photonics Technology Letters* 11.11 (1999), p. 1372-1374.
- [102] Basil HAKKI et al. “cw degradation at 300K of GaAs double-heterostructure junction lasers. II Electronic gain”. In : *Journal of Applied Physics* 44 (oct. 1973), p. 4113-4119.
- [103] HAKKI, BASIL W. AND PAOLI, THOMAS L. “Gain spectra in GaAs double heterostructure injection lasers”. In : *Journal of Applied Physics* 46.3 (sept. 2008), p. 1299-1306.
- [104] Daniel T. CASSIDY. “Technique for measurement of the gain spectra of semiconductor diode lasers”. In : *Journal of Applied Physics* 56.11 (déc. 1984), p. 3096-3099.
- [105] C. H. HENRY et al. “Measurement of gain and absorption spectra in AlGaAs buried heterostructure lasers”. In : *Journal of Applied Physics* 51.6 (juill. 2008), p. 3042-3050.
- [106] R. PASCHOTTA. *Amplified Spontaneous Emission*. RP Photonics Encyclopedia. 2008.
- [107] W.W. CHOW et al. “Amplified spontaneous emission effects in semiconductor laser amplifiers”. In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 26.8 (1990), p. 1363-1368.
- [108] Lukasz A STERCZEWSKI et al. “Waveguiding and dispersion properties of interband cascade laser frequency combs”. In : *Novel In-Plane Semiconductor Lasers XX*. On-line Only, United States : SPIE, 2021.
- [109] Jérôme FAIST et al. “Quantum Cascade Laser Frequency Combs”. In : *Nanophotonics* 5 (juin 2016).
- [110] Andreas HUGI et al. “Mid-infrared frequency comb based on a quantum cascade laser”. In : *Nature* 492.7428 (2012), p. 229-233.
- [111] L. M. KRÜGER et al. “High-speed interband cascade infrared photodetectors: photoresponse saturation by a femtosecond oscillator”. In : *Opt. Express* 29.9 (2021), p. 14087-14100.
- [112] Ursula KELLER. *Ultrafast lasers: A comprehensive introduction to fundamental principles with practical applications*. Springer International Publishing AG, 2022.
- [113] Elisa RICCARDI et al. “Short pulse generation from a graphene-coupled passively mode-locked terahertz laser”. In : *Nature Photonics* 17.7 (2023), p. 607-614.

- [114] C. GOSSET et al. “Subpicosecond pulse generation at 134GHz using a quantum-dash-based Fabry-Perot laser emitting at 1.56 $\mu$ m”. en. In : *Appl. Phys. Lett.* 88.24 (juin 2006), p. 241105.
- [115] Ricardo ROSALES et al. “High performance mode locking characteristics of single section quantum dash lasers”. en. In : *Opt. Express* 20.8 (avr. 2012), p. 8649.
- [116] Mahmood BAGHERI et al. “Passively mode-locked interband cascade optical frequency combs”. en. In : *Sci Rep* 8.1 (déc. 2018), p. 3322.
- [117] Johannes HILLBRAND et al. “Mode-locked short pulses from an 8 $\mu$ m wavelength semiconductor laser”. In : *Nature Communications* 11.1 (nov. 2020), p. 5788.
- [118] Benedikt SCHWARZ et al. “Interband and Quantum Cascade Laser Frequency Combs: From Physics to Monolithic Integration”. en. In : *2019 IEEE Photonics Society Summer Topical Meeting Series (SUM)*. Ft. Lauderdale, FL, USA : IEEE, juill. 2019, p. 1-2.
- [119] Benedikt SCHWARZ et al. “Frequency comb generation using actively mode-locked interband cascade lasers”. en. In : (2018), p. 2.
- [120] Benedikt SCHWARZ et al. “Monolithic frequency comb platform based on interband cascade lasers and detectors”. en. In : *Optica* 6.7 (juill. 2019), p. 890.
- [121] L. A. STERCZEWSKI et al. “Mid-infrared dual-comb spectroscopy with room-temperature bi-functional interband cascade lasers and detectors”. en. In : *Appl. Phys. Lett.* 116.14 (avr. 2020), p. 141102.
- [122] Lukasz A STERCZEWSKI et al. “Interband cascade laser frequency combs”. en. In : *J. Phys. Photonics* 3.4 (oct. 2021), p. 042003.
- [123] Zhuoran HAN et al. “Sensitivity of SWIFT spectroscopy”. en. In : *Opt. Express* 28.5 (mars 2020), p. 6002.
- [124] Johannes HILLBRAND et al. “Coherent injection locking of quantum cascade laser frequency combs”. In : *Nature Photonics* 13.2 (fév. 2019), p. 101-104.
- [125] B. RAZAVI. “A study of injection locking and pulling in oscillators”. In : *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 39.9 (2004), p. 1415-1424.
- [126] Ruoyu LIAO et al. “Dual-comb generation from a single laser source: principles and spectroscopic applications towards mid-IR—A review”. In : *Journal of Physics: Photonics* 2.4 (2020), p. 042006.
- [127] Sandro M. LINK et al. “Dual-comb modelocked laser”. In : *Opt. Express* 23.5 (2015), p. 5521-5531.
- [128] S. M. LINK et al. “Dual-comb spectroscopy of water vapor with a free-running semiconductor disk laser”. In : *Science* 356.6343 (2017), p. 1164-1168.
- [129] Barbara SCHNEIDER et al. “Controlling Quantum Cascade Laser Optical Frequency Combs through Microwave Injection”. In : *Laser & Photonics Reviews* 15.12 (2021), p. 2100242.

- 
- [130] Margaux Renaudat ST-JEAN et al. “Injection locking of mid-infrared quantum cascade laser at 14 GHz, by direct microwave modulation”. In : *Laser & Photonics Reviews* 8.3 (2014), p. 443-449.
- [131] Andres FORRER et al. “RF Injection of THz QCL Combs at 80 K Emitting over 700 GHz Spectral Bandwidth”. In : *Photonics* 7.1 (2020).
- [132] Luigi CONSOLINO et al. “Fully phase-stabilized quantum cascade laser frequency comb”. In : *Nature Communications* 10.1 (2019), p. 2938.
- [133] Matthew SINGLETON et al. *Evidence of Linear Chirp in Mid-Infrared Quantum Cascade Lasers*. en. Number: arXiv:1804.04162 arXiv:1804.04162 [physics]. Avr. 2018.
- [134] Matthew SINGLETON. “Combs in Quantum Cascade Lasers: Linear Chirp and Pulse Compression”. Thèse de doct.
- [135] Cherif BELACEL et al. “Optomechanical terahertz detection with single meta-atom resonator”. In : *Nature Communications* 8.1 (2017), p. 1578.
- [136] J.W. GOODMAN. *Statistical Optics*. Wiley Series in Pure and Applied Optics. Wiley, 2000.
- [137] J.B. BATES. “Fourier transform spectroscopy”. In : *Computers & Mathematics with Applications* 4.2 (1978), p. 73 -84.
- [138] Jerome FERRAND. “Study and realization of an integrated Fourier transform spectrometer (SWIFTS)”. Thèse de doct.
- [139] David BURGHOFF. “Broadband terahertz photonics”. Thèse de doct. Août 2014.
- [140] David BURGHOFF et al. “Evaluating the coherence and time-domain profile of quantum cascade laser frequency combs”. In : *Opt. Express* 23.2 (2015), p. 1190-1202.
- [141] Julien MANDON et al. “Fourier Transform Spectroscopy with a Laser Frequency Comb”. In : *Nature Photonics* 3 (jan. 2009), p. 99-102.
- [142] Dirk JALAS et al. “What is – and what is not – an optical isolator”. In : *Nature Photonics* 7.8 (2013), p. 579-582.





---