



**HAL**  
open science

## Emetteurs infrarouges superradiants

Sébastien Cosme

► **To cite this version:**

Sébastien Cosme. Emetteurs infrarouges superradiants. Physique [physics]. Université Sorbonne Paris Cité, 2019. Français. NNT : 2019USPCC007 . tel-02493321

**HAL Id: tel-02493321**

**<https://theses.hal.science/tel-02493321>**

Submitted on 27 Feb 2020

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

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

UNIVERSITÉ PARIS DIDEROT-PARIS 7  
SORBONNE PARIS CITÉ  
ED 564 : PHYSIQUE EN ILE-DE-FRANCE

**Doctorat de Physique**

# Émetteurs infrarouges superradiants

Sébastien COSME

Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques

Présentée et soutenue publiquement à Paris le 04 mars 2019



*Présidente du jury :* Sara DUCCI, Professeur, Université Paris Diderot

*Directrice de thèse :* Angela VASANELLI, Professeur, Université Paris Diderot

*Co-directeurs de thèse :* Carlo SIRTORI, Professeur, École normale supérieure

*Rapporteurs :* Christophe COUTEAU, Maître de conférence, UTT  
Brahim GUIZAL, Professeur, Université de Montpellier

*Examineurs :* Thomas ANTONI, Maître de conférence, CentraleSupélec

*Invitée :* Rose-Marie SAUVAGE, Docteur, DGA

*À ma femme,  
que j'aime tendrement.*

*"Ce n'est pas ce que vous ignorez qui pose problème mais ce que vous savez avec certitude et qui n'est pas vrai."*

*Mark Twain*



# Résumé

Cette thèse porte sur la réalisation et la caractérisation d'émetteurs infrarouges, basés sur l'utilisation de couches semi-conductrices III-V fortement dopées. Quand l'épaisseur des couches est inférieure à la longueur d'onde du plasmon dans le matériau, le plasmon est confiné et se couple très fortement au rayonnement. Son spectre d'absorption présente une unique résonance se trouvant dans l'infrarouge moyen pour nos structures. Le taux d'émission spontanée du plasmon est proportionnel à la densité électronique de la couche semi-conductrice fortement dopée. L'émission spontanée est donc un phénomène coopératif : en d'autres termes, le plasmon confiné est superradiant. Dans cette thèse j'ai exploité l'égalité qui existe entre l'émissivité et l'absorptivité d'une structure (loi de Kirchhoff de l'émissivité), ainsi que le fort couplage des plasmons au rayonnement, pour réaliser des émetteurs thermiques dans l'infrarouge moyen, à spectre étroit et directifs.

Dans les dispositifs que j'ai réalisés le plasmon est excité thermiquement en injectant un courant dans le plan des couches semiconductrices. L'étude et l'amélioration de leurs propriétés d'émission sont au cœur de mon travail de thèse. Le résultat principal que j'ai obtenu est la réalisation d'émetteurs thermiques modulables en fréquence jusqu'à 50 MHz, soit deux ordres de grandeur au-dessus de l'état de l'art.

Mots-clef : Moyen Infrarouge, Gaz bidimensionnel électrons, Plasmon confiné, Semiconducteur, Emetteur thermique



# Abstract

This thesis focuses on the realisation and the characterisation of infrared emitters. They are based on the use of III-V, heavily doped, semiconductor layer. When the thickness of the semiconductor layer is less than the wavelength of the plasmon inside the material, the plasmon is confined and strongly couples with the radiation. The absorption spectrum shows a single resonance in the mid-infrared for our structure. The spontaneous emission rate of the plasmon is proportional to the electronic density of the semiconductor layer. The Spontaneous emission is therefore a cooperative phenomenon : the confined plasmon is superradiant. In this thesis I use the equality between emissivity and absorptivity (Kirchhoff law of emissivity), together with the strong coupling of the plasmon with the radiation, in order to realize thermal emitters in the mid-infrared. These emitters are narrow and directive.

In the devices that I realized, the plasmon is thermally excited thanks to the injection of a current in the plane of the highly doped layer. The study and the improvement of the emission properties of this device are the heart of this work. The main result that I obtain is the realisation of a thermal emitter that can be modulated up to 50 MHz, which is two orders of magnitude higher than the state of the art.

Keywords : Mid-Infrared, Bidimensional electron gas, Confined plasmon, Semiconductors, Thermal emitters





# Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Christophe Couteau et Brahim Ghuizal d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail de thèse. J'ai particulièrement apprécié la qualité de leurs relectures et les commentaires pertinents apportés à mon manuscrit. Je remercie également Sara Ducci, et Thomas Antoni pour leurs participations à mon jury de thèse et l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux.

Mes remerciements vont également à mes deux directeurs de thèse Carlo Sirtori et Angela Vasanelli. Carlo, qui a constamment su proposer des orientations judicieuses pour mon travail de thèse. Malgré son emploi du temps chargé, il a toujours réussi à trouver du temps pour discuter des résultats obtenus ou pour aider à aligner la manip (merci notamment pour m'avoir fait comprendre qu'un fer à souder ne servait pas QUE à souder). Je tiens également à remercier Angela pour sa détermination et le temps qu'elle a consacré à ce travail, que ce soit pour l'aide à la compréhension des différents phénomènes physiques en jeux, l'analyse des résultats, ou encore l'aide pour répondre aux questions du type "mais pourquoi ces échantillons cassent-ils?" (question plus ou moins très récurrente). Son implication a réellement permis de faire avancer ce travail. Je tiens également à la remercier très chaleureusement pour sa lecture (sa relecture) (et sa re-re-lecture) attentive de mon manuscrit.

Tout au long de ce travail, j'ai utilisé les croissances réalisées par Isabelle Sagnes, Gregoire Beaudoin et Konstantin Pantzas au centre de nanosciences et de nanotechnologies. La qualité de leurs processus de croissance et leur volonté de toujours nous fournir le meilleur de ce qu'ils peuvent produire (et le plus rapidement possible aussi), m'a permis de mener à bien les mesures de cette thèse. Je tiens également ici à remercier Jean-Jacque Greffet et son équipe pour le prêt de leur détecteur rapide sans lequel les mesures hautes fréquences n'auraient pas été possible.

Je ne peux pas oublier de remercier toute l'équipe de la salle blanche, Pascale, Christophe et Stéphane pour leur bonne humeur communicative et leurs expertise d'une aide précieuse sur les procédés de fabrication et l'utilisation des équipements. Pascal, j'espère que quelqu'un arrivera un jour à te faire fléchir sur le canapé et les boissons en salle blanche, c'est une réelle nécessité... Un grand merci également à Jocelyne et Sandrine, toujours à l'écoute et d'une grande aide aussi bien dans les soucis administratifs que dans les moments de fringale (étonnamment quotidiens...). Je remercie également Martial et Patrick pour la qualité des pièces mécaniques qu'ils savent réaliser et l'apport de leurs connaissances lors des phases de conception.

Il faut également rendre un hommage certain aux thésards, post-docs et permanents du MPQ avec qui j'ai eu le plaisir de travailler. Merci à Giulia qui m'a permis de me familia-

riser avec les techniques expérimentales qui m'ont servi tout au long de ma thèse et avec qui il est vraiment plaisant de travailler. J'espère que la Suisse te plait autant que la vue sur Seine du labo. Merci également à Mathieu pour son aide en toutes circonstances aussi bien au labo qu'en dehors, pour l'ambiance que tu as insufflé au labo et pour la super programmation musicaloradiophonique. Merci à Alireza pour le temps passé à caractériser le détecteur rapide ensemble mais également pour sa bonne humeur et son expertise vestimentaire irremplaçable. Merci également à Cherif dont la finesse des analyses géopolitiques m'a toujours impressionné (si, si c'est vrai). Merci aussi à Yanko pour son sens de l'humour inimitable. Je ne peux pas oublier mes deux camarades de bureau, en premier lieu (car c'était le plus près de la porte) Daniele qui m'en doit toujours deux pour son cahier de manip et Baptiste que je remercie sans aucun scepticisme. Merci également à Sofia, dont les fredonnements apportaient un petit quelque chose au bureau. Merci aussi à ma coéquipière de thèse (je ne sais pas si ça se dit) Zahra pour la bonne humeur dont elle a fait preuve pendant ces trois ans, bon courage à toi dans tes nouvelles aventures. Merci à Allegra et Azzura dont la bonne humeur et le sourire mettaient toujours la joie dans le labo. Merci également aux différents stagiaires que j'ai eu le plaisir d'encadrer. Riccardo, merci pour ton travail sur l'IBE qui a permis de comprendre l'importance de cette partie de la fabrication. Eugénio, merci pour ces jours et ces nuits passés à réaliser les mesures avec moi et également pour les pasta! Merci également à Andy, et bon courage pour ta thèse.

Je tiens également à remercier ma famille qui m'a accompagné au cours de mes années d'étude et qui m'ont toujours soutenu et aidé dans les choix d'orientation que j'ai réalisés.

Enfin, je tiens à remercier la personne sans qui cette thèse n'aurait pas pu aboutir, celle qui tous les jours à fait preuve de patience et de compréhension. Merci pour ton soutien, ta présence et ton amour. Merci Rim.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>12</b>
<b>1 Interaction rayonnement matière dans les semi-conducteurs fortement dopés</b>	<b>15</b>
1.1 Matériaux massifs . . . . .	15
1.1.1 Structure cristalline et bandes d'énergies . . . . .	15
1.1.2 Masse effective . . . . .	17
1.1.3 Modèle de Drude . . . . .	18
1.1.4 Couche mince . . . . .	21
1.2 Puits quantique de semi-conducteur . . . . .	22
1.2.1 Structure de bande . . . . .	23
1.2.2 Non parabolicité . . . . .	26
1.2.3 Transitions intersousbandes . . . . .	26
1.2.4 Plasmon multisousbande . . . . .	33
1.3 Absorptivité d'un puits quantique : simulation et mesure . . . . .	36
1.3.1 Simulation par éléments finis de la réponse optique d'un puits quantique . . . . .	36
1.3.2 Mesure de transmission à l'angle de Brewster . . . . .	38
1.4 Superradiance . . . . .	42
1.4.1 Description du phénomène de superradiance . . . . .	42
1.4.2 Émission spontanée d'un plasmon . . . . .	43
<b>2 Incandescence de plasmons</b>	<b>47</b>
2.1 Ingénierie de l'émission thermique . . . . .	47
2.1.1 Loi de Kirchhoff de l'émissivité . . . . .	47
2.1.2 Émetteurs thermiques agiles : état de l'art . . . . .	49
2.2 Excitation thermique de plasmons confinés . . . . .	52
2.3 Dispositifs pour l'émission thermique . . . . .	55
2.3.1 Description de l'échantillon et mesure de transmission . . . . .	55
2.3.2 Fabrication des dispositifs . . . . .	56
2.3.3 Montage expérimental . . . . .	60
2.3.4 Étude de la puissance émise . . . . .	61
2.3.5 Extraction de la résistance thermique . . . . .	64
2.4 Augmentation de l'émission thermique par une couche résistive . . . . .	65
2.4.1 Dessin et fabrication des structures . . . . .	65
2.4.2 Étude de la puissance émise . . . . .	68
2.4.3 Extraction de la résistance thermique . . . . .	70
2.4.4 Comparaison avec l'échantillon de référence . . . . .	71

---

2.5	Modulation en fréquence . . . . .	72
<b>3</b>	<b>Modulation rapide de l'émission thermique</b>	<b>75</b>
3.1	Émetteurs thermiques à haute fréquence : état de l'art . . . . .	75
3.2	Présentation du dispositif . . . . .	77
3.2.1	Description de l'échantillon . . . . .	77
3.2.2	Couplage entre le plasmon et le mode de cavité . . . . .	80
3.3	Modulation en fréquence . . . . .	82
3.3.1	Montage expérimental . . . . .	82
3.3.2	Réponse spectrale et transmission des optiques . . . . .	86
3.3.3	Caractérisation en fréquence des instruments . . . . .	88
3.3.4	Résultats expérimentaux . . . . .	91
3.3.5	Analyse des résultats . . . . .	93
3.3.6	Diffusion de la chaleur . . . . .	98
<b>4</b>	<b>Excitation résonante de plasmons confinés</b>	<b>103</b>
4.1	Motivation et état de l'art . . . . .	103
4.2	Plasmons bidimensionnels dans une structure sans barrières . . . . .	105
4.2.1	Présentation des échantillons . . . . .	105
4.2.2	Caractérisation passive . . . . .	107
4.2.3	Largeur radiative et non radiative . . . . .	111
4.3	Injection électronique dans la structure sans barrières . . . . .	113
4.3.1	Fabrication des dispositifs . . . . .	113
4.3.2	Caractérisation électrique et optique . . . . .	116
4.3.3	Caractère non thermique de l'excitation . . . . .	120
4.3.4	Émission résolue en angle . . . . .	120
4.3.5	Rôle de la barrière Schottky . . . . .	123
4.4	Injection électronique à travers une barrière . . . . .	124
4.4.1	Présentation des échantillons . . . . .	125
4.4.2	Résultats expérimentaux . . . . .	127
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>132</b>
	<b>Annexe A</b>	<b>136</b>
	<b>Annexe B</b>	<b>141</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>143</b>
	<b>Liste des figures</b>	<b>150</b>



# Introduction

L'infrarouge est une partie du spectre électromagnétique utilisé dans de nombreuses applications. C'est le cas, par exemple, de la spectroscopie optique permettant d'analyser la composition d'un gaz (molécules présentes, concentration de celles-ci...). Beaucoup de molécules possèdent en effet des niveaux de vibrations ou de rotations dans l'infrarouge. C'est le cas notamment du CO ou du CO<sub>2</sub> dont il peut être important de connaître la concentration dans la vie courante. D'autres molécules, notamment certains explosifs comme le TNT ou certains agents toxiques comme le sarin possèdent également des absorptions dans le moyen infrarouge. Il est donc important d'avoir des émetteurs dans l'infrarouge moyen, pouvant servir de sources pour des applications en spectroscopie des gaz.

D'autres applications montrent aussi l'intérêt important que représente le domaine du moyen infrarouge. En effet le rayonnement du corps noir, à température ambiante, se situe dans l'infrarouge moyen autour de 10  $\mu\text{m}$ . C'est pourquoi les dispositifs de vision nocturne et les détecteurs de présence fonctionnent dans l'infrarouge. Le domaine militaire représente également un champ applicatif très important pour ces dispositifs. Outre les détecteurs déjà évoqués (dispositifs de vision nocturne par exemple), des émetteurs peuvent être utilisés pour réaliser des systèmes d'identification amis/ennemis. En effet, le rayonnement infrarouge étant invisible à l'œil nu, il est possible d'utiliser ce type d'émetteur, couplé à un récepteur sensible à la même longueur d'onde (et à la même fréquence de modulation) pour identifier des soldats amis sur un théâtre d'opération de manière furtive. Si les émetteurs sont assez puissants, ils peuvent également être utilisés comme contre-mesures optiques pour dévier des missiles à guidage par contraste thermique par exemple. Pour ces différentes applications, les émetteurs doivent présenter plusieurs caractéristiques. Il peut être nécessaire qu'ils soient monochromatiques pour ne détecter, par exemple, qu'un type de composé chimique et modulable en longueur d'onde afin de sélectionner les molécules d'intérêt. Il est également nécessaire dans certaines applications comme la communication, d'avoir des émetteurs modulables rapidement en fréquence.

Pour obtenir une émission dans l'infrarouge moyen, il est possible d'utiliser des émetteurs thermiques. Ils sont basés sur l'augmentation de la température d'un matériau grâce à un chauffage par effet joule. Nous pouvons par exemple citer les globars utilisées commercialement pour la spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier. D'autres dispositifs basés sur les transitions intersousbandes dans des puits quantiques chauffés peuvent également être utilisés comme émetteurs infrarouges [8]. Cependant, ces émetteurs ne répondent pas totalement aux caractéristiques nécessaires pour les applications citées plus haut. En effet, les émetteurs thermiques comme les globars ne peuvent pas être modulés rapidement en fréquence du fait de leur inertie thermique importante (généralement au maximum quelques centaines de Hertz). De plus les émetteurs thermiques sont basés sur la loi de

Kirchhoff [47], leur maximum d'émission est donc limité à celui d'un corps noir parfait à la même température. Ces limitations peuvent être surmontées en utilisant des émetteurs non thermiques, par exemple des lasers à cascade quantique [32]. Cette technologie permet d'obtenir une émission dans l'infrarouge moyen, à température ambiante, au-dessus du corps noir et modulable en fréquence. Il est cependant difficile aujourd'hui d'avoir des émetteurs non basés sur l'émission stimulée, efficaces dans l'infrarouge moyen. En effet, le temps de vie radiatif ( $\sim 10$  ns) est très élevé en comparaison avec le temps de vie non-radiatif ( $\sim$  ps). Cela donne une efficacité quantique très faible (de l'ordre de  $10^{-5}$ ).

Pour contourner ces différentes limitations, l'équipe Physique Quantique et Dispositifs du laboratoire MPQ, dans laquelle j'ai effectué ma thèse, a étudié la possibilité d'utiliser des structures fortement dopées de faible dimension permettant d'obtenir des émetteurs infrarouges. Dans ce type de structure, l'émission spontanée devient un phénomène collectif. Cette émission est caractérisée par un mode brillant unique, un plasmon confiné. Les émetteurs basés sur ces plasmons confinés seront donc quasimonochromatiques et modulables en longueur d'onde en changeant l'épaisseur de la couche plasmonique. De plus, la faible dimension des couches plasmoniques utilisées permet d'obtenir le phénomène de superradiance [54]. Cette superradiance s'obtient quand un ensemble d'émetteurs identiques sont distribués sur une distance inférieure à la longueur d'onde de la lumière émise. Dans ce cas, le temps de vie radiatif devient proportionnel à l'inverse du nombre d'émetteurs impliqués. Il sera donc possible d'atteindre des temps de vie extrêmement courts (de l'ordre ou inférieur au temps de vie non-radiatif). L'utilisation des plasmons superradiants confinés permet ainsi de contourner deux des limitations des émetteurs thermiques infrarouges (i.e l'efficacité quantique limitée et l'émission monochromatique).

Cette thèse s'est focalisée sur l'amélioration des propriétés d'émissions des dispositifs basés sur l'utilisation de plasmons bidimensionnels superradiants. Le but des études, qui seront présentées ici, est de permettre de surmonter les difficultés liées à l'utilisation d'émetteurs infrarouges thermiques chauffés par effet joule. La première difficulté est l'obtention d'une puissance optique élevée. Une puissance élevée est par exemple nécessaire pour des applications en communication. En effet, la distance à laquelle il est possible de transmettre de l'information sera conditionnée par la puissance émise. Il est difficile dans les émetteurs thermiques plasmoniques d'augmenter la puissance optique émise sans changer la longueur d'onde d'émission du plasmon bidimensionnel. Je présenterai une technique permettant cela. La seconde limitation que je lèverai est la limitation de la fréquence de modulation. Pour cela, j'utiliserai la faible inertie des électrons eux-mêmes. La dernière limitation est celle concernant l'émissivité dû à l'utilisation de dispositif thermique. Pour la lever, je présenterai un émetteur basé sur une excitation résonnante du plasmon bidimensionnel.

Le manuscrit de cette thèse sera organisée comme suit :

Je présenterai dans le premier chapitre le comportement des matériaux massifs soumis à une onde électromagnétique ainsi que celui d'une couche mince. Je décrirai ensuite les puits quantiques, les transitions intersousbandes et les plasmons multisousbandes. Une partie de ce chapitre permettra également de présenter la méthode de simulation de l'absorption ainsi que la méthode de mesure de transmission à l'angle de Brewster. Le phénomène de superradiance sera présenté pour finir.

Dans le second chapitre, je présenterai la loi de Kirchhoff de l'émissivité ainsi que le modèle permettant de décrire l'émission thermique de plasmons bidimensionnels chauffés

par effet joule grâce à l'application d'un courant dans le plan de la couche plasmonique. Je montrerai ensuite le rôle primordial que joue la résistance thermique de conduction sur l'émission. Il sera également présenté comment augmenter la puissance optique émise par le plasmon bidimensionnel. Pour cela, l'augmentation de la température du plasmon sera réalisée par une couche dopée de résistance thermique élevée, séparée spatialement du plasmon.

Le chapitre trois portera sur la modulation rapide d'émetteurs thermiques infrarouges superradiants. Je présenterai, dans un premier temps un état de l'art de la modulation rapide des émetteurs thermiques infrarouges. Je décrirai ensuite un émetteur thermique possédant une émissivité unitaire réalisé par B. Dailly au cours de sa thèse. Ce dispositif sera modulé en fréquence jusqu'à 50 MHz et son émission plasmonique sera étudiée. La diffusion de la chaleur dans la structure sera ensuite décrite pour comprendre le comportement de l'émetteur en fonction de la fréquence de modulation appliquée.

Le dernier chapitre présentera une autre voie d'excitation des plasmons démontrée par T. Laurent ([55]) basée sur l'interaction résonante entre un flux électronique et le plasmon. Je montrerai dans un premier temps la possibilité d'obtenir un plasmon bidimensionnel dans une structure sans barrières d'AlInAs. Je comparerai les propriétés optiques de cette structure avec une structure identique possédant cette fois-ci des barrières d'AlInAs. Je présenterai ensuite les résultats que j'ai obtenus en émission sur la structure sans barrières. Les caractéristiques électriques nécessaires pour obtenir l'émission plasmonique en injection résonante seront également discutées dans ce chapitre.



# Chapitre 1

## Interaction rayonnement matière dans les semi-conducteurs fortement dopés

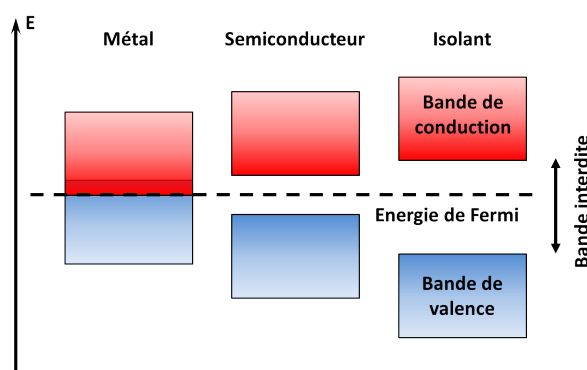
Dans ce chapitre, je vais introduire les concepts nécessaires à l'étude de l'interaction rayonnement-matière dans les structures semi-conductrices que j'ai utilisées au cours de cette thèse. Je commencerai par présenter le cas des matériaux massifs dopés. Pour cela, je présenterai la structure cristalline des matériaux semi-conducteurs de type III-V et décrirai la structure de bande dans le cas de l'arséniure d'indium et de gallium (InGaAs). J'introduirai également la notion de masse effective et décrirai le comportement des électrons soumis à un rayonnement infrarouge dans le cas d'un semi-conducteur massif dopé. Je présenterai ensuite le cas de ces matériaux lorsqu'une des dimensions est réduite. La section suivante présentera les puits quantiques de semi-conducteurs. La première partie présentera comment le confinement électronique induit l'apparition de sousbandes dans la bande de conduction. Les transitions intersoubandes et l'obtention d'un mode collectif électronique seront l'objet des deux dernières parties de cette section. La troisième partie de ce chapitre présentera une méthode expérimentale permettant d'étudier la réponse optique d'un semi-conducteur dopé soumis à une onde électromagnétique. La simulation de cette réponse optique par élément fini sera également présentée. La dernière section présentera le phénomène de superradiance et son observation dans les modes collectifs électroniques.

### 1.1 Matériaux massifs

#### 1.1.1 Structure cristalline et bandes d'énergies

Dans le domaine de la matière condensée, les atomes peuvent être liés entre eux pour former un réseau cristallin. La proximité des atomes entre eux dans la maille cristalline va entraîner une hybridation de leurs orbitales. Les électrons les plus périphériques des atomes subiront majoritairement l'effet des atomes à proximité et sont ainsi peu liés à leurs noyaux. Les électrons les plus proches de leurs noyaux sont eux fortement liés à ceux-ci.

Ces deux bandes constituent ainsi deux continuums d'états d'énergies autorisés pour les électrons. La dernière bande d'énergie totalement remplie est appelée bande de valence. La première bande non totalement remplie est la bande de conduction. Le placement du niveau de Fermi permet de décrire le caractère du matériau étudié. Si le niveau de Fermi est placé dans la bande de conduction, le matériau est un conducteur (par exemple un métal) ; s'il est placé dans la bande interdite, le matériau est isolant. Les deux types de matériaux sont présentés schématiquement dans la figure 1.1.

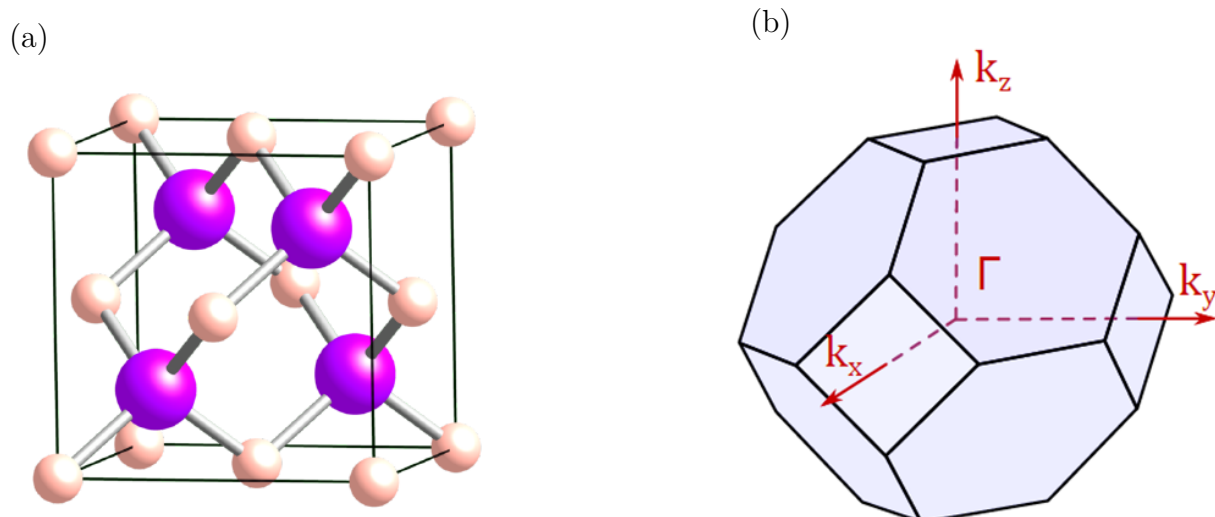


**Figure 1.1** – Représentation schématique de la bande de conduction et de la bande de valence de trois types de matériaux. En fonction de la position de l'énergie de Fermi le matériau peut être un métal, un semi-conducteur ou un isolant.

Les semi-conducteurs sont eux à la frontière entre les deux types de matériaux. Le niveau de Fermi est placé dans la bande interdite mais cette dernière présente une faible énergie (au maximum quelques électrons-volts) comme montré dans la figure 1.1. A 0 K le matériau se comporte comme un isolant (pas d'électrons libres), l'augmentation de la température entraîne une augmentation de l'occupation de la bande de conduction suivant une statistique de Fermi-Dirac. Ce type de matériau se retrouve dans le tableau périodique avec, par exemple, le germanium ou le silicium cristallin.

Il est également possible de former des composés associant différents éléments du tableau périodique pour obtenir des semi-conducteurs. C'est le cas, par exemple, des semi-conducteurs III-V et notamment de l'Arséniure d'Indium et de Gallium (InGaAs) et de l'Arséniure d'Indium et d'Aluminium (AlInAs) qui sont les matériaux au cœur de cette thèse. Les semi-conducteurs III-V tirent leur nom de la position de leurs composants dans le tableau périodique de Mendeleïev. Ce sont, en effet, des structures cristallines composites alliant un ou plusieurs éléments de la troisième colonne avec un ou plusieurs éléments de la cinquième colonne.

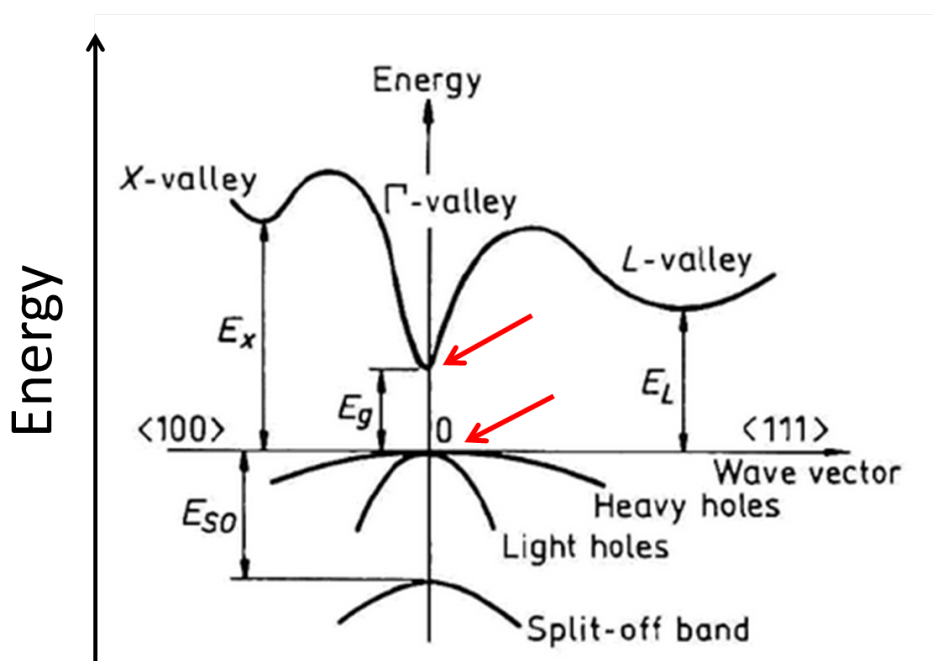
Ces semi-conducteurs cristallisent le plus souvent dans une structure zinc-blende. Le réseau est constitué de deux sous-réseaux cubiques à faces centrées formés par les composés du groupe III et V. Ces deux sous-réseaux occupent chacun la moitié du site tétraédrique formé par l'autre. Les deux mailles sont donc décalées d'un quart de la diagonale du cube (voir panneau (a) de la figure 1.2). La première zone de Brillouin associée à cette structure cristalline est présentée dans le panneau (b) de la figure 1.2 [57]. C'est un octaèdre à faces tronquées dont le centre est le point  $\Gamma$ .



**Figure 1.2** – (a) Schéma de la structure cristalline d'un composé III-V présentant un agencement de type Zinc-Blende. (b) Première zone de Brillouin d'une structure Zinc-Blende dans l'espace réciproque. Figures tirées de la référence [90]

### 1.1.2 Masse effective

Pour l' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ , la structure Zinc-Blende mène à une coïncidence du maximum de la bande de valence et du minimum de la bande de conduction au point  $\Gamma$  en  $\vec{k} = (0,0,0)$  comme montré par les flèches rouges dans la figure 1.3 (tiré de [57]). Ce matériau est donc bien à gap direct [48].



**Figure 1.3** – Structure de bande de l'Arséniure d'Indium et Gallium ( $\text{InGaAs}$ ) [57]. Les positions du minimum de la bande de conduction et du maximum de la bande de valence sont indiquées par des flèches rouges.

La courbure des bandes d'énergie permet de définir la masse effective pour les électrons. Elle est donnée par :

$$m_{i,j}^* = \hbar^2 \left( \frac{\partial^2 E}{\partial k_i \partial k_j} \right)^{-1} \quad (1.1)$$

où  $E$  est l'énergie de l'électron,  $\vec{k}$  est son vecteur d'onde. Nous pouvons ainsi considérer les électrons de la bande de conduction comme libres, le potentiel qu'ils subissent dû au réseau cristallin étant contenu dans leur masse effective  $m^*$ . Il est possible d'approximer cette masse effective en considérant la bande de conduction comme parabolique autour de  $\Gamma$ . Nous obtenons dans ce cas pour des vecteurs d'onde faibles (au point  $\Gamma$ ) :

$$m^* = \hbar^2 \left( \frac{\partial^2 E}{\partial k^2} \right)^{-1} \quad (k = 0) \quad (1.2)$$

La fiabilité de cette approximation diminue d'autant que la largeur de la bande interdite diminue.

### 1.1.3 Modèle de Drude

Les techniques de croissance des semi-conducteurs permettent l'insertion d'impuretés dans le cristal (pouvant être ionisées par la température). Selon la configuration électronique, ces impuretés vont se comporter comme des donneurs ou des accepteurs électroniques. Les structures présentées ici utilisent un dopage avec un élément du groupe IV : le silicium. Les atomes de silicium vont prendre la place d'atomes du groupe III dans la maille cristalline et se comporter comme des donneurs. Nous obtiendrons donc un dopage de type  $n$  (négatif). La densité électronique maximale qu'il est possible d'atteindre dans le GaInAs est de l'ordre de  $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ .

Dans le cas d'un matériau massif dopé, les électrons de la bande de conduction peuvent être considérés comme libres si l'on prend en compte leur masse effective. Il est ainsi possible de décrire l'interaction de ces électrons avec une onde électromagnétique via le modèle de Drude. Dans ce cas, le mouvement des électrons va impliquer une polarisation donnée par  $\vec{P} = -N_V e \vec{r}$  où  $N_V$  représente la densité volumique de charge et  $e$  la charge d'un électron. En considérant le matériau comme isotrope, il est possible d'écrire la loi d'Ohm locale :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} = -e N_V \vec{v} \quad (1.3)$$

avec  $\vec{J}$  la densité de courant,  $\sigma$  la conductivité du matériau et  $\vec{v}$  la vitesse des électrons. Les électrons étant libres de se déplacer dans le matériau, nous pouvons décrire leurs mouvements par la relation fondamentale de la dynamique, en considérant un champ électrique  $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$  de pulsation  $\omega$ , sous la forme :

$$m^* \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + m^* \gamma \frac{d \vec{r}}{dt} = -e \vec{E}_0 e^{-i\omega t} \quad (1.4)$$

Nous avons ici introduit une constante  $\gamma$  modélisant les forces de frottement dues aux collisions que subissent les électrons lors de leurs déplacements. En recherchant les solutions sinusoïdales (du type  $\vec{r} = \vec{r}_0 e^{-i\omega t}$ ) à l'équation 1.4, nous pouvons obtenir l'expression de  $\vec{r}_0$  sous la forme :

$$\vec{r}_0 = \frac{e \vec{E}_0}{m^*} \frac{1}{\omega^2 + i\gamma\omega} \quad (1.5)$$

Si nous revenons à la définition du déplacement électrique  $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}$  avec  $\epsilon_r$  la permittivité relative du matériau et  $\epsilon_0$  la permittivité du vide, et en prenant en compte la contribution des électrons liés et des électrons libres de la bande de conduction (au travers de la polarisation  $P = P_{\text{électrons libres}} + P_{\text{autres}}$ ), nous obtenons comme dans la référence [34] :

$$\vec{D} = \epsilon_\infty \epsilon_0 \vec{E} - \frac{N_V e^2 \vec{E}}{m^*} \frac{1}{\omega^2 + i\gamma\omega} \quad (1.6)$$

avec  $\epsilon_\infty$  la permittivité du matériau à haute fréquence. Elle correspond au fait que les électrons n'interagissent pas avec le champ oscillant si la fréquence est grande devant leur temps de réponse caractéristique. Nous pouvons obtenir la permittivité relative  $\epsilon_r$  en introduisant la pulsation plasma  $\omega_P = \left( \frac{N_V e^2}{m^* \epsilon_0 \epsilon_\infty} \right)^{\frac{1}{2}}$  :

$$\epsilon_r = \epsilon_\infty \left( 1 - \frac{\omega_P^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \right) \quad (1.7)$$

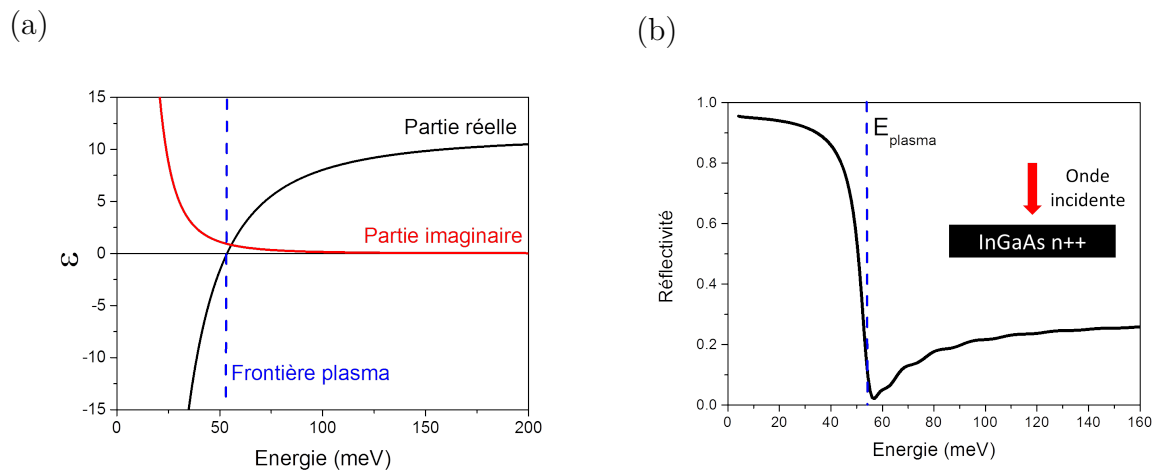
En calculant la vitesse  $\vec{v} = \vec{v}_0 e^{-i\omega t}$  et en utilisant les équations 1.4 et 1.6, il est possible de relier  $\epsilon_r$  et la conductivité  $\sigma$  :

$$\begin{cases} \sigma = \frac{\sigma_0}{1 - i\omega \frac{1}{\gamma}}, \sigma_0 = \frac{N_V e^2}{\gamma m^*} \\ \epsilon_r = \epsilon_\infty + \frac{i\sigma}{\epsilon_0 \omega} \end{cases} \quad (1.8)$$

Comme dit au début de cette section, ce modèle s'applique dans le cas des matériaux massifs dopés. Les électrons de la bande de conduction sont donc considérés comme libres et peuvent se déplacer dans les trois directions de l'espace sous l'effet d'un champ incident. Leur interaction avec la lumière va mener à une absorption dont nous pouvons parler comme d'une absorption par porteurs libres. Pour décrire cette absorption, nous pouvons exprimer la valeur du coefficient d'absorption  $\alpha$  en fonction de la conductivité  $\sigma$  ou de la permittivité  $\epsilon_r$  relative [34] :

$$\begin{cases} \alpha = \frac{1}{c\epsilon_0\sqrt{\epsilon_\infty}}\Re(\sigma) \\ \alpha = \frac{\omega}{c\sqrt{\epsilon_\infty}}\Im(\epsilon_r) \end{cases} \quad (1.9)$$

avec  $c$  la vitesse de la lumière. Nous voyons donc que l'absorption est proportionnelle à la partie imaginaire de la permittivité. En traçant les parties réelles et imaginaires de la permittivité il est possible d'identifier la frontière plasma comme montré dans le panneau (a) de la figure 1.4. Cette figure présente la partie réelle et la partie imaginaire de la permittivité pour le GaInAs dopé à  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .



**Figure 1.4** – (a) Partie imaginaire (rouge) et réelle (noir) de la permittivité donnée par le modèle de Drude. La frontière plasma est présentée en bleu. (b) Simulation de la réflectivité d'un matériau massif avec la permittivité calculée suivant le modèle de Drude pour une densité électronique de  $N_V = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et une épaisseur de  $5 \mu\text{m}$ .

La frontière plasma correspond à l'annulation de la partie réelle de la permittivité. Elle marque la séparation entre deux comportements du matériau. À des énergies plus élevées que celle de la frontière plasma, le matériau se comportera comme un diélectrique. La lumière incidente pourra donc pénétrer à l'intérieur. Pour des énergies plus basses, son comportement tendra vers celui d'un métal et la lumière sera entièrement réfléchi. Une simulation de ces deux cas est présentée dans le panneau (b) de la figure 1.4. La réflectivité est tracée en noir et la frontière plasma est indiquée en pointillés bleus. Cette simulation a été réalisée avec le logiciel de simulation Comsol en injectant les valeurs des parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction obtenues via le modèle de Drude.

### 1.1.4 Couche mince

Si l'une des dimensions du matériau (par exemple la direction de croissance  $z$ ) est réduite jusqu'à atteindre une dimension comparable à la longueur d'onde plasma dans le matériau (i.e  $z \sim \frac{2\pi c}{\omega_P}$ ), les propriétés optiques ne peuvent plus être considérées comme isotropes. Les électrons seront libres dans le plan  $xy$  et leur réponse optique sera donnée, dans cette direction, par le modèle de Drude présenté précédemment. Dans la direction  $z$ , les électrons ne sont plus soumis uniquement au champ provenant de l'onde électromagnétique incidente  $\vec{E}_{ext}$ . Ils subissent également un champ provenant de l'oscillation de leurs voisins  $\vec{E}_{int}$ . Le champ total qu'ils subissent sera donc donné par  $\vec{E}_{tot} = \vec{E}_{ext} + \vec{E}_{int}$ . Il n'est dans ce cas plus possible d'utiliser l'équation 1.9 pour décrire l'absorption du fait de l'apparition du champ interne provenant de l'oscillation des électrons environnants. Pour calculer l'absorption, il est nécessaire d'utiliser le champ de déplacement électrique donné par  $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$ . Dans la direction perpendiculaire à l'interface vide/semi-conducteur, le déplacement électrique est continu, ainsi il est possible de relier le champ électromagnétique externe et interne par la relation :

$$\epsilon_\infty E_{z,ext} = \epsilon E_{z,tot} \quad (1.10)$$

Le vecteur densité de courant présente également une continuité dans la direction normale à l'interface. Nous pouvons ainsi écrire :

$$J_z = \tilde{\sigma} E_{z,ext} = \sigma E_{z,tot} \quad (1.11)$$

Les équations 1.10 et 1.11 nous permettent d'obtenir la conductivité effective du milieu :

$$\tilde{\sigma} = \frac{\epsilon_\infty \sigma}{\epsilon} \quad (1.12)$$

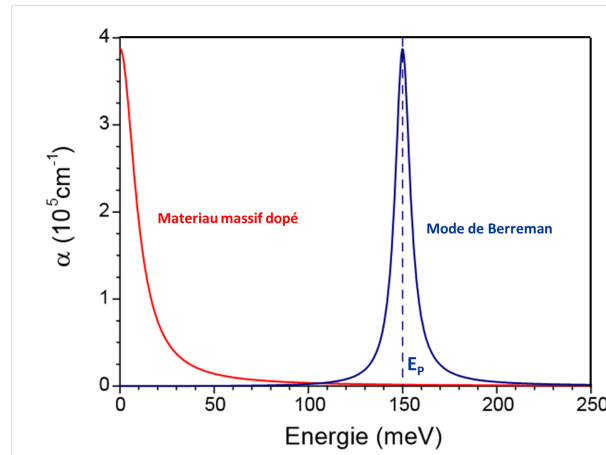
Il est grâce à cela possible d'obtenir la valeur du coefficient d'absorption par une substitution de  $\sigma$  par  $\tilde{\sigma}$  dans l'équation 1.9 :

$$\begin{cases} \alpha = \frac{1}{c\epsilon_0\sqrt{\epsilon_\infty}} \Re(\tilde{\sigma}) \\ \alpha = \frac{\omega\epsilon_\infty\sqrt{\epsilon_\infty}}{c} \Im\left(\frac{-1}{\epsilon}\right) \end{cases} \quad (1.13)$$

Nous voyons au travers de l'équation 1.13 que l'absorption n'est dans le cas d'une couche mince dopée plus reliée à la partie imaginaire de la permittivité mais à la partie imaginaire de l'inverse de cette permittivité. Nous pouvons noter que pour une couche mince faiblement dopée,  $\epsilon \rightarrow \epsilon_\infty$ . En effet, la dépendance  $\omega_P \propto \sqrt{N_V}$  fait que si  $N_V$  tend vers 0,  $\omega_P$  fait de même. Les coefficients d'absorption donnés par les équations 1.9 et 1.13 seront dans ce cas équivalents. Cela provient de la dilution des charges dans la couche mince lorsque le dopage diminue. Pour les valeurs de  $N_V$  faible, le champ créé par l'oscillation

des électrons devient faible comparé à celui de l'onde électromagnétique incidente. Une couche mince faiblement dopée va ainsi se comporter comme un matériau massif.

Avec la diminution d'une des dimensions de la structure, le coefficient d'absorption présente une résonance à l'énergie plasma. Cette résonance est appelée "mode de Berreman" [39][33]. La différence entre le régime des couches minces et celui des matériaux massifs est mis en évidence dans la figure 1.5. Cette figure présente les coefficients d'absorption obtenus avec la formule 1.13 (courbe bleu) et ceux obtenus avec la formule 1.9 (courbe rouge)<sup>1</sup>.



**Figure 1.5** – Comparaison de la valeur du coefficient d'absorption dans le cas d'un matériau massif (rouge) et dans le cas d'une couche mince (bleu). Nous voyons que la diminution d'une des dimensions du matériau entraîne une résonance dans le coefficient d'absorption autour de  $E_P$ .

Il faut noter que l'air sous les deux spectres d'absorption est égale. L'absorption totale est donc conservée dans les deux régimes.

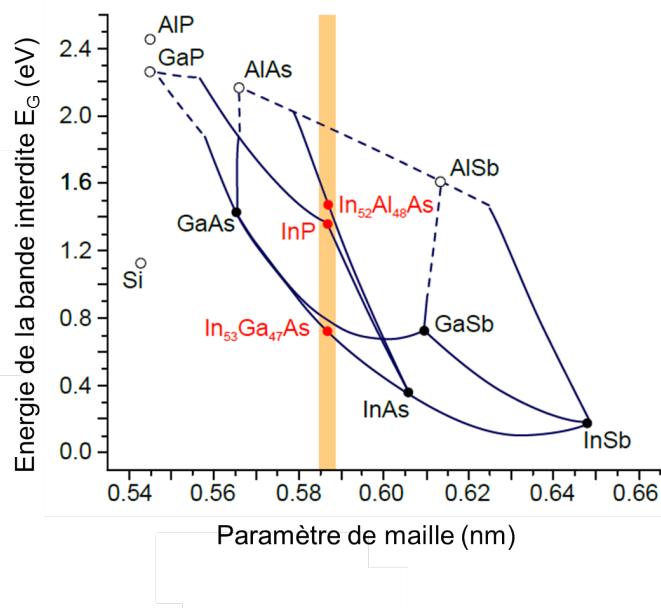
## 1.2 Puits quantique de semi-conducteur

Un puits quantique est composé d'une couche de semi-conducteur à faible gap entourée de couches de semi-conducteur de gap plus important. Pour réaliser un puits quantique, il est possible de faire croître une hétérostructure sur un substrat cristallin. Cette hétérostructure sera composée de couches de semi-conducteurs de paramètres de mailles identiques mais de bandes interdites différentes. La figure 1.6 présente plusieurs composés binaires ou ternaires avec leurs paramètres de mailles et leurs énergies de bandes interdites (gap).

Nous voyons que, pour respecter l'accord de maille, seules certaines hétérostructures peuvent être utilisées. Nous pouvons, par exemple, obtenir des hétérostructures composées d'InAs et d'AlSb épitaxiées sur substrat d'InAs, des hétérostructures de GaAs et d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_x$  sur substrat de GaAs ou encore des hétérostructures composées d' $\text{In}_{53}\text{Ga}_{47}\text{As}$

1. Dans les deux cas, une même densité électronique ( $1.3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) et donc une même énergie plasma  $E_P = 150 \text{ meV}$  sont considérées.





**Figure 1.6** – Énergie de la bande interdite en fonction du paramètre de maille pour différents semi-conducteurs. Les composés III-V à gap direct sont représentés par des ronds pleins. Les pointillés et les ronds ouverts sont les matériaux à gap indirect. L'accord de maille avec l'InP est indiqué en jaune et les composés résultants en rouge. Figure tirée de [23].

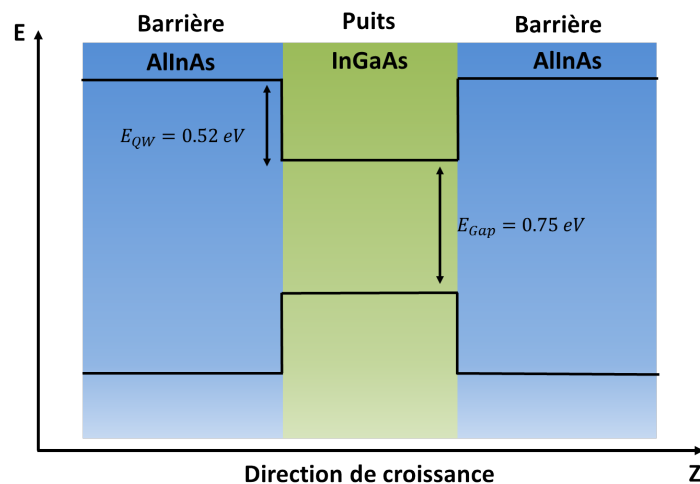
et d' $Al_{52}In_{48}As$  épitaxiées sur substrat d'InP. C'est cette dernière hétérostructure qui constituera le système d'étude principal de cette thèse.

Comme le montre la figure 1.6, l'InGaAs possède une énergie de bande interdite plus faible que celle de l'AlInAs. Il est donc possible de former un puits quantique dont les barrières seront composées d'AlInAs et le puits de GaInAs. Un schéma du profil des bandes obtenues pour cette structure est montré dans la figure 1.7. Le confinement des électrons dans le puits de potentiel créé par la différence de gap entre les deux matériaux va conduire à l'apparition de niveaux électroniques discrets. Cela est possible seulement si l'épaisseur du puits est inférieure à la longueur d'onde de de Broglie des électrons dans le matériau.

Ce type de structure peut être obtenu par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (MOCVD). Les structures que j'ai étudiées dans ma thèse ont été réalisées au Centre de Nanosciences et de Nanotechnologie (C2N) de Marcoussis. La MOCVD repose sur la pyrolyse de précurseurs organométalliques déposés en phase vapeur sur un substrat préalablement chauffé. Ce type de technique présente une grande vitesse de croissance et une bonne reproductibilité. Elle permet également d'obtenir des rugosités d'interfaces très faibles entre les différentes couches (de l'ordre de quelques plans cristallins).

### 1.2.1 Structure de bande

Comme présenté dans la figure 1.7, à l'interface entre les deux matériaux formant l'hétérostructure, l'énergie des bandes varie brutalement. Les électrons de la bande de conduction



**Figure 1.7** – Schéma du profil des bandes d'un puits quantique d'InGaAs avec des barrières d'AlInAs.

du matériau à faible gap sont ainsi soumis à une forte variation de potentiel  $V_{BC}$  dans la direction  $z$ . Si la largeur du puits est suffisamment petite, les électrons se trouvent donc confinés dans cette direction, ce qui mène à une quantification de leur énergie.

Le formalisme de la fonction enveloppe peut alors être utilisé pour rendre compte de cet effet de confinement [9]. Pour cela, nous décomposons la fonction d'onde en un produit d'une fonction enveloppe  $\psi_{j,\vec{k}}(\vec{r})$  variant lentement en comparaison du paramètre de maille et d'une fonction de Bloch  $u_{n,\vec{k}}(\vec{r})$  de périodicité identique à celle du cristal (avec  $n$  l'indice de la bande et  $\vec{k}$  le vecteur d'onde).

Nous pouvons écrire l'équation de type Schrödinger pour la fonction enveloppe dans le cas d'un électron de la bande de conduction soumis au potentiel  $V_{BC}(z)$  et à un éventuel potentiel extérieur  $V_{ext}(\vec{r})$  comme :

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2} \vec{\nabla} \frac{1}{m^*(E_{i,\vec{k}},z)} \vec{\nabla} + V_{BC}(z) + V_{ext}(\vec{r}) \right] \psi_{i,\vec{k}}(\vec{r}) = E_{i,\vec{k}}(\vec{r}) \psi_{i,\vec{k}}(\vec{r}) \quad (1.14)$$

avec  $E_{i,\vec{k}}(\vec{r})$  les énergies propres du système. Dans la majorité des cas auxquels nous nous intéressons, le potentiel extérieur appliqué  $V_{ext}(\vec{r})$  est seulement dépendant de  $z$ . La fonction enveloppe sera alors séparable. Elle pourra être écrite comme le produit d'une fonction d'une seule coordonnée  $z$  et d'une onde plane se propageant dans le plan des couches :

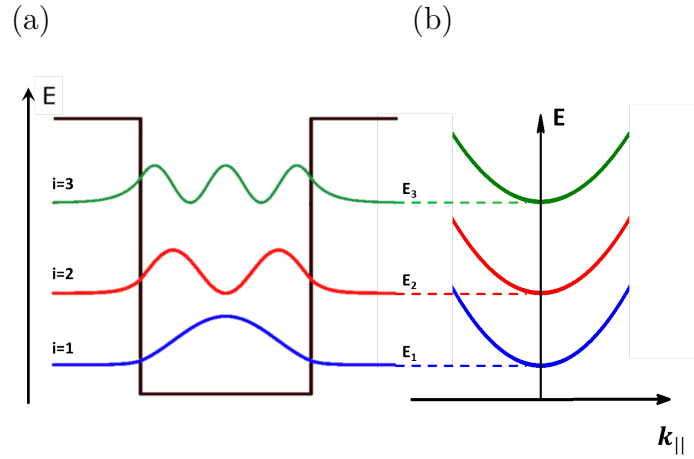
$$\psi_{i,\vec{k}}(\vec{r}) = \chi_i(z) \frac{e^{i\vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{r}_{\parallel}}}{\sqrt{S}} \quad (1.15)$$

Ici nous avons  $\vec{r}_{\parallel}$  et  $\vec{k}_{\parallel}$  respectivement le vecteur position et le vecteur d'onde dans

le plan des couches.  $S$  est la surface considérée. L'équation de type Schrödinger pour la fonction enveloppe peut ainsi être réécrite en une dimension :

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m^*(E_i, \vec{k}, z)} \frac{\partial}{\partial z} + V_{BC}(z) + V_{ext}(z) \right] \chi_i(z) = E_i \chi_i(z) \quad (1.16)$$

Dans le cas simple d'un puits quantique infini où  $V_{ext}(z) = 0$  et pour une masse effective constante, il est possible de résoudre cette équation analytiquement. Cependant, dans les cas plus généraux, il est nécessaire de procéder à une résolution numérique de l'équation de Poisson couplée avec l'équation de Schrödinger. Nous utilisons pour cela le programme développé par Grégory Snider disponible sur [www.nd.edu/gsnider](http://www.nd.edu/gsnider). Dans ce programme, les niveaux d'énergies sont déduits d'un modèle  $\vec{k} \cdot \vec{p}$  à trois bandes. Une représentation du module carré des fonctions enveloppes et de leurs énergies pour un puits quantique possédant trois sousbandes confinées est présentée dans la figure 1.8.



**Figure 1.8** – (a) Modules carrés des fonctions d'ondes dans un puits quantique possédant trois sousbandes confinées. (b) Dispersion des sousbandes dans le cas où elles sont considérées comme paraboliques.

Les énergies propres des électrons dans un puits peuvent donc s'écrire comme la somme de leurs énergies quantifiées dans la direction  $z$  et de leurs énergies cinétiques dans le plan du puits quantique (où ils ne sont pas confinés). Le continuum d'état ainsi obtenu est appelé sousbande :

$$E_{i, \vec{k}_{\parallel}} = E_i + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*(E_i, \vec{k}_{\parallel})} \quad (1.17)$$

Nous voyons ici que la dispersion des sousbandes est liée à la masse effective de l'électron dans la bande de conduction. Si cette masse effective est considérée comme constante (indépendante de l'énergie), nous obtenons des sousbandes paraboliques comme présenté dans le panneau (b) de la figure 1.8. Cependant, dans les cas que nous allons étudier, du fait du faible gap de l'InGaAs, la masse effective ne peut pas être considérée comme constante. Je vais donc présenter dans la partie suivante un modèle permettant de calculer la masse effective en fonction de l'énergie.

### 1.2.2 Non parabolicité

Dans le cas des puits quantiques d'InGaAs, le faible gap entre la bande de conduction et la bande de valence ( $E_G = 0.75$  eV) va mener à la nécessité de prendre en compte le couplage entre les états de la bande de conduction et les états de la bande des trous légers ainsi que celui avec la bande split-off (le couplage avec la bande des trous lourds est négligé). Pour cela, il est possible d'utiliser le modèle de Kane à trois bandes permettant de calculer la masse effective  $m^*(E)$  dans les domaines d'énergies et de vecteur d'onde que nous allons étudier. Nous obtenons avec ce modèle la masse effective [79] :

$$m^*(E) = m_e \frac{3}{E_p} \left( \frac{2}{E - E_{lh}} + \frac{1}{E + E_{SO} + E_{lh}} \right)^{-1} \quad (1.18)$$

avec  $E_p$  l'énergie de Kane ( $\sim 20$  eV dans les semi-conducteurs III-V),  $E_{lh}$  l'énergie de la bande des trous légers et  $E_{SO}$  la séparation entre la bande des trous légers et la bande split-off. Nous voyons donc ici que la masse effective n'est plus constante. Elle dépend en effet de l'énergie. Ce modèle permettra de rendre compte précisément de la masse effective des électrons dans les puits quantiques d'InGaAs/AlInAs que nous utiliserons par la suite.

### 1.2.3 Transitions intersousbandes

Comme présenté dans la section précédente, le confinement électronique est uniquement dans la direction  $z$ , les électrons sont libres dans le plan  $xy$ . Nous pourrions ainsi calculer la permittivité dans la direction  $x$  et dans la direction  $y$  par un modèle de Drude avec  $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy}$ . Dans la direction  $z$  les électrons ont la possibilité de passer d'une sousbande à une autre. L'utilisation de la règle d'or de Fermi permettra d'obtenir le taux de transition intersousbande. Elle permettra également d'obtenir la longueur effective  $L_{eff,ij}$  rendant compte de la bidimensionalité du gaz d'électron et la force d'oscillateur  $f_{ij}$ . La possibilité de transition intersousbande impliquera l'utilisation d'un modèle de Drude-Lorentz pour le calcul de la permittivité dans la direction  $z$ .

### Modèle semi-classique

Dans les calculs qui suivront, nous nous placerons toujours dans le cas où la masse effective  $m^*$  est considérée comme constante et indépendante de l'énergie. Nous pouvons considérer une onde incidente de vecteur d'onde  $\vec{q}$  et de pulsation  $\omega$ . À cette onde est associé un champ défini par  $\vec{E}(\vec{r}, t) = E \vec{\epsilon} e^{i(\vec{q} \cdot \vec{r} - \omega t)}$ . Le potentiel vecteur associé à ce champ dans la jauge de Coulomb est :  $\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{iE \vec{\epsilon}}{2\omega} e^{i(\vec{q} \cdot \vec{r} - \omega t)} = \vec{A}(\vec{r}) e^{-i\omega t} \vec{\epsilon}$ .

Les longueurs d'onde étudiées ici étant très grandes comparées à la taille de notre système (le puits quantique), nous pouvons nous placer dans le cadre de l'approximation dipolaire. Il est ainsi possible de négliger le vecteur d'onde  $\vec{q}$  du champ et de négliger ainsi la dépendance spatiale du potentiel vecteur  $\vec{A}$ . Nous pouvons donc obtenir le Hamiltonien d'un électron de charge  $-e$  couplé à une onde électromagnétique en substituant la quantité de mouvement  $\vec{p}$  par  $\vec{p} + e\vec{A}$  dans le Hamiltonien de l'électron libre (donné par  $H_0 =$

$\frac{\vec{p}^2}{2m^*}$ ). En négligeant  $A^2$ , l'Hamiltonien modifié par l'interaction avec le champ s'écrit donc :

$$H = H_0 + \frac{e}{m^*} \vec{A} \cdot \vec{p} \quad (1.19)$$

Si nous nous intéressons à la transition entre un état initial  $|\psi_{i, \vec{k}_{\parallel}}\rangle$  de la sousbande  $i$  et de vecteur d'onde  $\vec{k}_{\parallel}$  et un état final  $|\psi_{j, \vec{k}'_{\parallel}}\rangle$  de la sousbande  $j$  et de vecteur d'onde  $\vec{k}'_{\parallel}$ , la règle d'or de Fermi nous permet de calculer le taux de transition  $\Gamma_{ij}$  entre les deux sousbandes<sup>2</sup> :

$$\Gamma_{ij}(\omega) = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \left\langle \psi_{i, \vec{k}_{\parallel}}(\vec{r}') \left| \frac{e}{m^*} \vec{A}(\vec{r}') \cdot \vec{p} \right| \psi_{j, \vec{k}'_{\parallel}}(\vec{r}') \right\rangle \right|^2 \delta \left( E_{j, \vec{k}'_{\parallel}} - \left[ E_{i, \vec{k}_{\parallel}} + \hbar\omega \right] \right) \quad (1.20)$$

En réinjectant  $\vec{A}(\vec{r}')$  dans l'équation 1.20, nous obtenons :

$$\Gamma_{ij}(\omega) = \frac{\pi e^2 E^2}{2m^{*2} \hbar \omega^2} \left| \left\langle \psi_{i, \vec{k}_{\parallel}}(\vec{r}') \left| \vec{\epsilon} \cdot \vec{p} \right| \psi_{j, \vec{k}'_{\parallel}}(\vec{r}') \right\rangle \right|^2 \delta \left( E_{j, \vec{k}'_{\parallel}} - \left[ E_{i, \vec{k}_{\parallel}} + \hbar\omega \right] \right) \quad (1.21)$$

Nous voyons que le taux de transition n'est non nul que quand l'énergie du photon est résonante avec la transition entre les niveaux  $i$  et  $j$  c'est-à-dire  $E_{ij} = E_{j, \vec{k}'_{\parallel}} - E_{i, \vec{k}_{\parallel}}$ . En calculant l'élément de matrice  $\left\langle \psi_{i, \vec{k}_{\parallel}}(\vec{r}') \left| \vec{\epsilon} \cdot \vec{p} \right| \psi_{j, \vec{k}'_{\parallel}}(\vec{r}') \right\rangle$  avec l'équation 1.15, nous obtenons  $\left\langle \psi_{i, \vec{k}_{\parallel}}(\vec{r}') \left| \vec{\epsilon} \cdot \vec{p} \right| \psi_{j, \vec{k}'_{\parallel}}(\vec{r}') \right\rangle = \epsilon_z \langle \chi_j(z) | p_z | \chi_i(z) \rangle \delta_{\vec{k}'_{\parallel}, \vec{k}_{\parallel}}$ . Le taux de transition s'obtient ainsi sous la forme :

$$\Gamma_{ij}(\omega) = \frac{\pi e^2 E^2 \epsilon_z^2}{2m^{*2} \hbar \omega^2} \delta_{\vec{k}'_{\parallel}, \vec{k}_{\parallel}} \left| \langle \chi_i(z) | p_z | \chi_j(z) \rangle \right|^2 \quad (1.22)$$

La conséquence directe l'approximation dipolaire est que le taux d'absorption n'est non nul que s'il y a conservation du vecteur d'onde. L'équation 1.22 exprime la règle de sélection en polarisation des transitions intersousbandes.

Nous pouvons à ce point simplifier l'équation 1.22 en identifiant la force d'oscillateur  $f_{ij}$  valant :

$$f_{ij} = \frac{2}{m^* \hbar \omega_{ij}} \delta_{\vec{k}'_{\parallel}, \vec{k}_{\parallel}} \left| \langle \chi_i(z) | p_z | \chi_j(z) \rangle \right|^2 \quad (1.23)$$

Cette force d'oscillateur vérifie bien la règle de la somme  $\sum_j f_{ij} = 1$ . Nous pouvons l'exprimer à partir des éléments de matrice dipolaire  $z_{ij} = \langle \chi_i(z) | z | \chi_j(z) \rangle$  :

2. Ici  $\vec{k}'_{\parallel} = \vec{k}_{\parallel}$  du fait de l'approximation dipolaire.

$$f_{ij} = \frac{2m^* \omega_{ij} z_{ij}^2}{\hbar} \quad (1.24)$$

Dans le cas, par exemple, d'un puits quantique infini, la force d'oscillateur entre niveaux de même parité est nulle (par exemple,  $f_{13} = f_{15} = 0$ ). De plus, les valeurs entre niveaux non consécutifs de parité différente sont très faibles comparée à la transition entre les niveaux 1 et 2 ( $f_{12} = 0.96$ ,  $f_{14} = 0.03$ ). Nous pourrions donc les négliger dans la suite de ce travail.

Il est possible en utilisant les fonctions d'onde et l'élément de matrice dipolaire  $z_{ij}$  d'exprimer la longueur effective  $L_{eff,ij}$  correspondant à la transition  $ij$  comme dans la référence [3] :

$$L_{eff,ij} = \frac{z_{ij}^2}{S_{ij}} \quad (1.25)$$

avec ici  $S_{ij} = \int_{-\infty}^{+\infty} \left( \int_{-\infty}^z \chi_i(z') \chi_j(z') dz' \right)^2 dz$  l'intégrale de recouvrement entre les fonctions enveloppes des niveaux considérés. En utilisant les équations 1.24 et 1.25 il est possible d'obtenir la valeur de  $L_{eff,ij}$  et  $f_{ij}$  pour calculer des fréquences plasma et des permittivités adaptées au cas des transitions intersousbandes.

La figure 1.9 montre les parties réelle et imaginaire de la permittivité. Elles présentent une variation importante autour de l'énergie de la transition. La partie réelle tend vers un minimum tandis que la partie imaginaire atteint un maximum. Cette figure a été obtenue pour un puits quantique de InGaAs/AlInAs de 4 nm, de densité électronique  $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ,  $\hbar\omega_{12} = 319 \text{ meV}$ ,  $\omega_P = 55 \text{ meV}$  et l'élargissement vaut  $\gamma = 10 \text{ meV}$ .

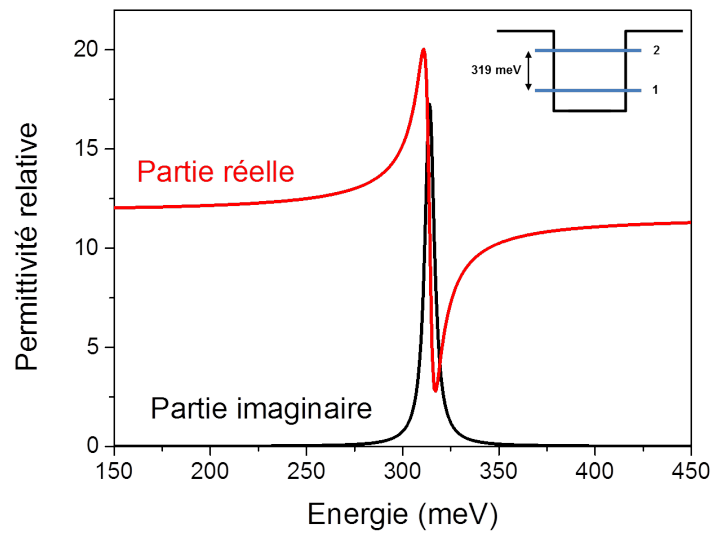
Nous pouvons obtenir le coefficient d'absorption dans le cas de  $N_V$  électrons indépendants en prenant en compte le fait que ce coefficient d'absorption est relié à la permittivité via l'équation 1.9 :

$$\alpha = \frac{\sqrt{\epsilon_\infty}}{4c} \frac{\gamma \omega_{P12}^2}{\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2 + (\omega - \omega_{12})^2} \quad (1.26)$$

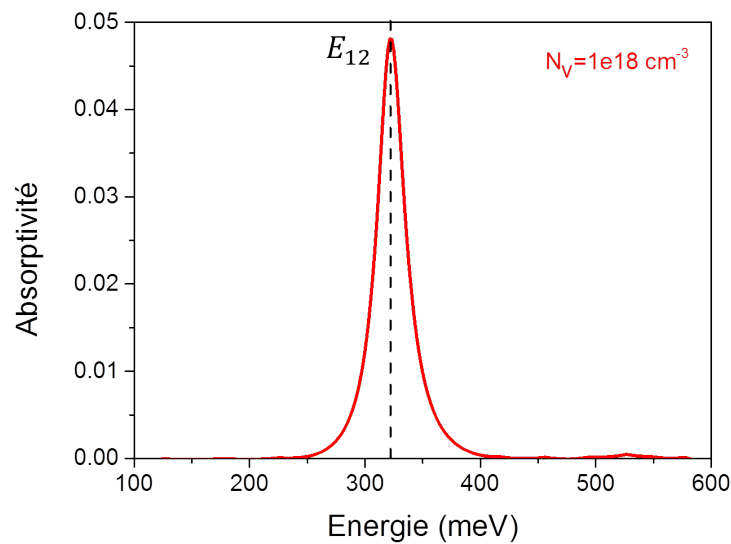
Pour un puits quantique possédant une seule sousbande faiblement peuplée (c'est-à-dire où les interactions entre électrons de la sousbande peuvent être négligées), nous obtenons ainsi une absorption donnée par une lorentzienne centrée à la pulsation  $\omega_{12}$ , de largeur à mi-hauteur  $\gamma$  et d'amplitude en son centre  $\mathcal{A} = \frac{\sqrt{\epsilon_\infty} \gamma \omega_{P12}^2}{4}$ . Nous voyons également grâce à l'équation 1.26 et à l'équation 1.33 que, plus la densité électronique est élevée, plus l'amplitude de l'absorption sera grande. Un exemple de spectre d'absorption simulé pour un puits quantique de 4 nm dopé à  $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$  est présenté dans la figure 1.10.

## Modèle de Drude-Lorentz

Le modèle de Drude-Lorentz permet de rendre compte de façon classique de la propagation d'ondes électromagnétiques dans un milieu diélectrique. Pour cela nous pouvons considérer une première sousbande faiblement peuplée par  $N$  électrons indépendants (représentés



**Figure 1.9** – Partie réelle (rouge) et imaginaire (noire) de la permittivité issues du modèle de Drude-Lorentz pour un puits de 4 nm, dopé à  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\hbar\omega_{12} = 319 \text{ meV}$ ,  $\omega_P = 55 \text{ meV}$  et  $\gamma = 10 \text{ meV}$

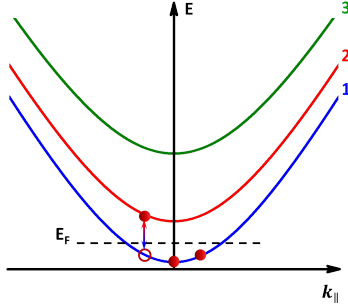


**Figure 1.10** – Spectres d'absorption simulé pour un puits de 4 nm dopé à  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  possédant une transition entre les deux premiers niveaux  $\omega_{12} = 319 \text{ meV}$  (seule la première sousbande est peuplée).

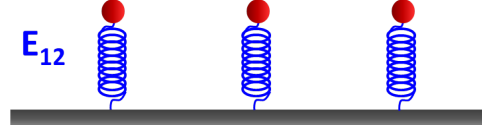
dans le panneau (a) de la figure 1.11). Les transitions entre les deux premières sousbandes seront décrites sous forme de dipôles oscillants comme présenté dans le panneau (b) de la figure 1.11. Chaque transition  $1 \rightarrow 2$  sera caractérisée par une pulsation propre  $\omega_{12} =$

$\frac{E_{12}}{\hbar}$ . Pour tenir compte des effets dissipatifs, nous introduisons une force d'amortissement  $\vec{F} = -m^*\gamma \frac{d\vec{r}}{dt}$ .

(a)



(b)



**Figure 1.11** – (a) Schéma de la transition électronique entre les deux premières sousbandes pour un puits faiblement dopé. (b) Représentation des transitions sous forme d'oscillateurs.

Pour étudier le mouvement de chaque électron à la pulsation  $\omega$  soumis à un champ  $\vec{E}(\omega)$  et possédant un taux d'amortissement  $\gamma$ , nous pouvons appliquer le principe fondamental de la dynamique.

$$m^*(\omega^2 + i\gamma\omega - \omega_{12}^2)\vec{r} = e\vec{E}(\omega) \quad (1.27)$$

Il est possible de définir le moment dipolaire d'un électron comme  $\vec{d} = -e\vec{r}$  avec  $e$  la charge de l'électron. La somme des moments dipolaires de tous les électrons induit une polarisation macroscopique de la forme :

$$\vec{P}_{res} = N_V e \vec{r} = \frac{-N_V e^2 \vec{E}(\omega)}{m^*(\omega^2 + i\gamma\omega - \omega_{12}^2)} \quad (1.28)$$

avec  $N_V$  la densité volumique d'électrons dans le puits. Cette polarisation macroscopique rend compte de la réponse en fréquence d'un matériau diélectrique à une onde lumineuse. La polarisation totale contient également un terme non-résonant avec  $\omega_{12}$  [34]. Le champ de déplacement s'écrit donc :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + P_{non\ res} + P_{res} \quad (1.29)$$

La permittivité relative et la susceptibilité électrique d'un matériau sont reliées par :  $\epsilon_r = \epsilon_0(1 + \chi)$ . Cela nous permet de réécrire le champ de déplacement sous la forme  $\vec{D} = \epsilon_0(1 + \chi)\vec{E} + \vec{P}_{res}$ . Nous obtenons ainsi la permittivité relative du matériau en réinjectant l'équation 1.28 :

$$\epsilon(\omega) = 1 + \chi - \frac{N_V e^2}{m^* \epsilon_0} \times \frac{1}{\omega^2 + i\gamma\omega - \omega_{12}^2} \quad (1.30)$$



La limite à haute fréquence de l'équation 1.30 permet d'obtenir :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty \left( 1 - \frac{N_V e^2}{m^* \epsilon_\infty \epsilon_0} \frac{1}{\omega^2 + i\gamma\omega - \omega_{12}^2} \right) \quad (1.31)$$

Il est intéressant ici de faire apparaître la pulsation plasma  $\omega_P$  et de réécrire la permittivité sous sa forme canonique :

$$\left\{ \begin{array}{l} \epsilon(\omega) = \epsilon_\infty \left( 1 - \frac{\omega_P^2}{\omega^2 - \omega_{12}^2 + \gamma\omega i} \right) \\ \omega_P = \sqrt{\frac{N_V e^2}{m^* \epsilon_0 \epsilon_\infty}} \end{array} \right. \quad (1.32)$$

Ce modèle se généralise au cas où plusieurs résonances sont présentes. Pour cela il est nécessaire d'utiliser la force d'oscillateur  $f_{ij}$  associée à chaque transition et la longueur effective  $L_{eff}$ . Pour un puits avec un seul niveau occupé, nous obtenons :

$$\left\{ \begin{array}{l} \epsilon(\omega) = \epsilon_\infty \left( 1 - \frac{\omega_{P12}^2}{\omega^2 - \omega_{12}^2 + \gamma\omega i} \right) \\ \omega_P = \sqrt{\frac{N_S e^2 f_{12}}{m^* \epsilon_0 \epsilon_\infty L_{eff}}} \end{array} \right. \quad (1.33)$$

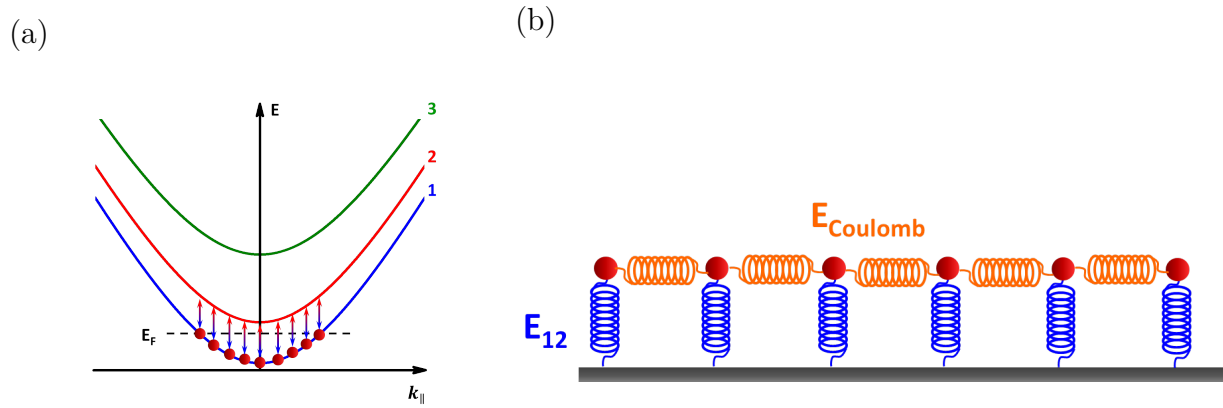
## Plasmon intersousbande

Si la population électronique de la première sousbande augmente suffisamment (figure 1.12 panneau (a)), il devient nécessaire de prendre en compte le champ provenant des dipôles soumis à l'onde électromagnétique. Ce champ modifiera la réponse optique du matériau. Une représentation de ces interactions est présentée dans le panneau (b) de la figure 1.12.

Pour décrire cet effet, nous prenons en compte le champ total contenant le champ de dépolarisation et le champ créé par l'onde incidente. Cela est réalisé en utilisant la conductivité effective présentée dans l'équation 1.12. Il est ainsi possible d'obtenir le coefficient d'absorption du gaz d'électrons en utilisant l'équation 1.13 reliant  $\alpha$  et  $\Im\left(\frac{-1}{\epsilon}\right)$ . En injectant l'équation donnant la permittivité relative 1.32 et celle donnant la pulsation plasma 1.33 dans 1.13, nous obtenons [58] :

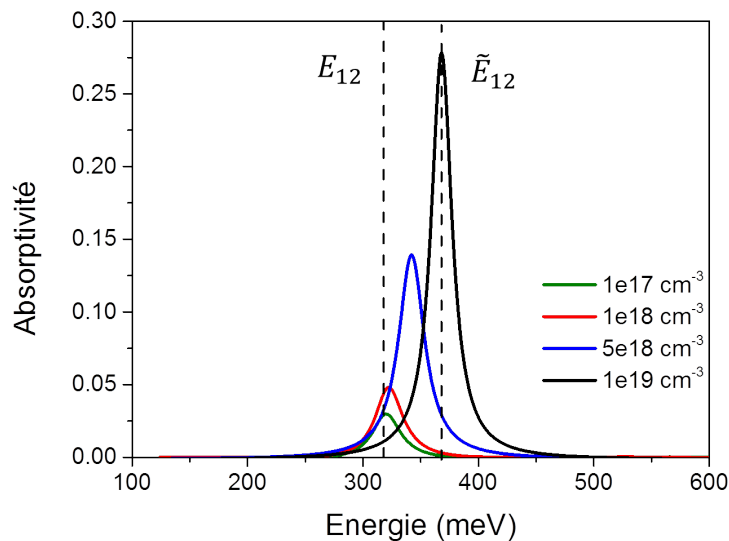
$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha = \frac{\sqrt{\epsilon_\infty}}{4c} \frac{\gamma \omega_{P12}^2}{\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2 + (\omega - \tilde{\omega}_{12})^2} \\ \tilde{\omega}_{12} = \sqrt{\omega_{12}^2 + \omega_{P12}^2} \end{array} \right. \quad (1.34)$$

Nous voyons que lorsque les effets collectifs sont importants, nous obtenons une absorption caractérisée par une lorentzienne centrée non plus à la pulsation  $\omega_{12}$  comme dans le



**Figure 1.12** – (a) Schéma des transitions électroniques entre les deux premières sousbandes pour un puits fortement dopé dont une seule sousbande est peuplée. (b) Représentation des transitions sous forme d'oscillateurs avec le couplage dû aux interactions dipôles-dipôles représenté par les ressorts orangés.

cas de particules indépendantes mais à la pulsation effective  $\tilde{\omega}_{12}$ . Ce décalage en énergie est nommé "décalage plasma". Il provient du champ de dépolarisation provoqué par les interactions entre dipôles. La figure 1.13 présente cet effet. L'absorption d'un puits quantique de 4 nm de plus en plus dopé est simulée. Nous voyons clairement le décalage en énergie induit par l'augmentation du dopage.



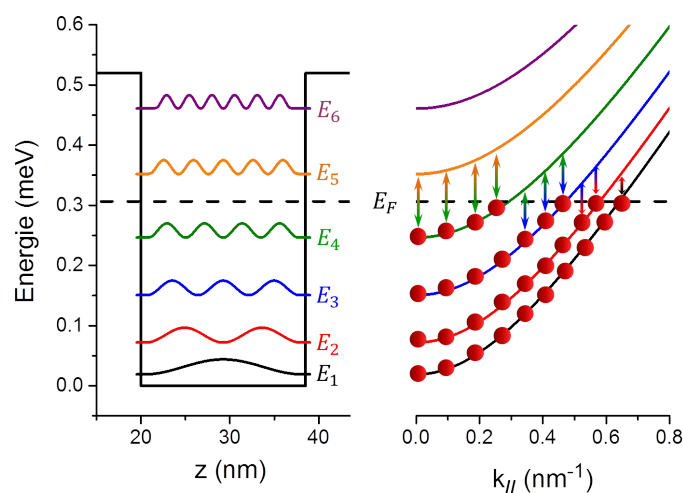
**Figure 1.13** – Spectres d'absorption simulés pour un puits de 4 nm possédant une transition entre les deux premiers niveaux  $\omega_{12} = 319$  meV (seule la première sousbande est peuplée). Les absorptivités correspondantes à quatre niveaux de dopage ont été tracées : vert :  $1 \times 10^{17}$  cm<sup>-3</sup>, rouge :  $1 \times 10^{18}$  cm<sup>-3</sup>, bleu :  $5 \times 10^{18}$  cm<sup>-3</sup> et noir :  $1 \times 10^{19}$  cm<sup>-3</sup>.

Le mode collectif associé à cette absorption est nommé "plasmon intersousbande". La

figure 1.12 montre une représentation schématique de ce plasmon intersousbande où les interactions entre dipôles sont représentées par les ressorts orangés (force de Coulomb) [7].

### 1.2.4 Plasmon multisousbande

Lorsque la population électronique est suffisamment élevée, il est possible d'obtenir plusieurs sousbandes partiellement remplies. Si nous prenons par exemple le cas d'un puits quantique d'InGaAs de 18.5 nm dopé à  $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  entouré de barrières d'AlInAs, nous obtenons quatre sousbandes remplies qui participeront donc à la réponse optique du puits quantique. La figure 1.14 présente ce puits quantique et les modules carrés des fonctions enveloppes de chaque niveau.



**Figure 1.14** – Représentation des modules carrés des fonctions d'ondes pour un puits d'InGaAs de 18.5 nm de largeur dopé à  $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  entouré de barrières d'AlInAs (gauche) et sousbandes associées à chaque niveau d'énergie. Les transitions optiquement actives entre sousbandes sont représentées par des flèches. Le niveau de Fermi est indiqué en pointillés noirs.

Au cours de sa thèse dans le laboratoire, Aymeric Delteil a montré que, dans le cas général où plusieurs sousbandes sont occupées, l'interaction coulombienne entre les plasmons intersousbandes entraîne la concentration de l'interaction lumière-matière dans un mode plasmonique unique. Ce mode collectif est nommé plasmon multisousbande [24] [26].

Nous pouvons associer au plasmon multisousbande une permittivité tenant compte des pulsations plasma des différentes transitions intersousbandes :

$$\begin{cases} \epsilon_{zz}(\omega) = \epsilon_{\infty} \left( 1 - \sum_i \frac{\omega_{P,i,i+1}^2}{\omega^2 - \omega_{i,i+1}^2 + i\gamma\omega} \right) \\ \omega_{P_{ij}} = \sqrt{\frac{f_{ij} N_{S,ij} e^2}{m^* \epsilon_0 \epsilon_{\infty} L_{eff,ij}}} \end{cases} \quad (1.35)$$

La pulsation plasma effective tenant compte des pulsations plasma des différentes transitions intersousbandes est donnée par [26] [6] :

$$\Omega_{P_{MSP}}^2 = \sum_{ij} \omega_{P_{ij}}^2 \quad (1.36)$$

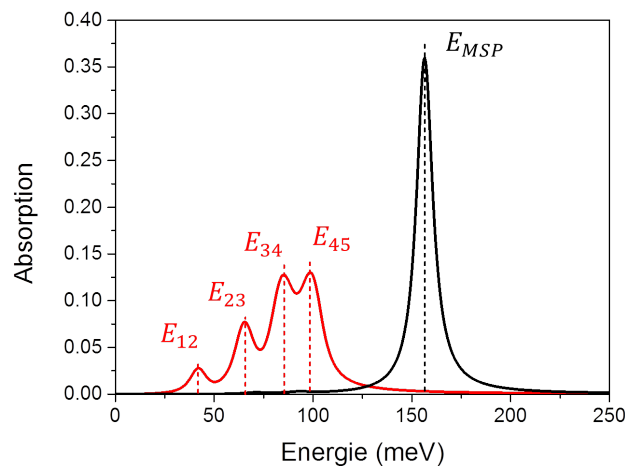
La pulsation du plasmon multisousbande est constituée d'une contribution de la pulsation plasma effective  $\Omega_{P_{MSP}}$  et d'une contribution provenant des transitions intersousbandes comme montré dans les références [26] et [6] :

$$\Omega_{MSP} = \sqrt{\Omega_{ISB}^2 + \Omega_{P_{MSP}}^2} \quad (1.37)$$

$\Omega_{ISB}$  est une moyenne harmonique des pulsations correspondantes aux différentes transitions intersousbandes. Elle est donnée par :

$$\Omega_{ISB}^2 = \frac{\Omega_{P_{MSP}}^2}{\sum_{ij} \frac{\omega_{P_{ij}}^2}{\omega_{ij}^2}} \quad (1.38)$$

Ces définitions montrent que comme pour le plasmon intersousbande, le plasmon multisousbande est un mode collectif dont l'énergie dépend à la fois des sousbandes mises en jeu (via  $\Omega_{ISB}$ ) et de la densité électronique (via  $\Omega_{P_{MSP}}$ ).

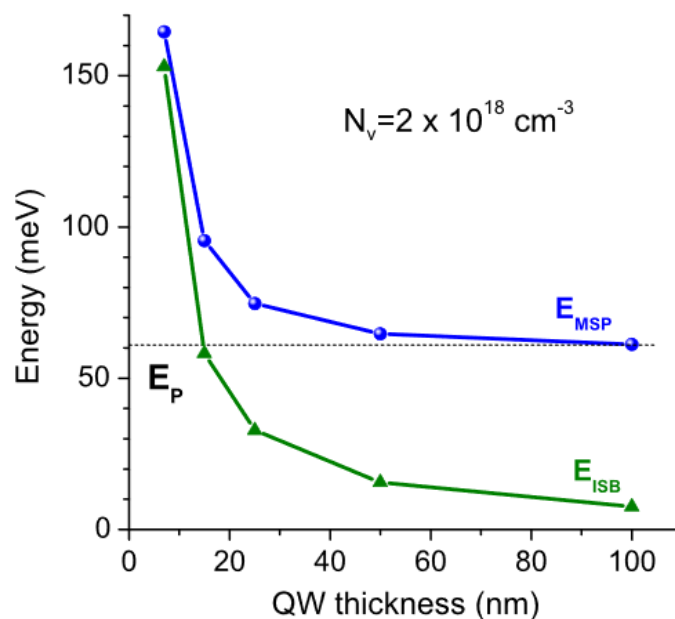


**Figure 1.15** – Rouge : spectre d'absorption simulé en considérant les électrons comme isolés. Noir : spectre d'absorption simulé en prenant en compte les effets collectifs. Le puits quantique considéré est composé d'une couche d'InGaAs de 18.5 nm de largeur avec une densité électronique volumique de  $1.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , entouré de barrières d'AlInAs.

La figure 1.15 présente une simulation de l'absorption (noir) ainsi qu'une simulation de l'absorption obtenue en ne considérant pas les effets collectifs (rouge). La courbe noire montre bien que la prise en compte des effets collectifs entraîne la concentration dans une

transition unique de l'intégralité de l'interaction avec la lumière. Dans le cas où ces effets sont négligés, les transitions entre les différentes sousbandes sont visibles une à une. Il faut cependant noter que l'absorption globale est identique dans les deux cas.

Nous pouvons à ce point étudier ce qu'il se passe quand la taille du puits quantique augmente. Cela a notamment été réalisé dans la référence [84]. Dans ce papier, la valeur de  $E_{MSP}$  et celle de  $E_{ISB}$  ont été calculées pour un puits quantique de GaAs/AlGaAs possédant une densité électronique fixe de  $N_V = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  dont la taille est augmentée progressivement. Les courbes présentées dans la figure 1.16 ont ainsi été obtenues.

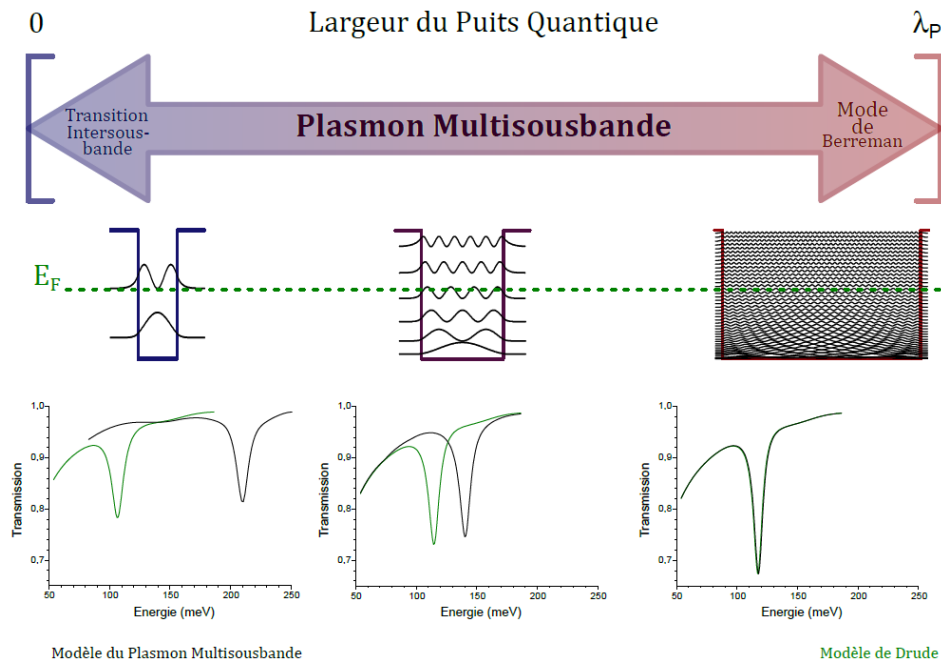


**Figure 1.16** – Passage d'un plasmon intersousbande vers un plasmon multisousbande et jusqu'à un mode de Berreman lorsque l'on augmente la taille d'un puits quantique de GaAs/AlGaAs en gardant constant la densité électronique volumique  $N_V = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . En bleu est représentée l'énergie de l'absorption multisousbande  $E_{MSP}$  calculée à partir de l'équation 1.37, en vert l'énergie de la contribution intersousbande  $E_{ISB}$  obtenue à partir de l'équation 1.38. Les deux sont calculées pour une contribution plasma fixe  $E_P$  (pointillés noirs). Figure issue de [84].

Nous voyons dans la figure 1.16 l'évolution de l'énergie du plasmon multisousbande (bleu) et de la contribution intersousbande (vert). La contribution plasma  $E_P$  est fixe de par la conservation de la densité électronique  $N_V$ . Nous voyons que la contribution intersousbande décroît jusqu'à devenir très faible à mesure que la taille de la couche dopée augmente. Dans ce cas, la pulsation plasma effective tend vers celle d'un gaz d'électron en trois dimensions de densité électronique volumique  $N_V$ . Si l'épaisseur de la couche dopée dans ce cas est plus faible que la longueur d'onde de la lumière incidente dans le semi-conducteur, la réponse optique est caractérisée par un mode collectif à l'énergie plasma : le mode de Berreman. Dans les trois cas<sup>3</sup>, nous avons un mode plasmonique bidimensionnel. Nous parlerons donc, par la suite, de plasmon bidimensionnel pour décrire sans distinction les plasmons intersousbandes, les plasmons multisousbandes et les modes de Berreman.

3. Intersousbande, multisousbande et mode de Berreman

Une représentation du passage entre un plasmon intersousbande et un mode de Berreman est présentée dans la figure 1.17. Nous voyons dans le panneau supérieur une représentation du module carré des fonctions d'ondes pour des puits quantiques d'InGaAs/AlInAs de plus en plus grand. Les transmissions simulées dans chaque cas sont présentées dans le panneau inférieur (en noir) et comparées avec les transmissions obtenues par le modèle de Drude (vert). Nous voyons que plus la taille est augmentée, plus la réponse optique tend vers celle donnée par le modèle de Drude. Figure issue de la référence [7].



**Figure 1.17** – Représentation des situations limites du modèle du plasmon multisousbande et du cas intermédiaire. Les transmittances sont simulées pour chaque cas et comparées à celles obtenues par le modèle de Drude. Figure issue de [7].

## 1.3 Absorptivité d'un puits quantique : simulation et mesure

### 1.3.1 Simulation par éléments finis de la réponse optique d'un puits quantique

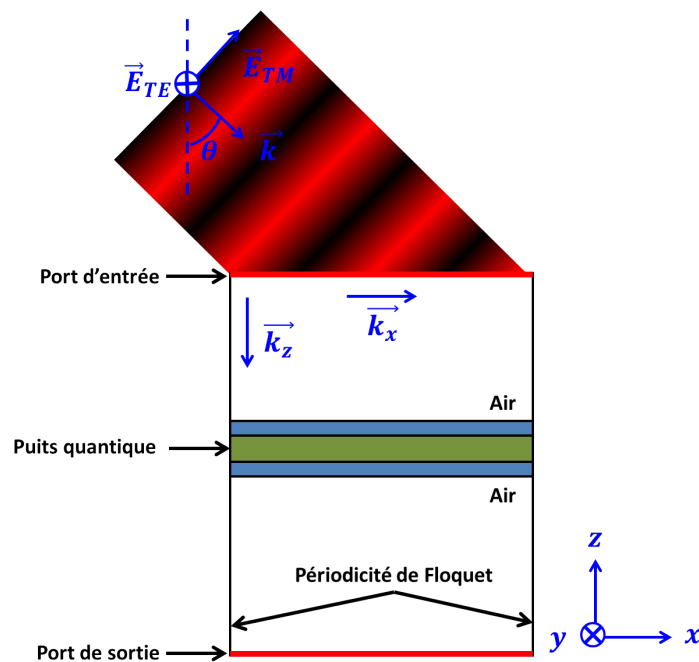
Pour simuler la réponse optique d'un système multicouche contenant des plasmons, j'ai utilisé un logiciel de simulation par éléments finis : COMSOL. Pour calculer la propagation de la lumière dans le matériau par éléments finis, le logiciel applique un maillage sur la structure définissant les éléments finis où les équations de Maxwell seront résolues. Le logiciel a besoin, pour réaliser ces calculs, des permittivités électriques des couches présentes dans la structure. Les structures utilisées tout au long de cette thèse sont des empilements de couches semi-conductrices suivant la direction  $z$ . La simulation de la

réponse optique de ces structures nécessitera la connaissance du tenseur de permittivité diagonal de chaque couche donné par :

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (1.39)$$

Pour fournir ces permittivités au logiciel, l'équipe a développé un programme permettant d'obtenir  $\sqrt{\epsilon_{zz}} = n + ik$  avec  $n$  et  $k$  respectivement les parties réelle et imaginaire de l'indice optique. Comme vu précédemment, dans le plan des couches, les permittivités  $\epsilon_{xx}$  et  $\epsilon_{yy}$  seront données par le modèle de Drude tandis que  $\epsilon_{zz}$  est calculé à l'aide de l'équation 1.35.

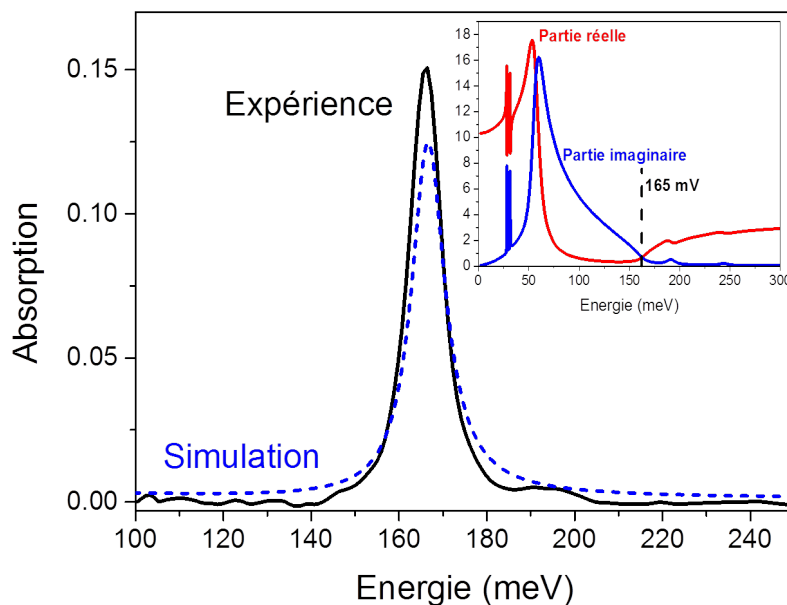
Pour réduire le temps de calcul, j'ai réalisé les simulations en deux dimensions. Il est en effet possible, grâce à la symétrie des systèmes étudiés, de considérer les structures comme infinies suivant la direction  $y$ . En appliquant des conditions de périodicités de Floquet aux deux bords latéraux de l'échantillon, nous pouvons considérer les structures comme infinies suivant l'axe  $x$ .



**Figure 1.18** – Schéma de principe d'une simulation d'absorption à l'angle de Brewster avec le logiciel COMSOL.

Pour ces simulations, j'ai considéré un champ électromagnétique nul dans toute la structure comme condition initiale. Deux ports sont ensuite définis. Le premier est un port d'entrée sur lequel sera appliqué le champ électromagnétique. On considérera ici une onde plane arrivant sur le port d'entrée avec un angle  $\theta_i$  par rapport à la normale. Le second port est celui de sortie où nous mesurerons l'absorption. Un schéma de la structure considérée pour les simulations est présenté dans la figure 1.18.

J'ai simulé la réponse optique d'une structure composée d'une couche d'InGaAs de 45 nm dopée à  $1.6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  entourée de barrières d'AlInAs de 15 nm. La structure est entourée d'air. Les indices optiques utilisés pour ces simulations sont présentés dans l'insertion de la figure 1.19. Le résultat de l'absorption simulée (courbe bleu) comparé au résultat expérimental (courbe noire) est présenté dans la figure 1.19.



**Figure 1.19** – Comparaison d'un spectre d'absorption simulé (bleu) et d'un spectre d'absorption issu d'une mesure de transmission en polarisation TM à l'angle de Brewster (noir). Les parties réelle et imaginaire de  $\sqrt{\epsilon_{zz}}$  sont présentées dans l'insertion.

Nous voyons dans la figure 1.19 que le spectre d'absorption expérimental à l'angle de Brewster en polarisation TM est assez fidèlement reproduit par la simulation. Nous pouvons noter que nous obtenons bien un pic lorentzien unique dans les deux cas, ce qui montre que nous sommes donc en présence d'un plasmon confiné. La méthode expérimentale permettant de mesurer les spectres de transmission à l'angle de Brewster sera discutée dans la section suivante.

### 1.3.2 Mesure de transmission à l'angle de Brewster

Nous allons étudier dans ce paragraphe une méthode expérimentale permettant l'étude de la réponse optique d'un puits quantique dopé soumis à une onde électromagnétique dans l'infrarouge. Cette technique expérimentale permet de mesurer notamment le coefficient d'absorption du puits quantique étudié et de déterminer l'énergie du pic plasmonique. En général, une mesure de transmission à l'angle de Brewster permet d'obtenir ces informations. Cependant, dans le cas où l'absorption est trop faible ou si des informations sur le comportement en angle de la réponse optique sont nécessaires, il est possible d'utiliser d'autres méthodes comme la transmission en configuration multipassage ou de réaliser



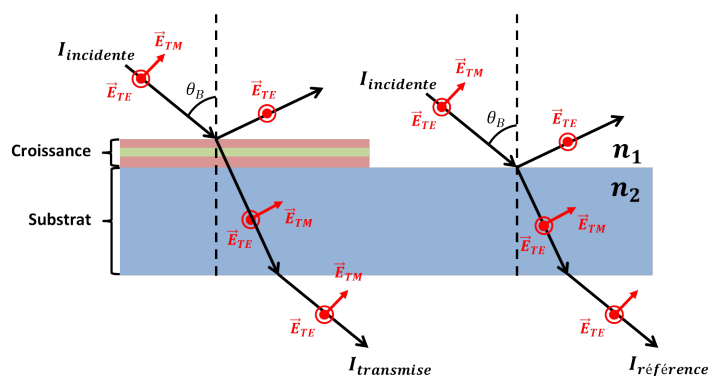
des mesures de réflectivité. Nous allons ici principalement nous attarder sur la technique de mesure de transmission à l'angle de Brewster.

À l'angle de Brewster, la lumière polarisée TM sera entièrement transmise alors qu'une partie de la lumière polarisée TE sera réfléchi. L'angle entre le rayon transmis et le rayon réfléchi formera de plus un angle droit. C'est donc un angle de mesure extrêmement bien adapté à l'étude de nos structures. En effet, comme présenté dans les sections précédentes, les règles de sélection montrent que seule la composante TM du champ sera absorbée par le puits quantique. Nous sommes donc dans une configuration optimale pour l'étude de l'absorption des puits quantiques.

L'angle de Brewster se trouve facilement si l'on connaît les indices optiques des matériaux étudiés. J'ai utilisé l'indice du substrat<sup>4</sup>  $n_2 = 3.1$  ; la lumière propageant dans l'air avant d'arriver sur le matériau, nous prendrons  $n_1 = 1$ . En appliquant la loi de Snell-Descartes, nous obtenons :

$$\begin{cases} n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\theta_2) \\ \theta_B = \arctan\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \end{cases} \quad (1.40)$$

Avec  $\theta_1$  et  $\theta_2$  les angles incident et réfracté respectivement et  $\theta_B$  l'angle de Brewster. Il est possible de schématiser cette situation comme montré dans la figure 1.20.



**Figure 1.20** – Schéma de la structure et du trajet de la lumière pour une mesure de transmission à l'angle de Brewster. Une partie de l'échantillon est gravée jusqu'au substrat pour servir de référence. Les polarisations sont indiquées en rouge.

Pour obtenir l'absorption de l'échantillon, il est nécessaire de mesurer la transmittance. En effet l'absorptivité  $A$  est donnée par :

$$A = 1 - R - T \quad (1.41)$$

avec  $R$  la réflectivité et  $T = \frac{I_{transmise}}{I_{incidente}}$  la transmittance. La réflectivité étant nulle à l'angle de Brewster pour la polarisation TM, nous obtiendrons  $A_{TM} = 1 - T_{TM}$ . Cependant pour les mesures, nous utilisons une source large bande. Ainsi, en dehors de la résonance, la

4. J'ai utilisé une approximation en ne considérant que l'InP et non l'ensemble de la structure.

lumière ne se couplera pas au mode plasmonique et sera donc transmise. Nous avons donc besoin d'une référence pour éliminer la composante non absorbée par le puits. Cette référence peut être obtenue en utilisant la composante TE de l'onde transmise qui elle n'est pas absorbée par le puits quantique. Nous obtenons ainsi :

$$A = 1 - \frac{\text{Spectre}_{TM_{ech}}}{\text{Spectre}_{TE_{ech}} I_{incidente}} \quad (1.42)$$

avec  $\text{Spectre}_{TM_{ech}}$  le spectre obtenu en polarisation TM et  $\text{Spectre}_{TE_{ech}}$  le spectre obtenu en polarisation TE. Pour obtenir l'intensité incidente sur l'échantillon, il est nécessaire d'utiliser une référence où il n'y a pas d'absorption. L'absorption provenant uniquement du gaz d'électrons bidimensionnels sera ainsi donnée par :

$$A_{QW} = 1 - \frac{\text{Spectre}_{TM_{ech}} / \text{Spectre}_{TE_{ech}}}{\text{Spectre}_{TM_{ref}} / \text{Spectre}_{TE_{ref}}} \quad (1.43)$$

avec  $\text{Spectre}_{TM_{ref}}$  et  $\text{Spectre}_{TE_{ref}}$  les spectres obtenus en polarisation TM et TE sur le substrat. Pour obtenir ces spectres de référence, j'ai réalisé la gravure d'une partie de l'échantillon pour retirer le puits quantique et obtenir ainsi seulement le substrat comme présenté dans la figure 1.20. Pour cela, une gravure humide par une solution d'acide orthophosphorique et de peroxyde d'hydrogène est utilisée. Elle permet de graver l'InGaAs et l'AlInAs sans graver le substrat d'InP. Il faut noter qu'un polissage du substrat a été réalisé sur les deux parties de l'échantillon pour obtenir une rugosité minimale de la face de sortie de la lumière. Cela a été réalisé pour éviter toute diffusion de la lumière liée à la rugosité de la surface.

## Montage expérimental

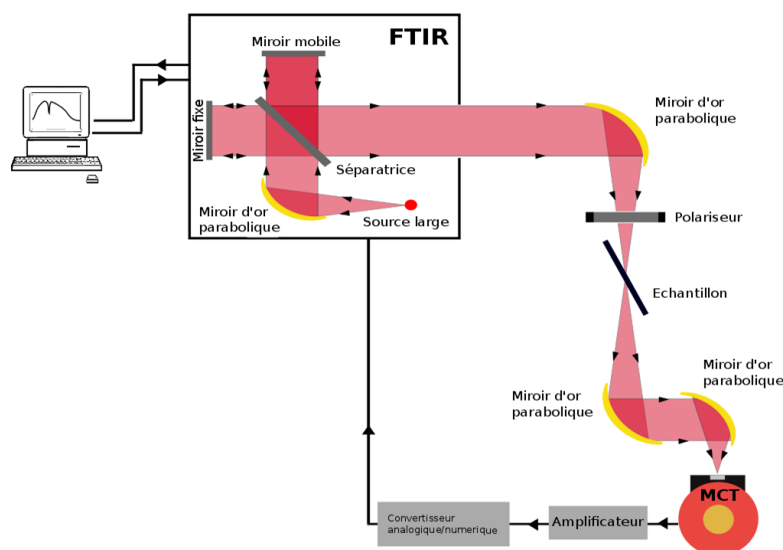
Pour réaliser la mesure des spectres de transmission à l'angle de Brewster j'ai utilisé le montage expérimental présenté dans la figure 1.21.

Dans ces mesures, la source thermique interne large bande (GLOBAL) d'un interféromètre à transformée de Fourier (FTIR) dont les optiques sont adaptées à l'infrarouge est utilisée. Après être passée par l'interféromètre, la lumière émise par cette source est focalisée sur l'échantillon à l'aide d'un miroir parabolique en or. Suite à son passage par l'échantillon, la lumière est collimatée puis refocalisée sur un détecteur au tellurure de mercure-cadmium (MCT) permettant des mesures jusqu'à des longueurs d'onde de 14  $\mu\text{m}$ . Le signal mesuré par le détecteur est ensuite renvoyé vers le FTIR pour être traité par le logiciel interne OPUS.

Un polariseur est présent avant l'échantillon pour permettre de sélectionner la polarisation incidente sur l'échantillon (TM ou TE). L'échantillon lui-même est placé sur une monture trois axes qui permet de le déplacer pour focaliser la lumière au choix sur la zone avec ou sans le puits quantique. Ces deux éléments nous permettront ainsi d'obtenir l'absorption du puits quantique par la formule 1.43.

## Absorption à l'angle de Brewster

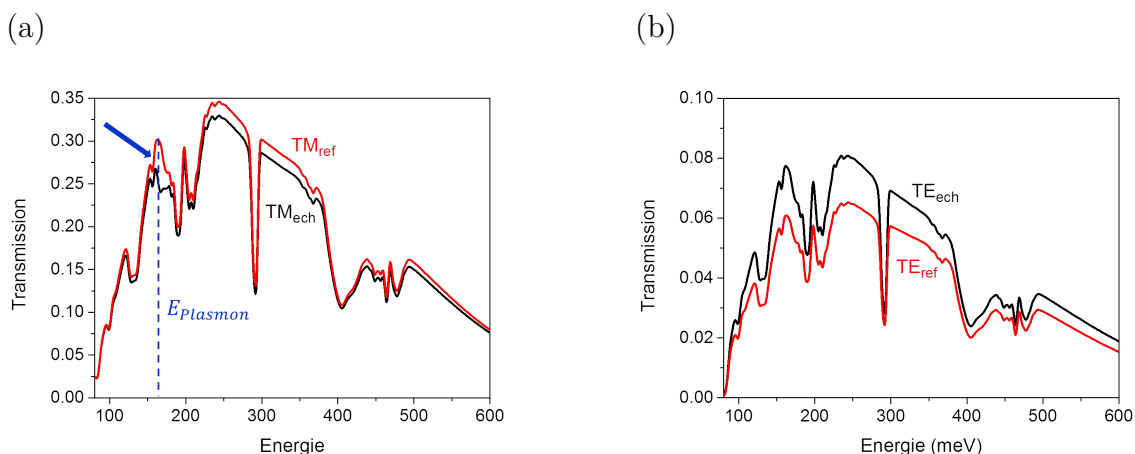
Je vais ici présenter les résultats de mesures réalisées à l'angle de Brewster sur une structure possédant une couche d'InGaAs de 45 nm dopé à  $1.6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , entouré de barrières



**Figure 1.21** – Schéma du montage expérimental permettant la mesure du spectre de transmission à l'angle de Brewster.

d'AlInAs de 15 nm. L'échantillon a été préparé comme indiqué précédemment. Toutes ces mesures ont été réalisées à 300 K.

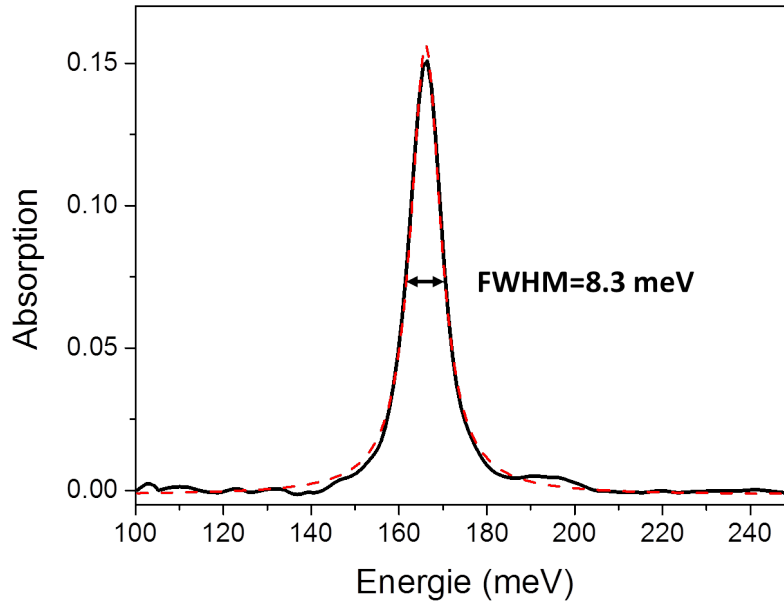
J'ai tout d'abord procédé à la mesure des spectres de transmission en polarisation TM et TE lorsque la lumière traverse la couche dopée. Ces mesures sont présentées en noir dans les deux panneaux de la figure 1.22.



**Figure 1.22** – (a) Comparaison des spectres de transmission en polarisation TM sur l'échantillon (noir) et sur la partie gravée (rouge). L'absorption du plasmon est indiquée par une flèche bleue. (b) Spectres obtenus en polarisation TE sur l'échantillon (noir) et sur la partie gravée (rouge).

J'ai ensuite réalisé les mêmes mesures sur la partie de l'échantillon où la gravure a été réalisée. Les résultats de cette mesure sont présentés en rouge dans les deux panneaux de la figure 1.22. Si nous comparons les spectres TM (panneau (a)) dans les deux cas nous pouvons remarquer une légère absorption à 166 meV (indiqué par la flèche bleue).

Si nous comparons les résultats obtenus en polarisation TE présentés dans le panneau (b), nous voyons que les spectres sont proches et ne présentent pas d'absorption. Cela est une confirmation du fait que le mode plasmonique ne se couple qu'avec la composante polarisée dans la direction de croissance (i.e la composante TM) de la lumière incidente. Si nous appliquons la formule 1.43 en utilisant les spectres que nous avons mesurés, nous obtenons le résultat présenté dans la figure 1.23.



**Figure 1.23** – Spectre d'absorption du puits quantique obtenu en utilisant les mesures de la figure 1.22. Nous pouvons voir clairement un pic lorentzien à 166 meV correspondant au mode plasmonique. Une régression lorentzienne est superposée (en pointillés rouges) au pic d'absorption.

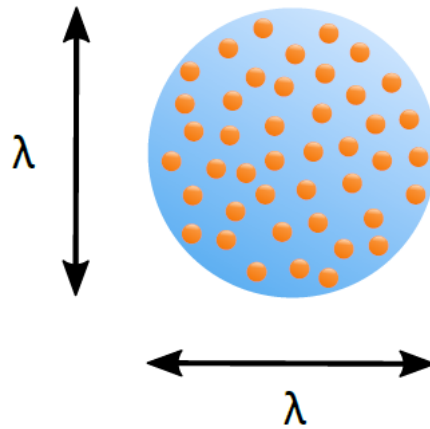
Cette mesure nous montre donc bien que toute l'interaction avec la lumière est concentrée dans un pic plasmonique unique caractérisé par une forme lorentzienne.

## 1.4 Superradiance

### 1.4.1 Description du phénomène de superradiance

La superradiance est un phénomène se produisant dans les systèmes où un ensemble d'émetteurs identiques est concentré dans un espace plus faible que la longueur d'onde comme montré dans la figure 1.24. Si nous prenons par exemple le cas d'un ensemble d'atomes à deux niveaux, la distance entre chaque atome étant inférieure à la longueur d'onde, si un atome est excité, il est impossible de discerner lequel.

Le premier niveau d'énergie associé à l'état collectif de ce type de système est une superposition quantique dans laquelle un atome parmi  $N$  est dans un état excité  $|e\rangle$  [27]. Les



**Figure 1.24** – Représentation d'un ensemble d'émetteur identique séparé par une distance inférieure à la longueur d'onde.

autres atomes étant dans leur état fondamental, il est possible d'écrire l'état du système comme étant :

$$|\varphi\rangle = \frac{|egg\dots\rangle + |geg\dots\rangle + \dots + |\dots gge\rangle}{\sqrt{N}} \quad (1.44)$$

où  $|g\rangle$  est l'état fondamental. Cet état symétrique relaxe vers l'état fondamental avec un taux de relaxation proportionnel au nombre  $N$  d'émetteurs dans le système considéré :  $N\Gamma_0$ , avec  $\Gamma_0$  le taux d'émission spontanée d'un émetteur unique isolé [38]. Ce phénomène est nommé "superradiance à photon unique" [78].

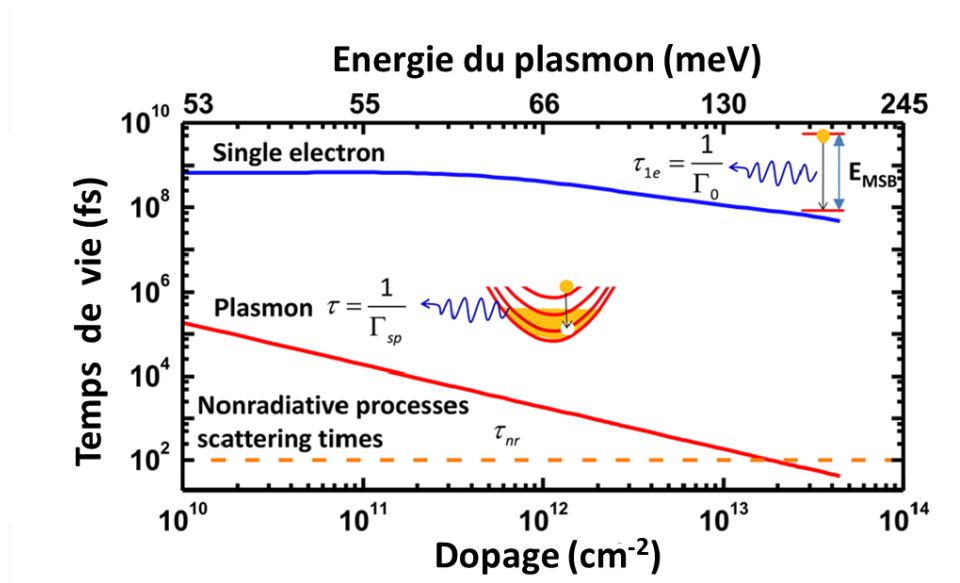
### 1.4.2 Émission spontanée d'un plasmon

Il est possible d'écrire le taux d'émission spontanée d'un unique plasmon brillant en utilisant la règle d'or de Fermi [41] :

$$\begin{cases} \Gamma_r = \Gamma_0 \frac{\sin^2(\theta_i)}{\cos(\theta_i)} \\ \Gamma_0 = \frac{e^2 N_S}{2m^* c \epsilon_0 \sqrt{\epsilon_\infty}} \end{cases} \quad (1.45)$$

avec  $\theta_i$  l'angle de propagation de la lumière par rapport à la normale au puits quantique.  $\Gamma_0$  étant proportionnel à la densité électronique surfacique ([70]), nous voyons que le plasmon présente bien une relation entre le taux d'émission spontanée et la densité d'émetteurs. Nous sommes ainsi bien en présence d'un phénomène superradiant. Cela reflète le fait que c'est un état collectif qui interagit avec la lumière et non plus les états électroniques isolés.

La dépendance en  $\frac{1}{\cos(\theta)}$  rend compte du couplage entre un mode 2D (le plasmon) et le continuum de photons 3D. Le terme en  $\sin^2(\theta)$  provient du fait que seule la composante  $z$  du champ peut interagir avec le plasmon.



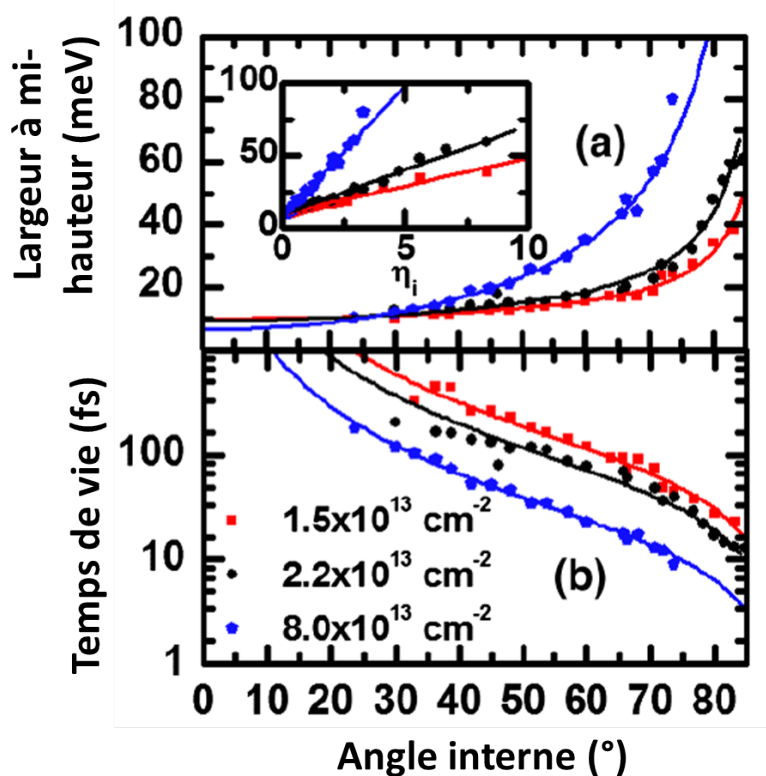
**Figure 1.25** – Temps d’émission spontanée calculé pour un angle d’émission de  $60^\circ$  pour différents dopages. En rouge, le temps d’émission du plasmon, en bleu le temps d’émission d’un émetteur unique et en pointillés le temps de vie non-radiatif. Nous voyons qu’il y a bien une dépendance en fonction du dopage pour le temps d’émission spontanée. Il peut passer en dessous du temps de vie non-radiatif. Figure issue de la référence [54].

La figure 1.25 tirée de la référence [54] montre la dépendance du temps de vie radiatif ( $\tau = \frac{1}{\Gamma}$ ) par rapport à la densité surfacique d’électrons, pour un plasmon (en rouge) et pour une particule unique (en bleu) à la même énergie que le plasmon. Nous voyons ici que les effets collectifs permettent de diminuer de façon très importante le temps de vie radiatif. Ce temps de vie étant l’inverse du taux d’émission spontanée, cela indique que c’est le phénomène de superradiance qui implique ce comportement. Le point important ici est qu’il est possible d’obtenir un temps de vie radiatif inférieur au temps de vies non-radiatif. Ainsi l’émission spontanée sera le processus de relaxation privilégié du plasmon.

### Largeur de raie plasmonique

Il est possible d’étudier le taux d’émission spontanée en mesurant la largeur de la raie d’émission du plasmon en fonction de  $\theta$ . En effet, comme présenté dans l’équation 1.45 le taux d’émission spontanée est dépendant de l’angle de propagation de la lumière  $\theta$  au travers de  $\frac{\sin^2(\theta)}{\cos(\theta)}$ . La largeur à mi-hauteur de la résonance comporte deux contributions : l’une est liée aux mécanismes non-radiatifs (et ne dépend donc pas de l’angle) ; l’autre est liée aux processus radiatifs et doit donc présenter, si le plasmon est superradiant, une dépendance en angle en accord avec le modèle théorique.

Nous pouvons voir dans la figure 1.26 les résultats d’une étude menée dans notre groupe par Thibault Laurent et présentée dans la référence [54]. Ici, les résultats ont été obte-



**Figure 1.26** – Haut : largeur à mi-hauteur du pic plasmonique mesurée à différents angles d'émissions pour trois échantillons possédant des dopages différents. Bas : Temps de vie radiatif obtenu en soustrayant le temps de vie des processus non-radiatifs (considéré comme constants). Figure provenant de [54].

nus par une étude en émission sous excitation thermique<sup>5</sup> résolue en angle. Le panneau supérieur présente la largeur à mi-hauteur du mode plasmonique pour trois échantillons possédant des dopages différents. Nous voyons que la largeur à mi-hauteur est sensible à la densité électronique et varie suivant le modèle théorique en fonction de l'angle. Les plasmons étudiés sont donc bien superradiants. La valeur de la contribution non-radiative à la largeur du mode plasmonique peut également être obtenue en prenant la valeur quand  $\theta \rightarrow 0$ . Il est ainsi possible d'obtenir uniquement la valeur de la contribution radiative à la largeur et de calculer le temps de vie radiatif comme présenté dans le panneau inférieur de la figure 1.26. Ce panneau nous montre que le temps de vie radiatif passe sous le temps de vie non-radiatif typique pour une particule isolée ( $\sim 100$  fs). L'émission spontanée sera donc le processus de relaxation privilégié.

5. Pour cela un courant est injecté dans le plan du puits quantique. Ce courant chauffe le gaz d'électron permettant ainsi d'exciter le plasmon.

## Conclusion

Dans ce premier chapitre, j'ai commencé par décrire les semi-conducteurs III-V qui sont les matériaux de base de toutes les études réalisées au cours de cette thèse. J'ai dans un premier temps décrit le comportement des semi-conducteurs massifs dopés lorsqu'ils sont soumis à une onde électromagnétique via le modèle de Drude. J'ai ensuite introduit le cas où la taille de la couche dopée diminue jusqu'à atteindre le cas des couches minces. La seconde partie de ce chapitre a permis de montrer comment ces matériaux semi-conducteurs peuvent être utilisés pour former des puits quantiques où des sousbandes peuvent exister dans la bande de conduction. J'ai ensuite montré que la description de la propagation des ondes électromagnétiques dans le puits quantique nécessitait la connaissance de la permittivité diélectrique. Cette permittivité peut être obtenue par l'utilisation d'un modèle semiclassique. J'ai également montré que, si une seule sousbande était occupée et faiblement peuplée, le spectre d'absorption était une lorentzienne centrée sur l'énergie de la transition. L'apparition d'un champ de dépolarisation à cause de l'augmentation de la densité électronique entraîne un décalage du pic vers les hautes énergies.

J'ai ensuite décrit le cas où l'augmentation du dopage entraîne l'obtention de deux sousbandes complètement remplies. J'ai montré que l'étude de ce cas, et plus généralement l'étude des cas avec plusieurs sousbandes remplies, nécessite l'utilisation d'un modèle de Drude-Lorentz généralisé. Ce modèle a permis de mettre en lumière l'obtention d'un plasmon multisousbande.

La section 1.3 a permis de présenter de quelle façon il était possible de simuler la réponse optique de nos structures. Une méthode permettant de mesurer l'absorption d'un puits quantique à l'angle de Brewster a également été montrée.

J'ai fini par décrire le comportement superradiant des plasmons et présenté comment l'utilisation de cette particularité permettait d'augmenter l'efficacité radiative.

Dans les chapitres suivants je montrerai comment l'utilisation des caractéristique des plasmons bidimensionnels peut permettre de réaliser des émetteurs thermiques infrarouges à bande étroite. Ils seront également efficaces grâce à leur caractéristique superradiante. Il sera de plus montré que la faible dimension des structures utilisées permettra de réaliser des émetteurs thermiques modulables rapidement en fréquence. Je présenterai finalement une méthode d'excitation résonante des plasmons bidimensionnels. La caractéristique superradiante des plasmons bidimensionnels permettra encore une fois d'obtenir des émetteurs efficaces, pouvant cette fois-ci dépasser l'émission d'un corps noir parfait.



# Chapitre 2

## Incandescence de plasmons

Dans ce chapitre, je vais présenter des émetteurs thermiques dans le moyen infrarouge basés sur l'utilisation de plasmons. Je vais plus spécifiquement décrire le rôle prépondérant que joue la résistance thermique de l'échantillon dans la puissance optique émise par nos dispositifs. Dans un premier temps, nous verrons les concepts fondamentaux de l'émission thermique. Une deuxième partie présentera les résultats obtenus avec ce type d'excitation sur des échantillons contenant un plasmon bidimensionnel. Je présenterai ensuite une méthode permettant d'augmenter la puissance optique émise par nos dispositifs. Pour cela une couche résistive séparée spatialement de la couche contenant le plasmon bidimensionnel sera ajoutée.

### 2.1 Ingénierie de l'émission thermique

#### 2.1.1 Loi de Kirchhoff de l'émissivité

L'augmentation de la température d'un corps entraîne la mise en mouvement de ses constituants (i.e atomes et électrons). Chaque atome va ainsi se comporter comme un dipôle oscillant autour de la position d'équilibre du noyau. Le mouvement de ces dipôles électrostatiques sous l'effet de la température va entraîner l'émission d'un rayonnement électromagnétique. Les propriétés de l'onde électromagnétique émise (distribution angulaire, puissance émise, polarisation et fréquence d'émission) ne dépendent pas seulement de la température mais également des propriétés optiques du matériau considéré. L'émission électromagnétique peut être caractérisée par sa luminance spectrale  $L_{\Omega}(\theta, \nu, T)$ , qui décrit la puissance optique émise dans la direction  $\theta$ , par unité d'angle solide  $\Omega$ , à la fréquence  $\nu$  pour un corps porté à la température  $T$ .

Si un objet peut absorber la totalité du spectre électromagnétique pour tous les angles d'incidence, il est nommé corps noir parfait. Ce corps noir parfait émettra un spectre large dont la position en énergie et l'intensité dépendra uniquement de sa température. Cette émission électromagnétique est caractérisée par la luminance énergétique  $L_{corps\ noir}(\nu, T)$  donnée par la loi de Planck :

$$L_{\text{corps noir}}(\nu, T) = h\nu \frac{2\nu^2}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} \quad (2.1)$$

avec  $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$  la constante de Boltzmann,  $h = 6.63 \text{m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$  la constante de Planck,  $c = \frac{c_0}{n}$  la vitesse de la lumière dans le matériau avec  $c_0 = 2.99 \times 10^8 \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $n$  l'indice de réfraction du milieu considéré et  $\nu$  la fréquence (en hertz) de l'onde électromagnétique. L'équation 2.1 peut être interprétée par le fait que le corps noir est à l'équilibre thermique avec le bain photonique de l'espace libre environnant. La densité énergétique émise par le corps noir correspond donc à la densité d'énergie du bain photonique.  $h\nu$  est l'énergie d'un photon à la fréquence  $\nu$ ,  $\frac{2\nu^2}{c^2}$  correspond à la densité de modes photoniques à la fréquence  $\nu$  et  $\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1}$  est la statistique de Bose-Einstein définissant la probabilité d'occupation des modes à cette fréquence  $\nu$  pour une température  $T$ .

Pour un objet réel (i.e un corps gris), la luminance énergétique ne sera plus égale à celle d'un corps noir parfait. Il sera dans ce cas nécessaire de définir l'émissivité du corps étudié. Cette émissivité est décrite comme le ratio entre la luminance du corps considéré  $L_\Omega(\theta, \nu, T)$  et celle d'un corps noir parfait  $L_{\text{corps noir}}(\nu, T)$  :

$$\varepsilon(\nu, \theta, T) = \frac{L_\Omega(\nu, \theta, T)}{L_{\text{corps noir}}(\nu, T)} \quad (2.2)$$

La loi de Kirchhoff de l'émission thermique [47] établis à l'équilibre thermodynamique impose une égalité entre l'émissivité d'un corps et son absorptivité :

$$\alpha(\nu, \theta, T) = \varepsilon(\nu, \theta, T) \quad (2.3)$$

Pour un corps noir parfait, nous aurons  $\alpha(\nu, \theta, T) = \varepsilon(\nu, \theta, T) = 1$ . Nous voyons donc un point crucial concernant les émetteurs thermiques. L'émissivité étant égale à l'absorptivité, il est impossible, suivant les lois de la thermodynamique, d'obtenir une luminance supérieure à la luminance d'un corps noir parfait porté à la même température à l'équilibre thermique. L'émetteur le plus efficace pouvant être réalisé est un émetteur possédant une émissivité (et donc une absorptivité) égale à 1. Pour que la loi de Kirchhoff soit valide, il est nécessaire que toutes les parties de l'objet considéré soient à l'équilibre thermique (température uniforme). Cependant, récemment, des travaux ont mis en évidence la possibilité de généraliser la loi de Kirchhoff au cas où la température est non-uniforme [36]. Pour cela, il est possible de considérer que l'émetteur est constitué d'un ensemble d'émetteurs plus petits que l'émetteur total, possédant tous une température uniforme. La loi de Kirchhoff peut être généralisée en introduisant la dépendance en position de la distribution de température. Nous obtenons ainsi une loi de Kirchhoff généralisée :

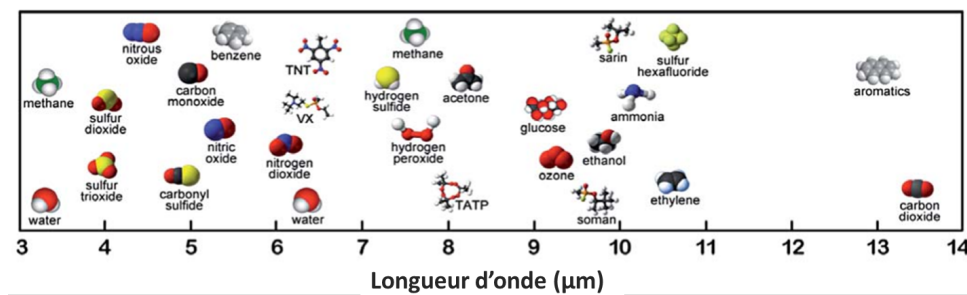
$$\varepsilon(\nu, \theta, \vec{r}) = \alpha(\nu, \theta, \vec{r}) \quad (2.4)$$

où  $\vec{r}$  est la position du point source à l'origine de l'émission thermique. La condition importante ici est d'avoir un matériau satisfaisant la réciprocité (le tenseur de permittivité doit être symétrique).

La relation directe entre l'absorptivité et l'émissivité, mise en lumière dans l'équation 2.3, est un résultat important. Il permet de montrer qu'il est possible, en réalisant une ingénierie de l'absorptivité, de mettre en forme l'émission thermique. Il est notamment possible, avec une sélection adéquate des matériaux et/ou avec l'utilisation d'une structure photonique, de réaliser des émetteurs à bande étroite à une énergie voulue, directs et pouvant être modulés rapidement.

### 2.1.2 Émetteurs thermiques agiles : état de l'art

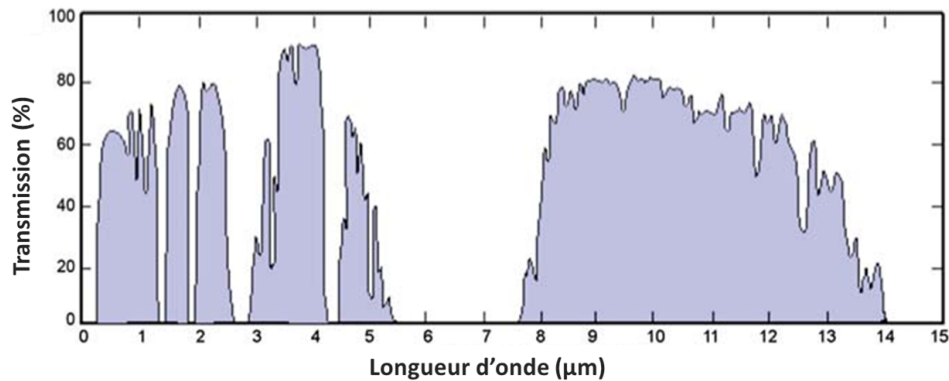
Les émetteurs thermiques dans le moyen infrarouge sont d'un grand intérêt dans de nombreuses applications, aussi bien en recherche scientifique que dans des domaines touchant à la vie quotidienne ou encore dans le domaine militaire. Ils sont par exemple utilisés en analyses des gaz. En effet, de nombreuses molécules possèdent des modes vibro-rotationnels dans cette gamme de longueurs d'ondes. C'est ainsi le cas, par exemple, de certains agents innervant comme le sarin, le soman ou le VX qui possèdent des modes de vibrations respectivement à  $\sim 124$  meV,  $\sim 128$  meV et  $\sim 194$  meV ([81]). Le panneau (a) de la figure 2.1 présente certaines molécules d'intérêts identifiables grâce à un émetteur infrarouge.



**Figure 2.1** – Exemple de molécules actives dans l'infrarouge. Figure issue de [81].

Ainsi, chaque molécule ayant une signature optique propre, il est aisé de les identifier par des mesures spectroscopiques. Les émetteurs thermiques peuvent par exemple avoir un spectre d'émission large (typiquement un corps noir), ce qui permet, en les couplant à un spectromètre à transformée de Fourier (FTIR), de détecter plusieurs types de molécules ou des composés complexes. Ces émetteurs peuvent également posséder un spectre étroit en ne présentant qu'un seul pic d'émission, ce qui permet de discriminer un composant particulier. Les émetteurs thermiques infrarouges peuvent également être utilisés pour la communication. En effet, l'atmosphère possédant des fenêtres de transmission dans l'infrarouge moyen (par exemple entre  $8\mu\text{m}$  et  $14\mu\text{m}$  comme montré dans la figure 2.2), il est possible de transmettre de l'information si l'émetteur est assez puissant. Pour cela, il est nécessaire d'avoir des émetteurs pouvant être modulés à haute fréquence afin d'obtenir un taux de transfert de données avec un débit suffisamment important (par exemple 100 MHz [81]).

D'autres types d'émetteurs peuvent également être utilisés pour obtenir un rayonnement infrarouge. Il est par exemple possible d'utiliser des diodes électroluminescentes (LED). Cependant, les LED ne permettent pas d'obtenir une émission dans l'infrarouge moyen. Les dispositifs basés sur les transitions intersousbandes d'électrons uniques peuvent être



**Figure 2.2** – Fenêtre de transmission optique de l'atmosphère ([81]).

utilisés pour obtenir une émission dans l'infrarouge moyen. Néanmoins, le temps d'émission spontanée dans ce type de dispositif ( $\sim 10 - 100$  ns) est très long comparé au temps de vie non radiatif ( $\sim 1$  ps). Ce point donne une efficacité quantique très faible ( $\sim 10^{-5}$ ). Cette efficacité quantique peut être augmentée en utilisant le processus d'émission stimulée. C'est le cas par exemple des LED superluminescentes et des diodes lasers. Pour éviter d'avoir à utiliser le processus d'émission stimulée, il est possible d'utiliser d'autres types de lasers comme les lasers à cascade quantique (QCL) possédant des longueurs d'onde dans l'infrarouge moyen. La longueur d'onde d'émission des QCL n'est plus gouvernée par le gap des matériaux utilisés mais par la différence d'énergie des sousbandes de la bande de conduction.

Pour utiliser des émetteurs thermiques dans les applications citées précédemment, ils doivent présenter certaines caractéristiques. Il peut être nécessaire, notamment, d'avoir une émission quasimonochromatique (pour étudier un composé particulier) ou directive. Il est possible d'utiliser plusieurs techniques pour mettre en forme l'émission thermique dans ce but. Pour cela, il est possible d'utiliser les propriétés du ou des matériaux constituant l'émetteur ou d'utiliser des structures photoniques.

## Mise en forme spectrale

Une des possibilités les plus simples pour réaliser des émetteurs thermiques dans le moyen infrarouge ayant une largeur de raie faible est d'utiliser des matériaux possédant des résonances optiques étroites avec une force d'oscillateur importante. Il est ainsi possible d'utiliser des matériaux possédant des résonances de phonons optiques dans le moyen infrarouge. Dans la référence [65], les auteurs utilisent par exemple un film de SiC déposé sur une couche d'or servant de miroir pour obtenir des pics d'émissions fins entre  $8 \mu\text{m}$  et  $13 \mu\text{m}$ .

Le confinement électronique obtenu dans des structures nanométriques peut également permettre d'obtenir des sources thermiques étroites. Il est par exemple possible d'utiliser les transitions interbandes dans des nanotubes de carbone monoparois pour obtenir des spectres d'émissions fins dont les longueurs d'ondes vont du visible à l'infrarouge [61]. Il est également possible d'utiliser des puits quantiques de semiconducteurs pour obtenir des transitions intersousbandes permettant l'émission dans le moyen infrarouge. C'est le cas par exemple de la référence [44] qui utilise des puits quantiques de GaAs pour obtenir une émission thermique à  $9.3 \mu\text{m}$ .

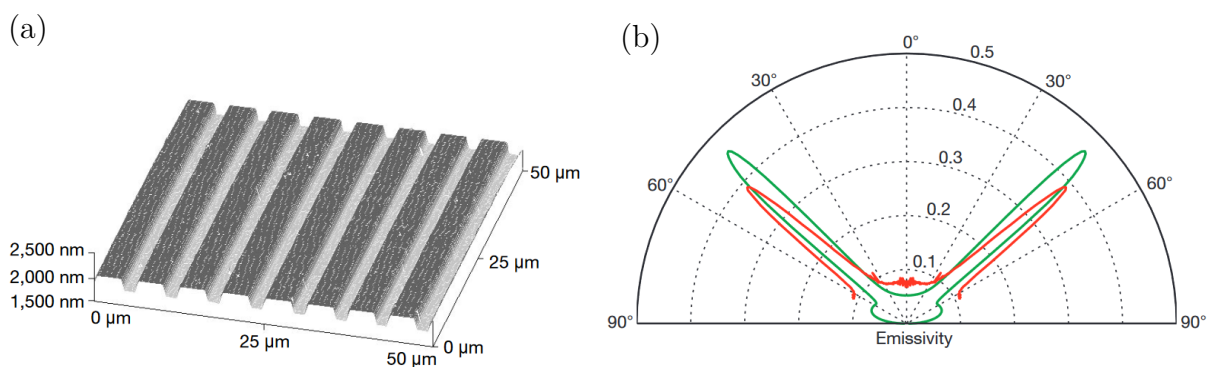
L'émission thermique peut aussi être obtenue en utilisant les interférences induites par une succession de couches minces comme dans les références [45] [80] [28]. Une méthode permettant un contrôle encore plus important sur l'émission thermique est l'utilisation d'un cristal photonique placé sur une couche émettrice [20]. Le cristal photonique sert ici de filtre passif sur l'émission thermique (l'émission du corps noir). Il est également possible d'incorporer directement une succession de puits quantiques dans un cristal photonique comme dans la référence [43] pour obtenir une émission monomode très étroite basée sur les transitions intersubbandes dans les puits quantiques.

D'autres méthodes basées sur l'utilisation de réseaux de structures pouvant être des rubans métalliques [62], des disques métalliques [1] ou encore des nanopiliers semiconducteurs [5] permettent également d'obtenir une importante sélectivité en longueur d'onde.

## Directivité

Il est possible de rendre des émetteurs thermiques directs. Ce point est crucial pour bon nombre d'applications comme la communication optique ou encore l'analyse des gaz.

Il est par exemple possible de citer les travaux de Carminati et Greffet [37] qui ont montré qu'il était possible de coupler un mode guidé de champ proche (onde de surface), généré par le chauffage d'un matériau polaire (SiC), à l'espace libre en utilisant un réseau de diffraction composé de rubans de SiC obtenus par gravure. L'émission en champ lointain est ici rendue possible lorsque l'angle d'émission satisfait la condition de conservation du vecteur d'onde,  $k_0 \sin(\theta) = k_{\parallel} + p \frac{2\pi}{d}$  (avec  $k_0$  le vecteur d'onde dans l'espace libre,  $\theta$  l'angle d'émission,  $k_{\parallel}$  le vecteur d'onde de l'onde de surface  $d$  la période du réseau de diffraction et  $p$  un entier). Cette technique permet d'obtenir une émission étroite grâce aux propriétés du matériau polaire mais également directive grâce à cette condition sur le vecteur d'onde. La figure 2.3 présente les résultats obtenus avec cette méthode dans le panneau (b) ainsi que la structure utilisée dans le panneau (a). Il faut noter que des résultats similaires ont été obtenus, également dans l'infrarouge, avec des matériaux comme l'or [13], le tungstène [53] et le  $\text{SiO}_2$  [22].



**Figure 2.3** – (a) Réseau de ruban de SiC utilisé pour obtenir un émetteur thermique étroit et directif. (b) Spectre d'émissivité en représentation polaire obtenu expérimentalement (rouge) et théoriquement (vert) à partir de la structure du panneau (a). Nous voyons bien que l'émission présente un pic étroit à un angle  $\theta$  bien défini. Figure tirée de la référence [37].

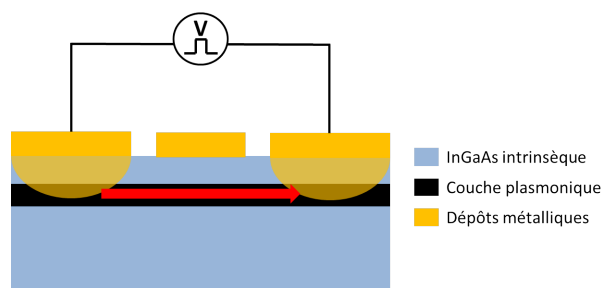
Les émetteurs thermiques que je vais par la suite décrire reposent sur l'utilisation d'hétérostructures semiconductrices (InGaAs/AlInAs) chauffées par effet Joule.

## 2.2 Excitation thermique de plasmons confinés

### Modèle théorique

Les émetteurs thermiques que j'ai réalisés dans ma thèse utilisent les effets collectifs dans les gaz d'électrons confinés pour "filtrer" le corps noir. Grâce à l'équation 2.3 (reliant directement l'émissivité et l'absorptivité), nous voyons que l'émission de ces dispositifs sera quasi monochromatique comme montré dans le premier chapitre de cette thèse.

Pour permettre l'émission thermique, il est nécessaire d'augmenter la température du gaz d'électron confiné dans la couche semi-conductrice fortement dopée par rapport à la température du substrat. Les dispositifs utilisés pour cela ont une géométrie similaire à celle des transistors à effet de champ comme montré dans la figure 2.4. Avec l'application d'une tension entre deux contacts latéraux, un courant va s'établir dans le canal contacté. Ce courant va être à l'origine d'un échauffement par effet Joule qui conduira à l'augmentation de la température du gaz d'électrons et donc du plasmon bidimensionnel.



**Figure 2.4** – Schéma du dispositif utilisé pour l'émission thermique. Un courant est injecté entre deux contacts latéraux dans le plan de la couche dopée. Cela entraîne un échauffement par effet Joule de la structure.

Je décrirai dans la suite la dépendance de la puissance optique émise par rapport à la puissance électrique injectée. Cette dépendance est établie dans la référence [55]. Nous considérons un réseau cristallin à une température  $T$  et un gaz d'électrons chauffé par effet Joule via la puissance électrique  $P_{elec}$  injectée dans la couche dopée. Cela élève la température du gaz d'électrons à une valeur égale à  $T + \Delta T$ . En considérant que le plasmon bidimensionnel est à l'équilibre thermique avec les électrons, ce qui est vrai tant que l'élargissement radiatif  $\Gamma(\theta)$  est inférieur à l'élargissement non-radiatif  $\gamma$ , nous pouvons donner la puissance optique émise par le dispositif dans un angle solide  $\delta\Omega$  et dans la direction  $\theta$  est donnée par [55] :

$$\delta P_{opt}(\theta) = \Gamma(\theta)\Delta U\delta N_{pl}(\theta,\delta\Omega) \quad (2.5)$$

Ici nous avons  $\delta P_{opt}(\theta)$  la puissance optique émise dans la direction  $\theta$  et dans l'angle solide  $\delta\Omega$ ,  $\delta N_{pl}(\theta,d\Omega) = (\frac{\epsilon_r S}{\lambda^2})\cos(\theta)d\Omega$  la densité de plasmons émettant dans la direction  $\theta$  et dans l'angle solide  $d\Omega$ , avec  $S$  la surface de l'émetteur,  $\epsilon_r$  la permittivité relative et  $\lambda$  la longueur d'onde des photons.  $\Delta U$  est l'énergie interne acquise par le plasmon via l'excitation thermique. Elle est donnée par  $\Delta U = \hbar\omega_{pl}(n_B(\hbar\omega_{pl},T + \Delta T) - n_B(\hbar\omega_{pl},T))$  avec  $n_B(\hbar\omega_{pl},T)$  la distribution de Bose des plasmons à la température  $T$ . L'énergie interne peut ainsi se réécrire :

$$\Delta U = \hbar\omega_{pl} \left( \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega_{pl}}{k_B(T+\Delta T)}} - 1} - \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega_{pl}}{k_B T}} - 1} \right) \quad (2.6)$$

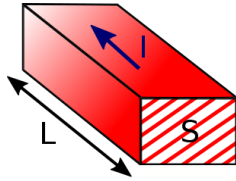
L'élévation de température  $\Delta T$  du gaz d'électrons est elle reliée à la puissance électrique injectée  $P_{elec}$  via la résistance thermique du canal  $R_{th}$  par :

$$\Delta T = R_{th} P_{elec} \quad (2.7)$$

L'expression complète de la puissance optique émise par l'échantillon est donc donnée par :

$$P_{opt} = E_{pl} \left( \frac{1}{e^{\frac{E_{pl}}{k_B(T+R_{th}P_{elec})}} - 1} - \frac{1}{e^{\frac{E_{pl}}{k_B T}} - 1} \right) \Gamma(\theta) \delta N_{pl}(\theta, d\Omega) \quad (2.8)$$

Avec  $E_{pl} = \hbar\omega_{pl}$ . Nous voyons ici que la puissance émise dépend de la puissance électrique injectée. Elle dépend également de la résistance thermique du canal. Celle ci s'exprime en fonction de la conductivité thermique  $\lambda$  comme :



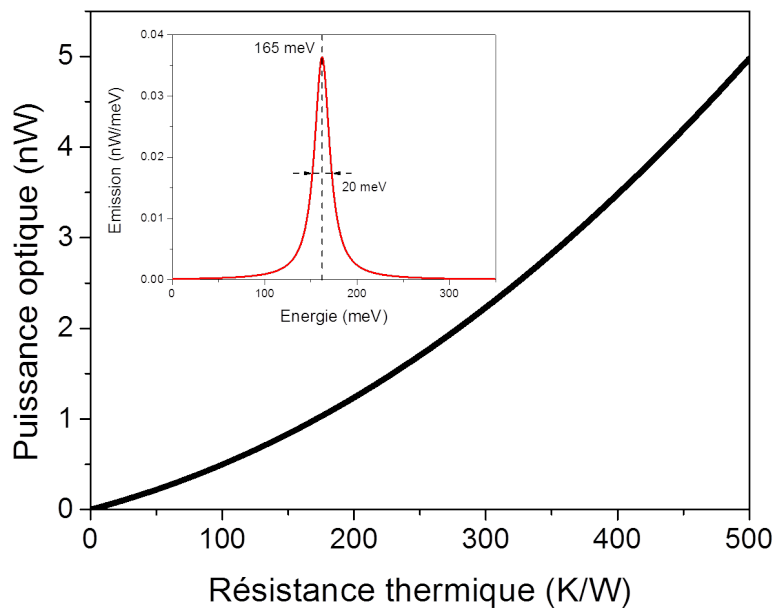
**Figure 2.5** – Schéma représentant le canal de conduction (couche dopée) d'un échantillon. Les différentes dimensions géométriques nécessaires au calcul de la résistance thermique  $R_{th}$  sont représentées. Le sens de circulation du courant est indiqué en bleu.

$$R_{th} = \frac{L}{\lambda \times S_{Latérale}} \quad (2.9)$$

avec  $L$  la longueur de la couche dopée,  $S_{Latérale}$  la surface latérale du canal de conduction et  $\lambda$  la conductivité thermique de conduction. Il est donc nécessaire, pour calculer cette résistance thermique, de connaître précisément la conductivité thermique  $\lambda$ . Ce paramètre est délicat à mesurer précisément. Il est possible d'utiliser par exemple une méthode optique comme la TDTR (*Time Domain Thermo Reflectance*). Cette méthode est présentée dans la référence [16]. Elle utilise une impulsion laser femtoseconde pour chauffer la surface de l'échantillon préalablement recouverte de métal. Le refroidissement est mesuré grâce au changement de réflectivité de la couche métallique mesuré par un second faisceau laser de basse énergie. Les propriétés thermiques des nanomatériaux peuvent aussi être étudiées grâce à des méthodes électriques comme la méthode  $3\omega$ . Dans la référence [16], un courant modulé à la fréquence  $\omega$  est injecté dans un fil déposé sur l'échantillon. Cela amène une modulation de la température à la fréquence  $2\omega$ . La réponse en tension de ce fil est ensuite mesurée à  $3\omega$ , ce qui permet d'enregistrer l'évolution de la variation de température. Cette technique est décrite dans la référence [15]. Dans la suite, je déterminerai directement la

valeur de la résistance thermique sans passer par la mesure de  $\lambda$  grâce à la mesure des spectres d'émission.

La figure 2.6 présente une simulation de la puissance optique émise en fonction de la résistance thermique pour une structure InGaAs/AlInAs possédant un plasmon émettant à 165 meV (couche dopée de 45 nm d'épaisseur et de 50  $\mu\text{m}$  de longueur pour 50  $\mu\text{m}$  de largeur). La puissance électrique utilisée pour cette simulation est de 400 mW et l'angle d'émission est de 45°. Un spectre d'émission simulé de la structure considérée est présenté dans l'insertion.



**Figure 2.6** – Puissance optique émise en fonction de la résistance thermique pour une structure possédant une couche dopée d'InGaAs de 45 nm entourée de barrières d'AlInAs de 15 nm. La puissance électrique utilisée pour cette simulation est de 400 mW. L'insertion présente le spectre d'émission simulé de la structure considérée.

Comme nous le voyons sur la figure 2.6, en augmentant  $R_{th}$  il est possible d'augmenter la puissance optique émise. Afin de déterminer expérimentalement la résistance thermique de nos échantillons, il est possible de mesurer la puissance optique émise par le dispositif en fonction de la puissance électrique injectée. Une régression suivant l'équation 2.8 avec pour paramètre libre la résistance thermique  $R_{th}$  permet ainsi d'obtenir la résistance thermique.

### Augmentation de la température du plasmon

Pour permettre l'émission du plasmon, il faut pouvoir augmenter sa température  $\Delta T$ . Pour réaliser cela, nous injectons un courant dans le plan de la couche dopée. Une tension est appliquée entre deux contacts latéraux du dispositif (figure 2.4) grâce à un générateur de signal. Ces contacts latéraux peuvent être des contacts métalliques diffusés dans le canal de conduction ou des contacts métalliques déposés directement dans ce canal après une gravure chimique. Dans le cas des contacts diffusés, j'ai utilisé un alliage composé de

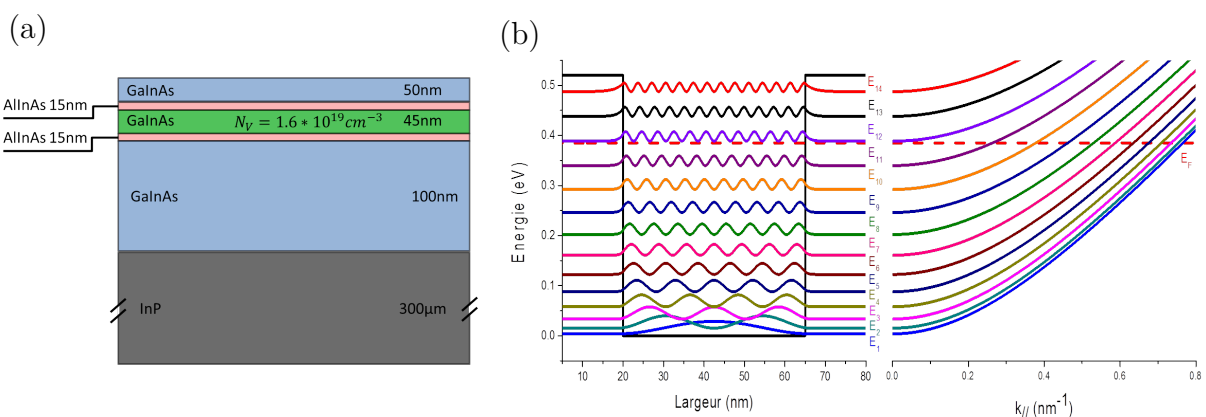


Ni/Ge/Au/Ni/Ge. Cet alliage est ensuite recuit et diffuse jusqu'au canal de conduction. Les contacts déposés directement sur la couche dopée sont eux constitués de Ti/Au. Le faible gap de l'InGaAs permet d'obtenir des contacts ohmiques dans ce cas.

## 2.3 Dispositifs pour l'émission thermique

### 2.3.1 Description de l'échantillon et mesure de transmission

La structure utilisée (InP1728) pour réaliser les émetteurs thermiques est composée d'un substrat d'InP d'une épaisseur de  $300 \mu\text{m}$  suivi par une couche d'InGaAs intrinsèque de  $100 \text{ nm}$ . La couche contenant le plasmon est composée d'InGaAs de  $45 \text{ nm}$  très fortement dopée à  $1.6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  entourée de barrières d'AlInAs de  $15 \text{ nm}$ . La dernière couche est une couche d'InGaAs intrinsèque de  $50 \text{ nm}$ . Cette structure est réalisée par MOCVD (metallorganic chemical vapor deposition) par I.Sagnes et G.Beaudoin au Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies (C2N). Le panneau (a) de la figure 2.7 présente un schéma des différentes couches qui composent l'échantillon.

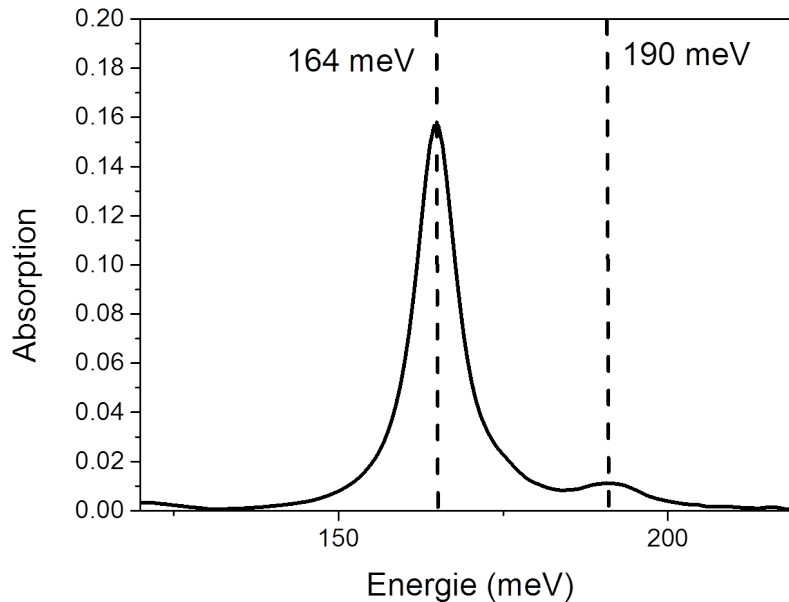


**Figure 2.7** – (a) Schéma de la structure de l'échantillon. Il est composé d'une couche d'InGaAs de  $45 \text{ nm}$  dopée à  $1.6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , entourée de barrières d'AlInAs de  $15 \text{ nm}$ . (b) Profil de bande de conduction, niveaux d'énergies de la couche dopée et dispersion électronique des sousbandes. L'énergie de Fermi est présentée en pointillés rouges

Dans le panneau (b) de la figure 2.7, le profil de bande de conduction de la couche dopée a été tracé. Nous avons ici 14 niveaux d'énergies confinés dans la couche dopée (courbes colorées). La dispersion électronique des sousbandes est également présentée dans ce panneau. L'énergie de Fermi (à  $300 \text{ K}$ ) est indiquée en pointillés rouges. Nous avons dans le cas de notre structure 11 sousbandes occupées contribuant donc à la réponse optique du système. L'énergie plasma est ici de  $E_P = 159.8 \text{ meV}$  et la contribution intersousbande est de  $E_{ISB} = 39.8 \text{ meV}$ .

Nous allons donc utiliser ici le plasmon confiné dans la couche fortement dopée pour avoir une émission thermique quasimonochromatique à  $164 \text{ meV}$ . Il est donc important de caractériser optiquement, dans un premier temps, ce plasmon. La réalisation d'une mesure de l'absorption à l'angle de Brewster est une technique très efficace dans notre cas pour caractériser ce plasmon. En effet, comme présenté dans le chapitre 1, à l'angle de

Brewster, la composante TM de la lumière incidente est totalement transmise. Le plasmon n'absorbant que la polarisation TM, ce type de mesure est particulièrement adapté à l'étude de l'absorption des plasmons. Une description complète de cette technique et du montage expérimental est présentée dans la section 1.3.2.

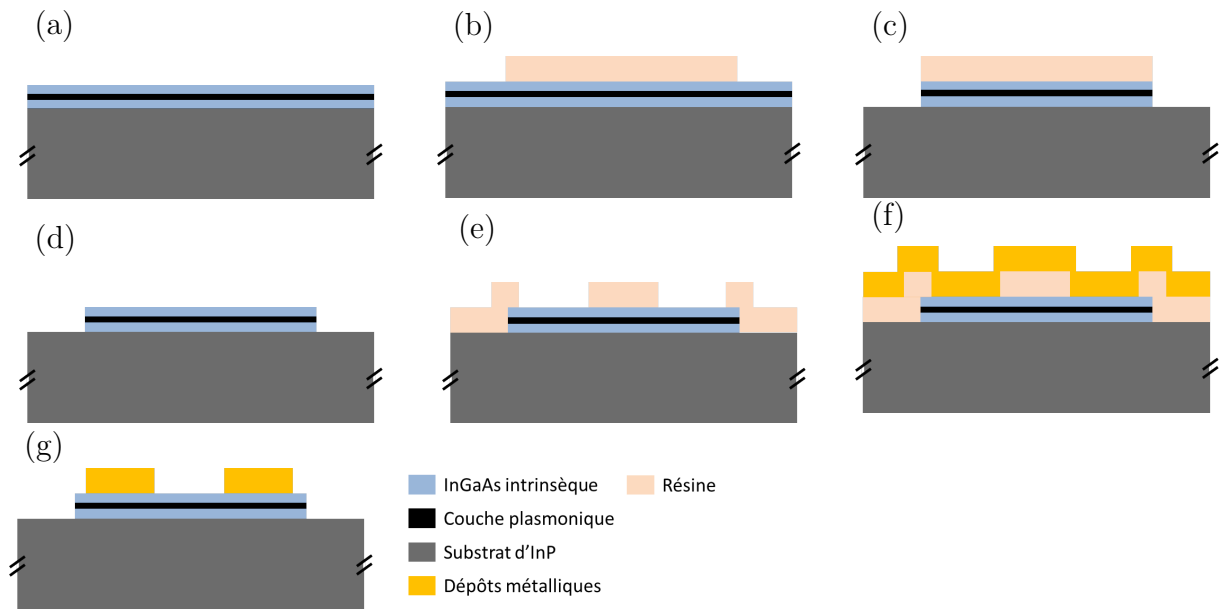


**Figure 2.8** – Spectre d'absorption issu d'une mesure de transmission à l'angle de Brewster sur l'échantillon InP1728. Nous pouvons clairement voir le pic plasmonique présent à une énergie de 164 meV. Un mode plasmonique d'ordre supérieur et de force d'oscillateur plus faible est présent à 190 meV.

La figure 2.8 présente le spectre d'absorption du plasmon mesuré à l'angle de Brewster et à température ambiante. Le pic d'absorption est à 164 meV. Comme nous l'avons vu dans la section 2.1.1, la formule 2.3 nous montre que le pic d'émission de la structure sous excitation thermique sera donc à la même énergie. Nous pouvons également remarquer une seconde résonance autour de 190 meV. Elle correspond à un mode plasmonique d'ordre supérieur et possédant une force d'oscillateur plus faible [70].

### 2.3.2 Fabrication des dispositifs

J'ai réalisé les dispositifs au sein de la salle blanche de l'Université Paris Diderot. Les premières étapes de fabrication des échantillons sont schématisées dans la figure 2.9. La première étape consiste à réaliser l'isolation des mesas. Pour cela, je suis parti de la structure épitaxiée (a) et j'ai déposé une couche de résine S1805 par centrifugation. Une lithographie optique positive permet de ne garder de la résine que sur les structures à protéger (b). J'ai ensuite utilisé une solution de  $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$  dans des proportions de 1/1/38 pour réaliser une gravure humide (c). Cette solution permet de graver les couches d'InGaAs et d'AlInAs avec un taux de gravure de  $120 \text{ nm} \cdot \text{min}^{-1}$  mais de ne pas graver l'InP. Il est ainsi possible de s'arrêter parfaitement en arrivant sur le substrat. Une fois gravé, l'échantillon est nettoyé à l'acétone (d).



**Figure 2.9** – Première partie des étapes de fabrication des échantillons de référence. (a) Structure initiale. (b) Dépôt de résine S1805. (c) Gravure chimique des mesas. (d) Retrait de la résine. (e) Dépôt de résine AZ5214. (f) Évaporation des contacts latéraux diffusés Ni/Ge/Au/Ni/Au. (g) Lift-off avant recuit.

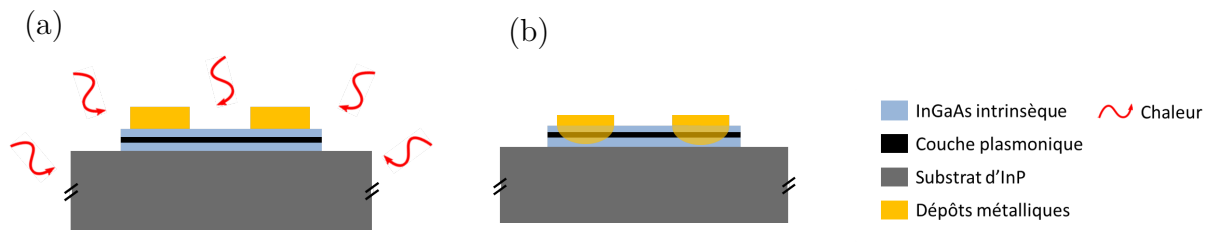
Une seconde étape de lithographie permet de déposer les contacts latéraux (e). Pour cela, une couche de résine AZ5214 est déposée et une lithographie optique négative est réalisée (e).

Un alliage Ni/Ge/Au/Ni/Au est ensuite déposé sur la surface de l'échantillon (f). Les épaisseurs déposées sont 10 nm/60 nm/120 nm/20 nm/200 nm. La première couche de nickel permet l'accroche du métal sur le semiconducteur. Les deux couches suivantes sont utilisées comme alliage diffusant. La seconde couche de nickel permet de bloquer la diffusion. Enfin, la couche d'or supérieure permet la microsoudure des contacts.

Après un lift-off, j'ai obtenu la structure présentée dans la figure 2.9 (g) avec les structures en mesa et les deux contacts latéraux, pour le moment, non diffusés.

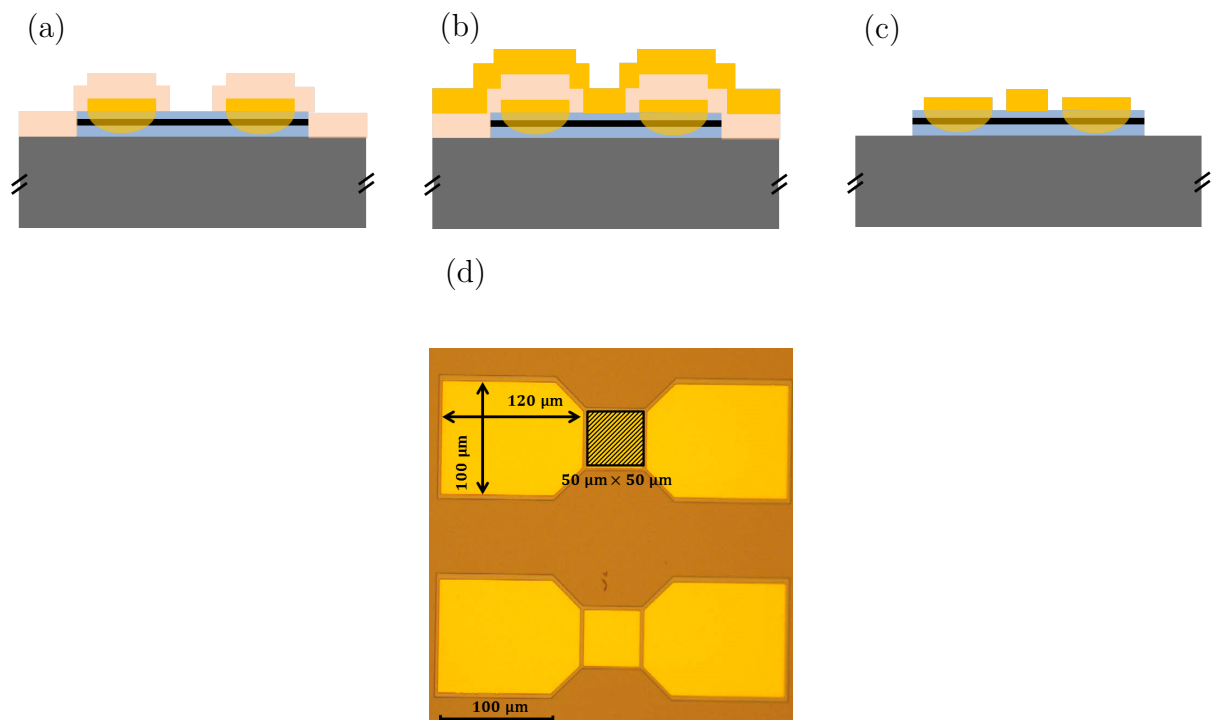
Pour permettre de réaliser un contact ohmique avec la couche dopée, il est nécessaire de faire diffuser les contacts. Pour cela, l'échantillon est recuit dans un four à 400° C pendant 60 s. Pour assurer l'homogénéité de la diffusion, l'échantillon est posé sur un support de SiC assurant une bonne répartition de la chaleur. Les figures 2.10 (a) et (b) présentent respectivement un schéma de la structure pendant le recuit et après la diffusion des contacts.

Pour finaliser la fabrication des échantillons, une couche de Ti/Au est déposée sur le dessus du mesa pour servir de miroir permettant de maximiser le recouvrement du champ électromagnétique avec la couche dopée [42]. Pour cela, la première étape consiste en un enrésinage de l'échantillon par une résine AZ5214. Ensuite, une étape de lithographie négative permet d'ouvrir les sites des dépôts métalliques centraux. Cette étape est schématisée dans la figure 2.11 (a). Un dépôt de Ti/Au est ensuite réalisé. Les épaisseurs déposées sont de 10 nm pour le titane et 200 nm pour l'or. J'obtiens ainsi la structure schématisée en figure 2.11 (b). Une dernière étape de lift-off à l'acétone permet de nettoyer



**Figure 2.10** – (a) Recuit des contacts latéraux à 400° C. (b) Résultat du recuit des contacts latéraux.

l'échantillon et d'obtenir la structure finale de la figure 2.11 (c).



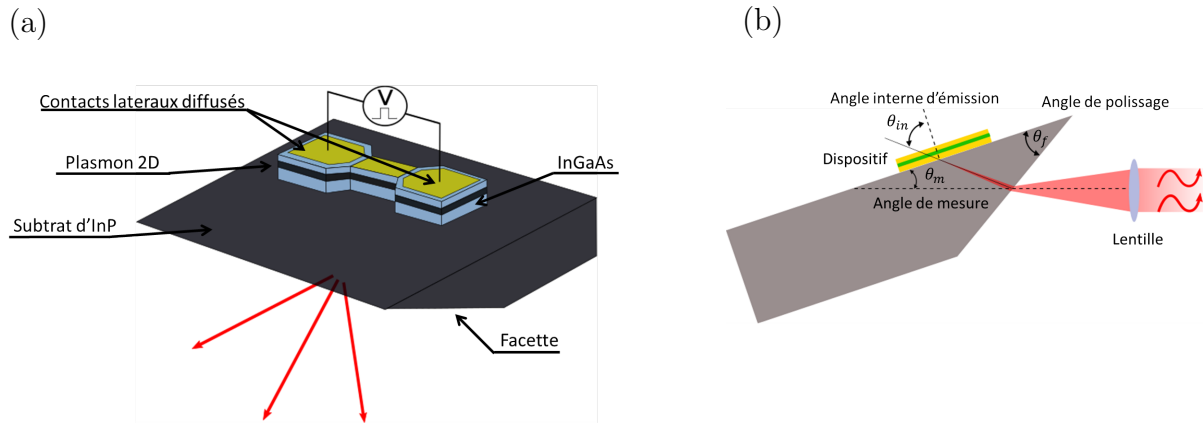
**Figure 2.11** – (a) Dépôts de résine AZ5214. (b) Évaporation du top contact Ti/Au. (c) Structure finale après lift-off. (d) Image au microscope optique de deux dispositifs finaux obtenus après la fabrication en salle blanche.

Les dispositifs finaux ont des contacts latéraux de  $100\ \mu\text{m} \times 120\ \mu\text{m}$ . La taille de la couche métallique déposée sur la surface est de  $50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$ , ce qui correspond à la largeur et la longueur du canal de conduction. Une image de deux dispositifs finaux est présentée dans le panneau (d) de la figure 2.11. La lumière émise par l'échantillon devra ensuite être extraite. Dans ce but et pour tenir compte des règles de sélection, il est nécessaire de réaliser une facette polie comme présenté dans la figure 2.12 (a). Dans l'étude menée ici, cette facette est polie à un angle de  $45^\circ$ . Pour réaliser le polissage de la facette, j'utilise une polisseuse mécanique permettant d'obtenir une rugosité très faible de la facette. Pour les mesures, nous n'avons pas accès directement à l'angle interne d'émission, nous ne pouvons mesurer que l'angle externe  $\theta_m$ . En tenant compte de l'angle de polissage de la facette  $\theta_f$  et des indices de réfractifs  $n_2 = 3.1$  du substrat et  $n_1$  de l'air, il est possible d'appliquer

la loi de Snell-Descartes pour remonter à l'angle interne d'émission  $\theta_{in}$  connaissant  $\theta_m$  :

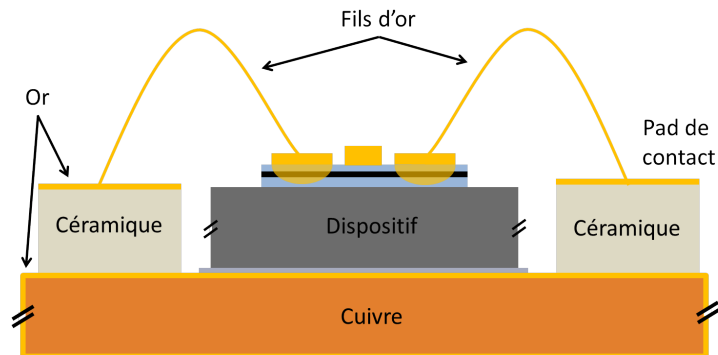
$$\theta_{in} = \theta_f + \arcsin\left(\frac{n_1}{n_2} \cos(\theta_m + \theta_f)\right) \quad (2.10)$$

La figure 2.12 (b) présente les différents angles pris en compte dans le calcul de l'angle interne d'émission.



**Figure 2.12** – (a) Schéma d'un dispositif après fabrication. Nous voyons ici les deux contacts latéraux permettant l'injection du courant dans le plan de la couche dopée et la facette réalisée par polissage mécanique. (b) Schéma de la facette permettant l'extraction de la lumière émise.

Après la réalisation de la facette, les échantillons sont fixés, grâce à une couche d'indium, à des embases en cuivre recouvertes d'or. Un schéma de l'embase utilisée, avec l'échantillon fixé sur celle-ci, est présenté dans la figure 2.13.



**Figure 2.13** – Schéma de l'échantillon monté sur l'embase. Nous voyons la base de cuivre recouverte d'or, les deux pads latéraux composés d'une céramique recouverte d'or et les fils d'or utilisés pour la microsoudure.

Cette embase permet une bonne conduction thermique entre l'échantillon et l'environnement. Pour terminer la fabrication, les contacts latéraux sont soudés par du fil d'or aux deux pads de l'embase. Une fois les dispositifs fabriqués, montés sur les embases et microsoudés, il est possible de mesurer leur spectre d'émission. Pour cela, j'ai utilisé le montage expérimental présenté dans la section suivante.

### 2.3.3 Montage expérimental

Comme montré dans la partie 2.2, pour obtenir l'émission du plasmon sous excitation thermique, il faut injecter une puissance électrique entre ses deux contacts latéraux. Pour cela j'ai utilisé un générateur de signal. Ce générateur permet d'envoyer des impulsions carrées en fixant la fréquence et le rapport cyclique. Le courant est ensuite mesuré par une sonde. Elle est composée d'un transformateur de courant réalisé grâce à : un enroulement primaire parcouru par le courant à mesurer (ici il s'agit du câble de connexion entre le générateur de signal et l'échantillon) et passant à l'intérieur d'un tore ; un enroulement secondaire autour de ce tore comportant un nombre élevé de boucles. Le passage du courant dans l'enroulement primaire génère un champ magnétique dans le tore générant lui même un courant dans l'enroulement secondaire. Une résistance de charge permet de convertir ce courant en tension pour une lecture par un oscilloscope. Un schéma de cette sonde est présenté dans la figure 2.14.

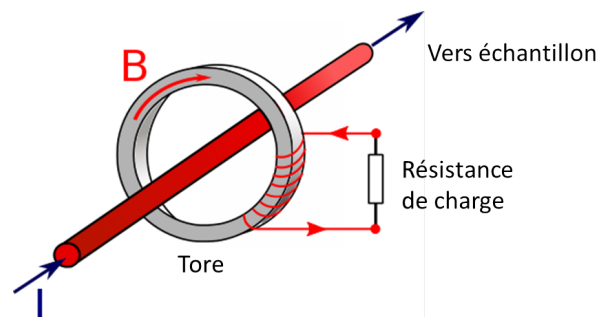
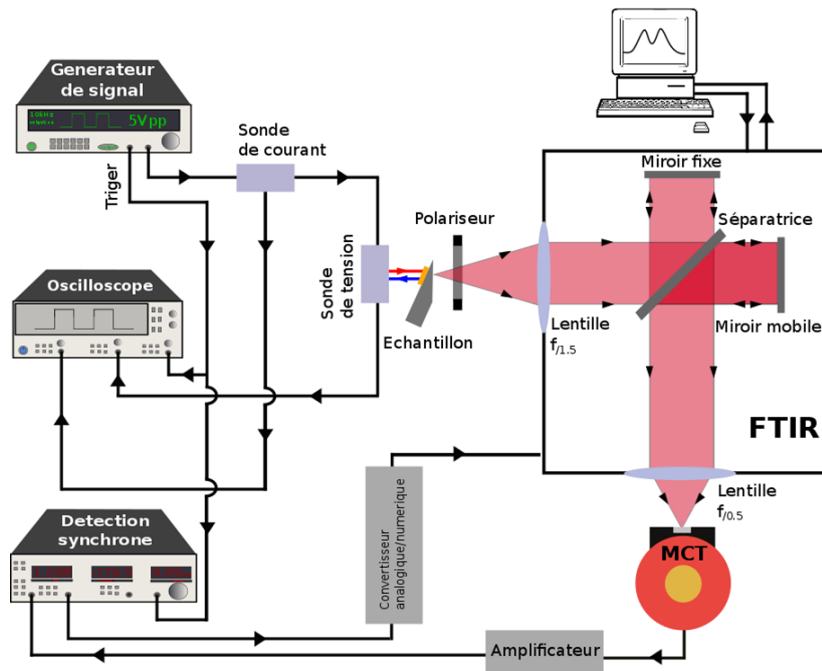


Figure 2.14 – Schéma de la sonde de courant utilisée.

Une mise en parallèle de l'échantillon permet de mesurer la tension appliquée toujours grâce à l'oscilloscope.

La lumière émise par l'échantillon passe au travers d'un polariseur à grille permettant de sélectionner la polarisation de la lumière émise. Ce point sera discuté dans la section 2.3.4. Après cela, le faisceau est collimaté par une lentille asphérique  $f/1.5$  en germanium avant de passer au travers de l'interféromètre à transformée de Fourier (présenté dans le chapitre précédent). Une seconde lentille  $f/0.5$  permet de focaliser la lumière sur un détecteur MCT refroidi à l'azote liquide de responsivité nominale  $R_{MCT} = 4.0 \times 10^4 \text{ V} \cdot \text{W}^{-1}$ . Ce détecteur est relié à un amplificateur synchrone permettant de démoduler le signal après amplification.

Le signal démodulé est ensuite traité par le logiciel OPUS permettant d'enregistrer les interférogrammes et de réaliser les transformées de Fourier. Il est important de noter ici que la référence de phase de l'amplificateur synchrone et de l'oscilloscope est donnée par la sortie TTL du générateur de signal. La mesure réalisée ici est donc une mesure synchrone. Cela permet de discriminer le signal provenant de l'émission thermique de l'échantillon (modulée en fréquence) de celle provenant de l'arrière-plan thermique (environnement) qui elle n'est pas modulée à la même fréquence. L'ensemble du montage expérimental est présenté dans la figure 2.15.



**Figure 2.15** – Montage expérimental permettant la mesure des spectres d'émission sous excitation thermique.

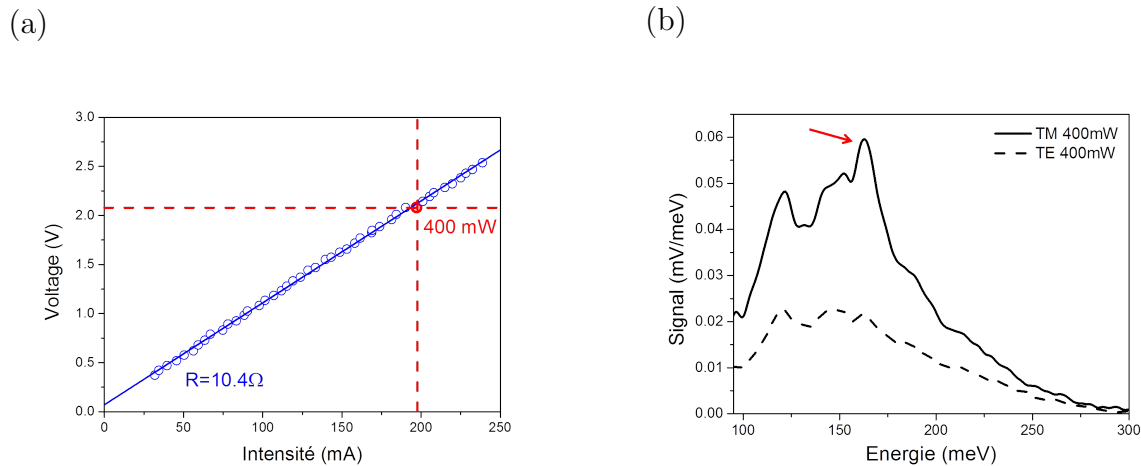
### 2.3.4 Étude de la puissance émise

Nous allons maintenant étudier les spectres d'émission de l'échantillon présenté dans la section 2.3.1. Pour ces mesures, il faut enregistrer les composantes TM et TE de l'émission afin de pouvoir ensuite extraire seulement la contribution du plasmon, polarisée TM. La puissance électrique injectée est variée grâce au générateur de signal et la fréquence de modulation appliquée est de 1 kHz. L'angle de mesure  $\theta_m$  est fixé à  $45^\circ$ .

Dans le panneau (b) de la figure 2.16, on peut observer un exemple de mesure de deux spectres d'émission, avec en trait continu, l'émission polarisée TM et en traits pointillés la composante TE correspondante. Ces spectres ont été mesurés avec une puissance électrique injectée de 400 mW. La courbe donnant le voltage en fonction de l'intensité (V-I) appliquée dans le canal est présentée dans le panneau (a) de la figure 2.16. Le point rouge montre le voltage et l'intensité correspondant à la puissance électrique injectée pour la mesure des spectres. L'air sous chaque spectre a été normalisée à la valeur du signal mesuré sur l'amplificateur synchrone.

Nous voyons que nous obtenons un spectre large pour la composante TE de l'émission. Le plasmon n'émettant pas dans la polarisation TE, nous pouvons conclure que la composante TE provient de l'émission thermique modulée du réseau cristallin.

Si nous comparons le spectre en polarisation TE au spectre en polarisation TM, nous voyons que nous obtenons une composante large de forme similaire. Un pic à l'énergie  $E = 164$  meV est cependant présent dans le spectre TM (indiqué par une flèche rouge) et absent dans celui en polarisation TE. Nous pouvons donc voir que le spectre obtenu en polarisation TM est composé d'une émission thermique provenant de réseau cristallin et d'un pic plasmonique correspondant à celui présenté dans la figure 2.8 (à une énergie



**Figure 2.16** – (a) Voltage en fonction de l'intensité appliquée sur l'échantillon. La résistance du canal est de  $10.4\ \Omega$ . Le courant et le voltage appliqués correspondant à une puissance électrique de 400 mW sont indiqués en rouge. (b) Spectre d'émission de l'échantillon à température ambiante avec une puissance électrique  $P_{elec}$  injectée de 400 mW et une fréquence de modulation de 1 kHz. En trait plein l'émission polarisée TM et en traits pointillés l'émission polarisée TE.

de 164 meV). Pour extraire ce pic plasmonique de l'arrière plan thermique (composante large), on soustrait la composante TE (majorée d'un coefficient  $A$ ) au spectre TM. Pour cela il est nécessaire de réaliser une régression sur le spectre TM par une lorentzienne (correspondant au pic plasmonique principal, voir chapitre 1) additionnée à la composante TE du spectre pondérée par un coefficient  $A$  permettant d'ajuster les deux composantes thermiques dues au réseau cristallin :

$$TM = A \times TE + \frac{B}{1 + \left(\frac{x-x_0}{\frac{\Gamma}{2}}\right)^2} \quad (2.11)$$

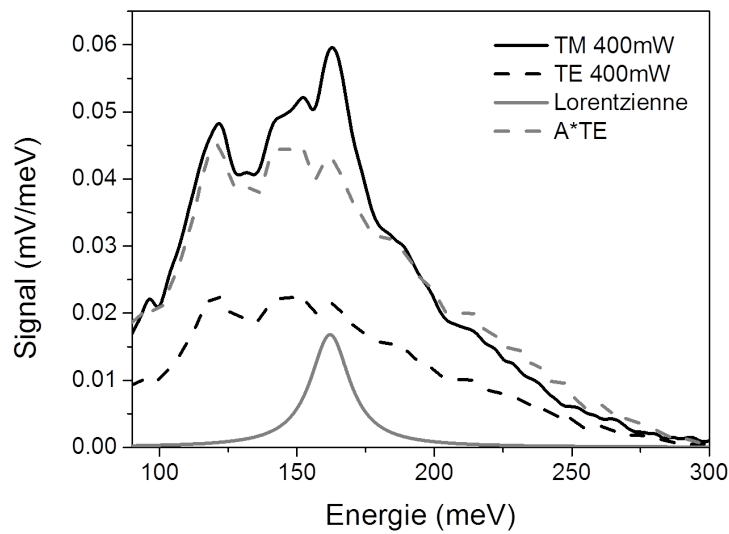
avec TM et TE respectivement les spectres en polarisation TM et TE,  $B$  l'amplitude du pic plasmonique et  $A$  le coefficient permettant d'ajuster les spectres TE à la composante large des spectres TM. La figure 2.17 présente cette procédure de régression. Les courbes noires en trait continu et en trait pointillé sont respectivement les spectres en polarisation TM et TE présenté dans le panneau (b) de la figure 2.16. La courbe en pointillés gris montre le spectre TE multiplié par le facteur  $A$ . Nous voyons que cette courbe se superpose bien avec la composante large du spectre TM. La courbe continue grise montre la lorentzienne utilisée dans l'équation 2.11.

Cette technique permet d'obtenir le paramètre  $A$ . Nous pouvons ainsi soustraire au spectre TM, la composante thermique  $A \times TE$  et obtenir seulement le pic correspondant à l'émission du plasmon. Ce résultat est présenté dans la figure 2.18 pour la mesure à  $P_{elec} = 400$  mW.

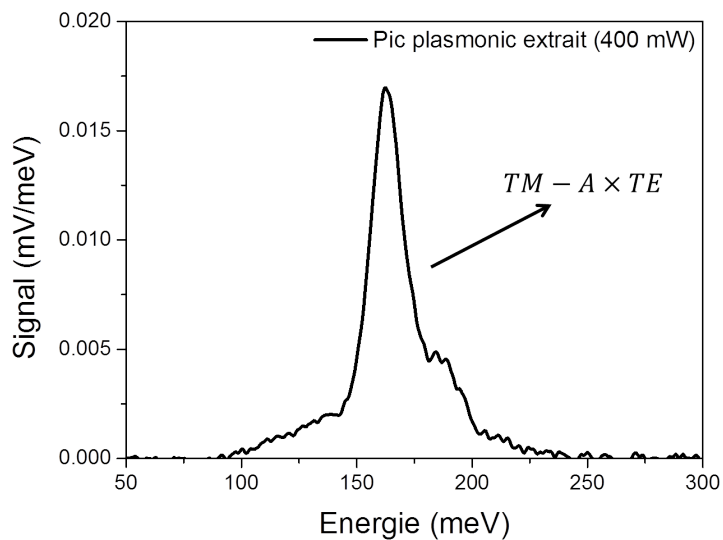
L'air sous le pic correspondant au plasmon peut ainsi être calculé. Connaissant cette valeur, il est possible d'obtenir la puissance émise. Pour cela, il est nécessaire de mesurer la réponse spectrale<sup>1</sup> du montage expérimental utilisé et la transmission des éléments

1. La réponse spectrale correspond au rapport du spectre d'un corps noir mesuré au travers de montage





**Figure 2.17** – Spectre en polarisation TM (trait continu noir) et en polarisation TE (traits pointillés noirs). En pointillés gris est présentée la composante TE multipliée par le facteur A obtenu via la régression. En gris continue la lorentzienne obtenue par la régression.



**Figure 2.18** – Spectres obtenues après élimination de la composante thermique du réseau cristallin pour une mesure à  $P_{elect} = 400$  mW.

optiques.

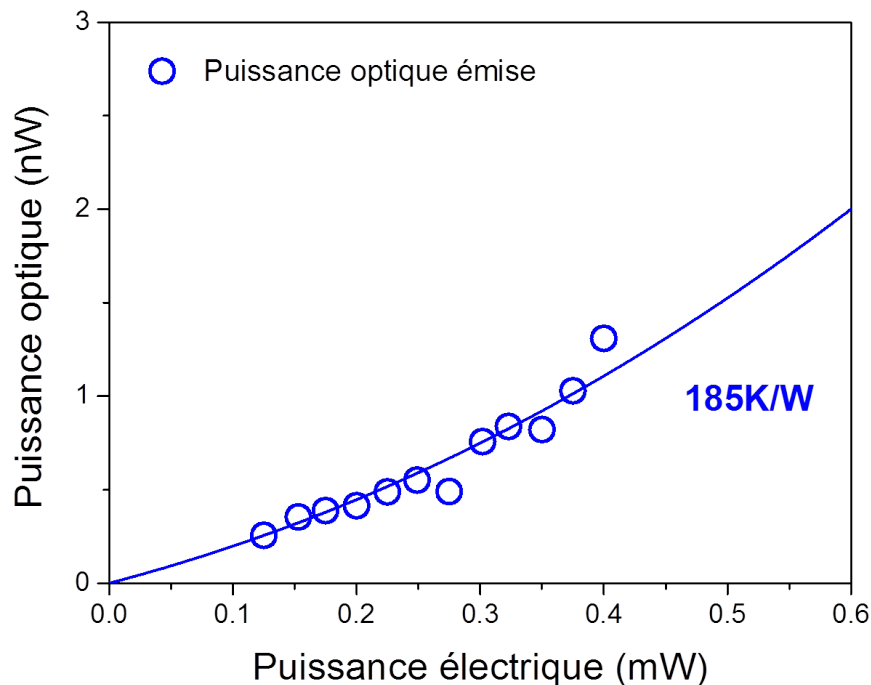
---

expérimental par rapport au corps noir théorique à la même température.

La méthode utilisée pour calibrer la puissance émise à partir de la lecture du signal sur l'amplificateur synchrone sera présentée dans le chapitre 3. Connaissant ces valeurs de puissances optiques, nous allons voir qu'il est maintenant possible d'extraire la résistance thermique de l'échantillon.

### 2.3.5 Extraction de la résistance thermique

Pour connaître l'élévation de température du gaz d'électrons, il faut connaître sa résistance thermique de conduction comme présenté dans l'équation 2.7. Pour cela, j'ai utilisé les valeurs de puissances optiques obtenues grâce aux mesures de la section 2.3.4. La puissance optique émise en fonction de la puissance électrique injectée est tracée dans la figure 2.19 en ronds bleus.



**Figure 2.19** – Puissance optique émise par l'échantillon de référence en fonction de la puissance électrique injectée (cercles). La régression permettant d'extraire la résistance thermique grâce à ces mesures est présentée en trait plein.

Nous pouvons ensuite réaliser une régression sur ces données avec la formule 2.8. Nous laissons ici la résistance thermique du gaz d'électrons  $R_{th}$  comme paramètre libre. Le résultat de cette régression nous donne une résistance thermique de  $185 \text{ K} \cdot \text{W}^{-1}$ . Nous voyons que cette valeur est comparable à la valeur obtenue dans la référence [55] pour une densité électronique surfacique équivalente ( $8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  dans la référence [55] contre  $7.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  pour la structure présentée ici).

Nous voyons avec ce résultat qu'il est difficile en augmentant la puissance électrique d'atteindre des puissances optiques émises importantes. Pour augmenter cette puissance optique, il est possible d'augmenter l'émissivité de la structure. En effet, dans la configuration

des mesures  $\epsilon = 0.32$ , il est ainsi possible en se plaçant à l'angle critique d'émission de gagner un facteur trois sur la puissance optique émise. De plus, en réalisant un réseau métallique sur la surface de l'échantillon, on peut obtenir une émissivité unitaire par la surface comme présenté dans le chapitre 3.

Finalement la puissance optique émise peut être augmentée en augmentant de façon plus conséquente la température du gaz d'électrons. Une méthode permettant cela est présentée dans la section suivante.

## 2.4 Augmentation de l'émission thermique par une couche résistive

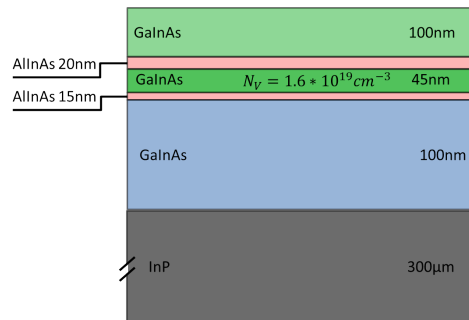
Nous avons vu dans la section précédente que la température du gaz électronique était reliée à la résistance thermique. Pour augmenter cette température, il est donc nécessaire d'augmenter  $R_{th}$  dans le but d'augmenter la puissance émise. Plutôt que de changer les dimensions de la couche dopée contenant le plasmon ou son dopage pour augmenter  $R_{th}$ , j'ai réalisé une structure comprenant une couche plus faiblement dopée que la couche contenant le plasmon et séparée spatialement de celle-ci. Cette couche faiblement dopée sera appelée par la suite "couche résistive". Elle possède une résistance thermique plus élevée que la couche plasmonique du fait de la diminution du dopage. La chaleur générée par cette couche résistive, lorsque l'on injecte un courant dans son plan, diffuse par conduction dans la couche dopée, ce qui permet l'émission du plasmon.

### 2.4.1 Dessin et fabrication des structures

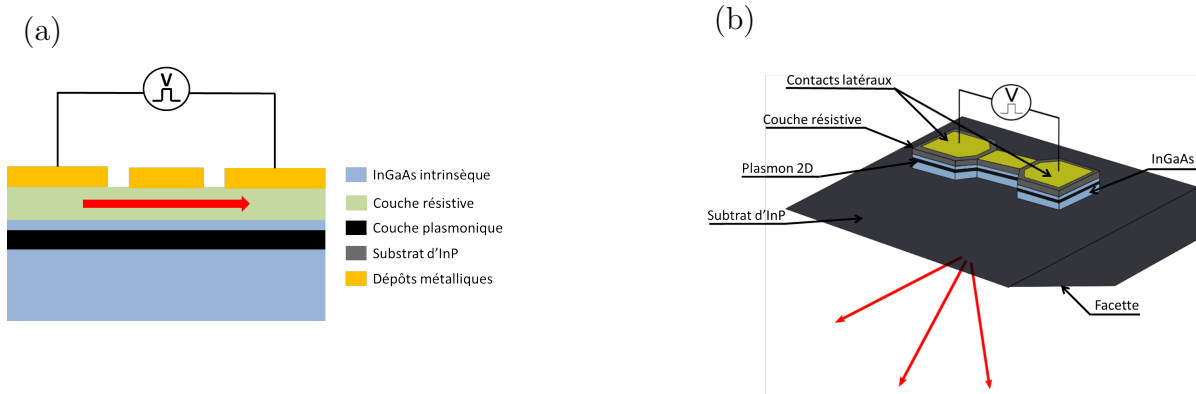
Un schéma de l'échantillon (InP1826) utilisé est présenté dans la figure 2.20. Il est composé d'un substrat d'InP de  $300 \mu\text{m}$  puis d'une couche d'InGaAs intrinsèque de 100 nm. La couche dopée contenant le plasmon est une couche d'InGaAs de 45 nm dopée à  $1.6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  (identique à celle de l'échantillon InP1728 présenté dans la section précédente). Les deux barrières d'AlInAs ont ici une épaisseur de 15 nm et 20 nm. La dernière couche est la couche résistive en elle même. Cette couche a une épaisseur de 100 nm et possède un dopage de  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Le dopage a donc été diminué pour permettre de diminuer la conductivité thermique et ainsi augmenter la résistance thermique. Cependant, la couche résistive doit posséder une épaisseur suffisante au niveau des contacts latéraux pour assurer un contact ohmique pour l'injection électrique.

Pour augmenter la température de cette couche résistive, j'ai utilisé la même méthode que dans la section précédente. Des contacts latéraux métalliques sont déposés directement sur la couche résistive et permettent d'appliquer une tension modulée sur l'échantillon. Cette tension va établir le passage du courant dans la couche et ainsi augmenter sa température par effet Joule. La figure 2.21 (a) montre un schéma du dispositif.

Le procédé de fabrication des dispositifs est identique à celui utilisé pour la structure de référence jusqu'à l'étape (e) de la figure 2.22. A l'étape (f) le dépôt n'est plus composé d'un alliage diffusant de Ni/Ge/Au/Ni/Au, mais seulement de Ni/Au avec des épaisseurs respectives de 10 nm et 200 nm. En effet, les contacts étant déposés directement sur la



**Figure 2.20** – Schéma de la structure de l'échantillon utilisé (InP1826) pour augmenter la puissance optique émise. Nous retrouvons la couche de 45 nm d'InGaAs fortement dopée (contenant le plasmon bidimensionnel). Une couche de 100 nm de GaInAs dopée à  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  a été ajoutée pour servir de couche résistive.

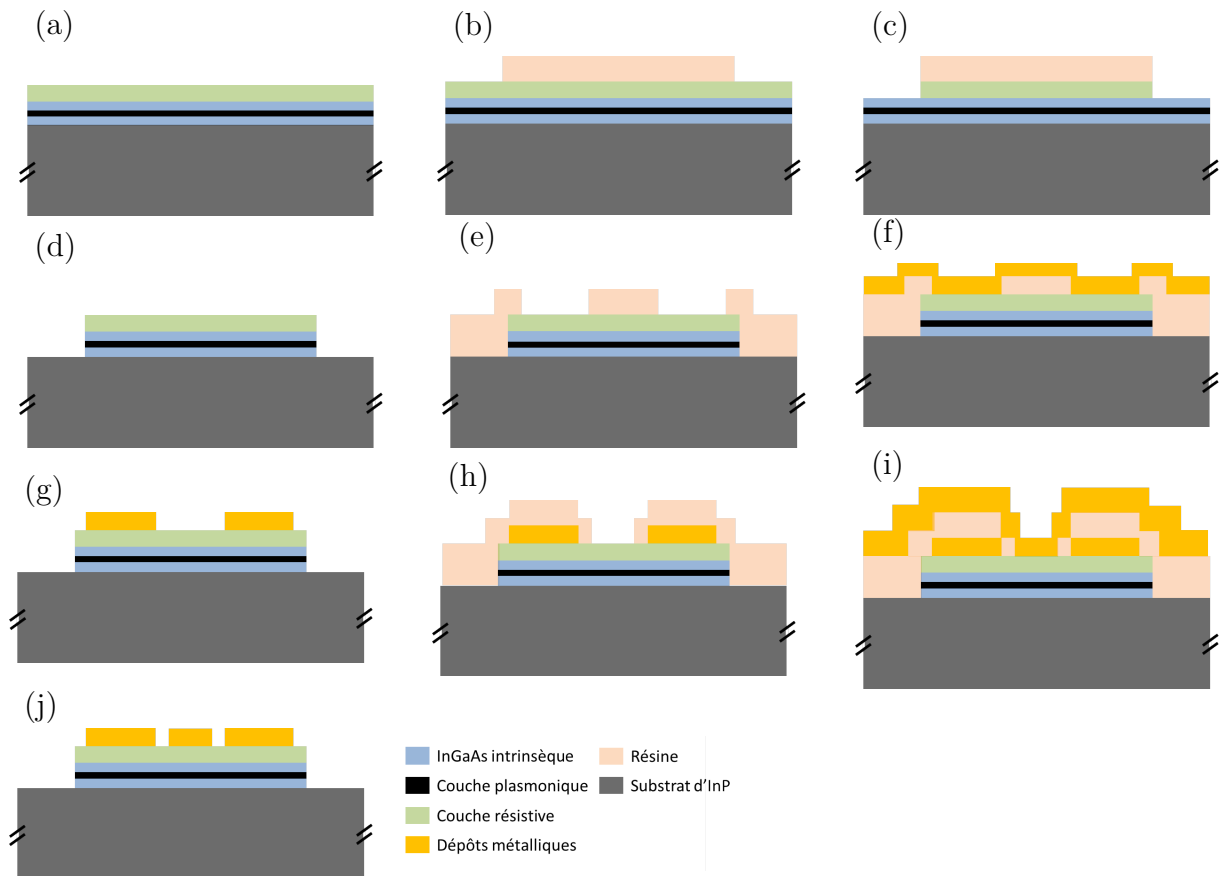


**Figure 2.21** – (a) Schéma du dispositif utilisé pour augmenter l'émission thermique. Un courant est injecté directement dans le plan de la couche résistive pour chauffer indirectement le plasmon par conduction. (b) Schéma en trois dimensions du dispositif.

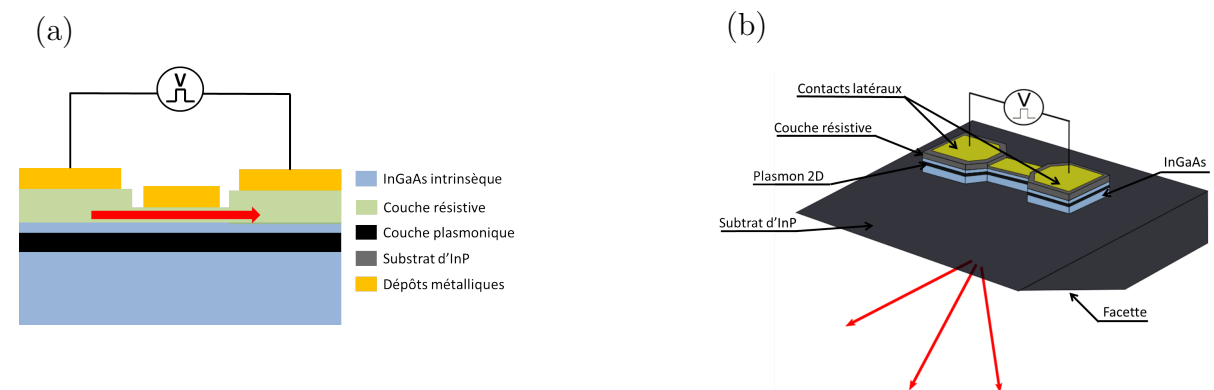
couche résistive, il n'y a pas besoin ici de réaliser de diffusion pour obtenir un contact ohmique. Après lift-off à l'acétone, les étapes (h), (i) et (j) sont identiques au procédé présenté dans le paragraphe 2.3.2.

Pour augmenter encore la résistance thermique, j'ai fabriqué une autre série de dispositifs en gravant la couche résistive au niveau du dépôt d'or central seulement. Cela a pour but de diminuer l'épaisseur du canal de conduction tout en conservant la caractéristique ohmique des contacts latéraux. Un schéma de ce type de dispositif est présenté dans la figure 2.23 (a).

Une étape de fabrication en salle blanche a donc été ajoutée entre le dépôt des contacts latéraux et le dépôt de la couche métallique supérieure pour réaliser la gravure (figure 2.24). Un dépôt de résine AZ5214 a tout d'abord été réalisé par centrifugation. Une étape de lithographie optique négative a permis d'ouvrir la résine au niveau de la surface, avant de réaliser une gravure humide par une solution de  $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$  (b). La difficulté de cette gravure réside dans le fait que l'épaisseur à graver doit être suffisamment importante pour permettre d'obtenir une différence notable sur la résistance thermique mais pas trop



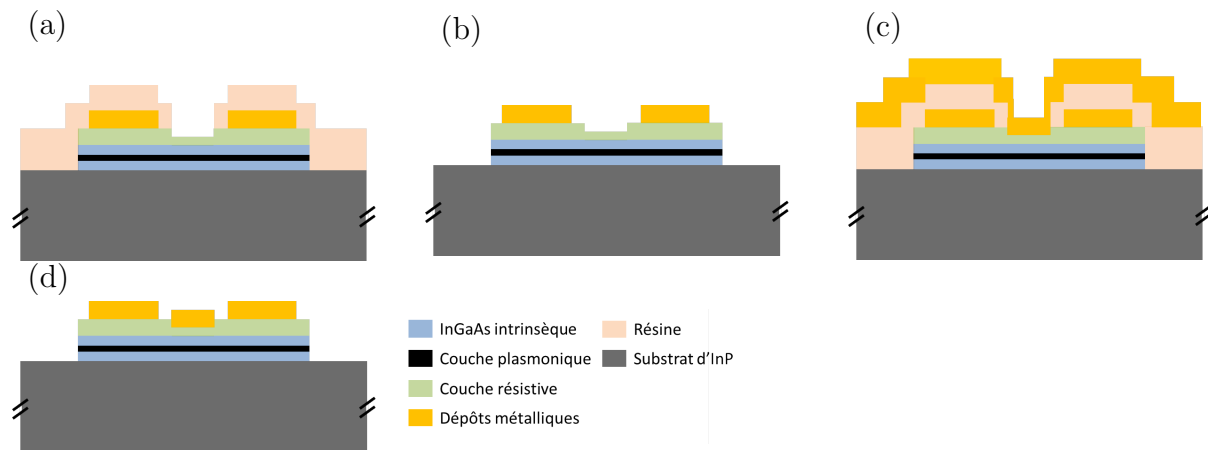
**Figure 2.22** – (a) Structure initiale pour les échantillons à résistances thermiques. (b) Dépôt de résine S1805. (c) Gravure chimique des mesas. (d) Retrait de la résine de protection. (e) Dépôts de résine AZ5214. (f) Évaporation des contacts latéraux Ti/Au. (g) Lift-off. (h) Dépôt de résine AZ5214. (i) Évaporation de la couche métallique centrale (Ti/Au). (j) Lift-off et échantillon final.



**Figure 2.23** – (a) Schéma du même dispositif que dans la figure 2.21 (a) avec une gravure de la couche résistive pour augmenter la résistance thermique. (b) Schéma en 3 dimensions du dispositif avec la couche résistive gravée.

importante pour éviter de couper le canal de conduction.

Pour mesurer la profondeur de la gravure, j'ai utilisé un profilomètre Dektak. Cet appareil a une précision de  $\pm 20\text{nm}$ . Cela implique que la profondeur de gravure visée doit être entre 40 nm et 70 nm pour être certain d'avoir gravé la couche résistive sans couper le canal. Le



**Figure 2.24** – (a) Dépôt de résine AZ5214. (b) Gravure humide de la couche résistive. (c) Évaporation des couches métalliques supérieures (Ti/Au). (d) Structure finale après lift-off.

temps de gravure correspondant est de 25 s avec la solution mentionnée plus haut. Cette étape du procédé de fabrication est schématisée en figure 2.24 (b). Les étapes (c) et (d) sont les mêmes que dans les procédés de fabrication décrits précédemment.

Sur ces deux séries d'échantillons, un polissage mécanique a été réalisé pour obtenir la même facette que sur l'échantillon de référence, c'est-à-dire  $45^\circ$ .

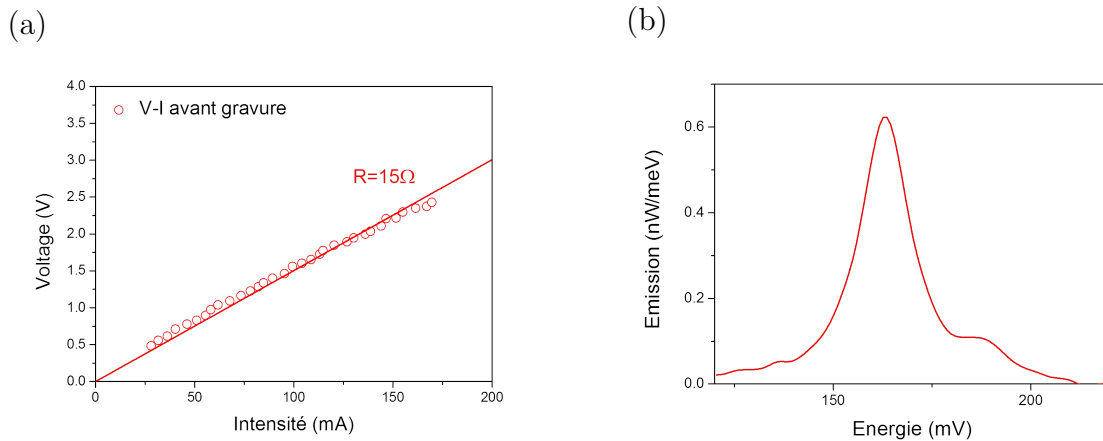
Une fois les échantillons fabriqués, j'ai réalisé les spectres d'émission sous excitation thermique pour vérifier que l'on obtient bien une augmentation de la puissance émise avec la résistance thermique, à parité de puissance électrique injectée.

## 2.4.2 Étude de la puissance émise

Pour montrer l'efficacité de cette approche, j'ai réalisé le même type de mesures que celles décrites dans la section 2.3.4 avec le même montage expérimental. La fréquence de modulation est conservée à 1 kHz pour que les mesures soient comparables. La puissance électrique injectée a cependant été variée sur une plus grande plage (entre 50 mW et 550 mW) pour les deux types d'échantillons. L'angle de mesure  $\theta_m$  est encore une fois fixé à  $45^\circ$ .

La première structure testée est celle avec la couche résistive complète (sans la gravure). La figure 2.25 (a) montre la caractéristique V-I de ce dispositif. Nous voyons que la résistance obtenue est ici de  $15 \Omega$ , cette valeur est en accord avec la valeur attendue. En effet, en prenant en compte la diminution de la mobilité électronique entraînée par la diminution du dopage (donnée dans la référence [57]) et l'augmentation de l'épaisseur du canal de conduction, nous obtenons une valeur approximative de la résistance de la couche résistive de  $R \sim 14.8 \Omega$ .

Le pic plasmonique extrait suivant la même procédure que pour l'échantillon de référence présenté dans la section 2.3.4 est montré dans le panneau (b) de la figure 2.25. Le pic plasmonique est ici parfaitement défini, avec un très bon rapport signal sur bruit. Il possède la même énergie que le mode plasmonique mesuré sur l'échantillon de référence. Nous voyons ainsi qu'il est possible d'obtenir l'émission du plasmon bidimensionnel grâce à une excitation thermique déportée.

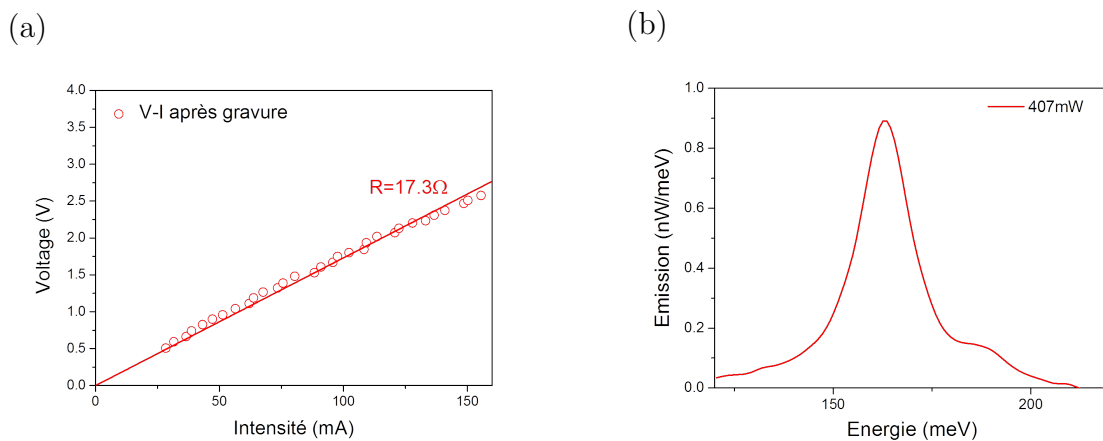


**Figure 2.25** – (a) Caractéristique V-I de l'échantillon sans gravure. La résistance est ici de  $15 \Omega$ . (b) Spectre obtenu après soustraction de la partie TE pour 400 mW de puissance injectée.

Comme nous le verrons dans la section 2.4.4, une augmentation de l'amplitude des spectres a été rendue possible grâce à cette méthode. Ceci est une première indication de l'efficacité de cette méthode.

Nous allons maintenant voir les résultats obtenus avec la couche résistive gravée. Les mêmes mesures et les mêmes traitements ont été réalisés sur ce troisième type de dispositif. La figure 2.26 (a) montre la caractéristique V-I de ce dispositif. Sur ce dispositif, nous obtenons une résistance de  $17.3 \Omega$ . En prenant en compte encore une fois, l'augmentation de la mobilité électronique induite par la diminution du dopage de la couche résistive, nous pouvons calculer une épaisseur de couche résistive de  $\sim 78 \text{ nm}$ , ce qui est proche de la marge d'erreur du profilomètre.

La figure 2.26 (b) présente le résultat de l'extraction du pic plasmonique.

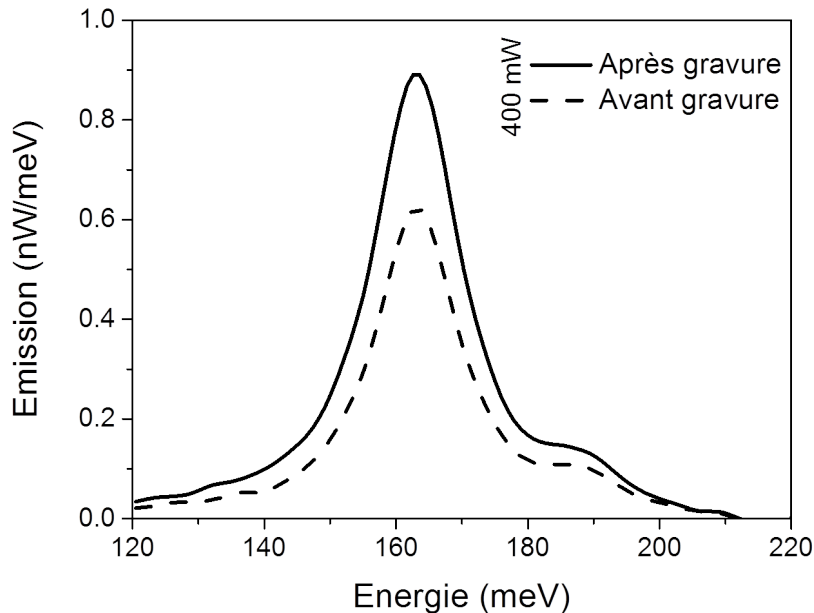


**Figure 2.26** – (a) Caractéristique V-I de l'échantillon avec gravure. La résistance est ici de  $17.3 \Omega$ . (b) Spectre obtenu après soustraction de la partie TE pour 400 mW de puissance injectée.

Nous pouvons maintenant comparer les spectres obtenus avec les deux échantillons. Cette comparaison est montrée dans la figure 2.27. Les spectres obtenus avant gravure sont tracés en traits pointillés et ceux obtenus après gravure sont tracés en continu. Nous voyons sur cette figure une nette augmentation de l'air sous les pics pour l'échantillon

avec la gravure. Nous obtenons une puissance optique de 4.2 nW pour la couche résistive avant gravure et de 6.2 nW après gravure. Il y a donc bien un impact de la résistance thermique sur la puissance émise.

Je vais maintenant procéder à l'extraction de la résistance thermique pour quantifier l'amélioration obtenue.



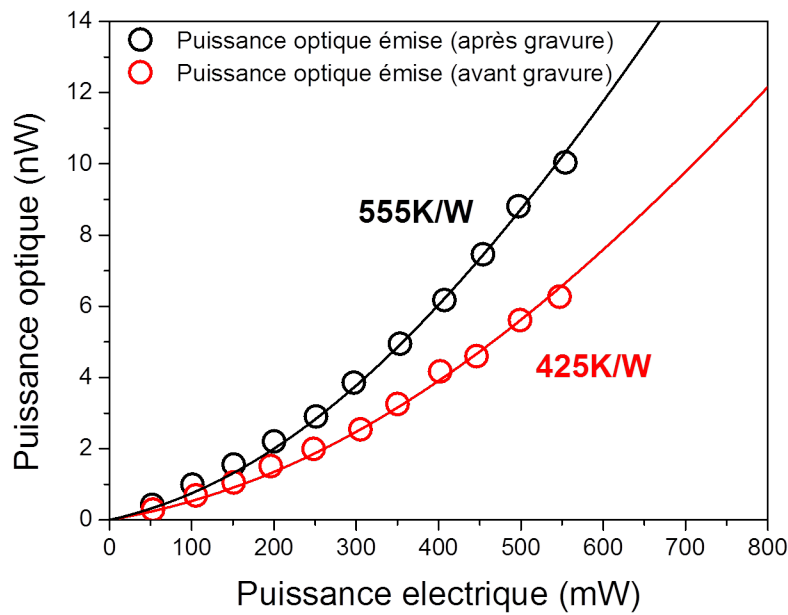
**Figure 2.27** – Comparaison des spectres obtenus avec et sans gravure de la couche résistive. En trait continu les résultats pour la couche résistive gravée, en pointillés les résultats pour la couche résistive non gravée.

### 2.4.3 Extraction de la résistance thermique

La puissance optique émise en fonction de la puissance électrique injectée est présentée dans la figure 2.28. Les points rouges correspondent aux mesures sur l'échantillon sans gravure et les points noirs correspondent à la puissance optique émise par l'échantillon avec gravure. Nous voyons que la puissance optique est plus importante pour la structure avec gravure à parité de puissance électrique injectée.

Si nous réalisons maintenant une régression par la formule 2.8 pour extraire la résistance thermique des deux échantillons, nous obtenons des valeurs de  $425 \text{ K} \cdot \text{W}^{-1}$  pour la couche résistive non gravée et de  $555 \text{ K} \cdot \text{W}^{-1}$  pour l'échantillon avec la gravure. Le ratio  $\frac{R_{th1}}{R_{th2}}$  entre les deux résistances thermiques donne une augmentation d'environ 30 % de la résistance thermique. Le dopage et la longueur de la couche résistive étant la même, cela signifie que nous pouvons estimer l'épaisseur de gravure de la couche d'InGaAs à 30 nm. Cela correspond à la mesure obtenue avec le profilomètre Dektak ( $50 \text{ nm} \pm 20 \text{ nm}$ ) et est également proche de la valeur évaluée avec les mesures de V-I.





**Figure 2.28** – Comparaison de la variation de la puissance optique émise en fonction de la puissance électrique injectée. En rouge pour la résistance standard, en noir pour la résistance gravée. Les régressions sur les deux courbes donnent des résistances thermiques de  $555 \text{ K} \cdot \text{W}^{-1}$  pour la résistance gravée et de  $425 \text{ K} \cdot \text{W}^{-1}$  pour la résistance standard.

Je vais maintenant comparer ces résultats avec les mesures réalisées sur l'échantillon de référence pour montrer l'amélioration obtenue.

#### 2.4.4 Comparaison avec l'échantillon de référence

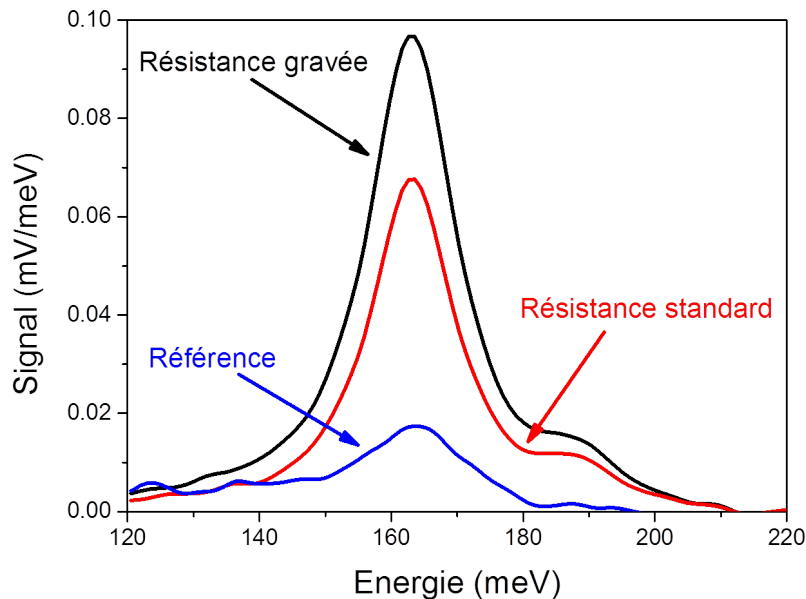
Pour voir l'amélioration obtenue par rapport à l'échantillon de référence (InP1728), trois spectres sont présentés dans la figure 2.29. Ces spectres ont été obtenus avec 400 mW de puissance électrique injectée. En bleu le spectre obtenu sur l'échantillon de référence, en rouge et en noir respectivement le spectre obtenu pour l'échantillon avec une couche résistive non gravée et avec une couche résistive gravée. Une nette amélioration peut être observée dans l'air sous les courbes entre les trois dispositifs. Si nous comparons par exemple l'aire sous le pic plasmonique de l'échantillon de référence et celle de l'échantillon avec la couche résistive gravée, nous voyons que nous avons multiplié l'aire par 2.8. Une comparaison des valeurs des résistances thermiques, des résistances électriques et de puissances optiques obtenues pour une injection de 400 mW et un angle de mesure de  $45^\circ$  est présentée dans le tableau 2.1.

La puissance optique mesurée pour les trois dispositifs en fonction de la puissance électrique injectée est tracée dans la figure 2.30, en bleu l'échantillon de référence, en rouge l'échantillon avec la couche résistive complète et en noir la structure avec la couche résistive gravée.

L'augmentation de la puissance optique en fonction de la puissance électrique n'étant

Échantillon	$R_{elec}$	$R_{th}$	$P_{opt}$ à 400 mW
InP1728	10.4 $\Omega$	185 K · W <sup>-1</sup>	1.3 nW
InP1826	15 $\Omega$	425 K · W <sup>-1</sup>	4.2 nW
InP1826 gravé	17.3 $\Omega$	555 K · W <sup>-1</sup>	6.2 nW

**Table 2.1** – Comparaison des valeurs des résistances thermiques, des résistances électriques et de puissance optique obtenue pour une injection de 400 mW et un angle de mesure de 45°.

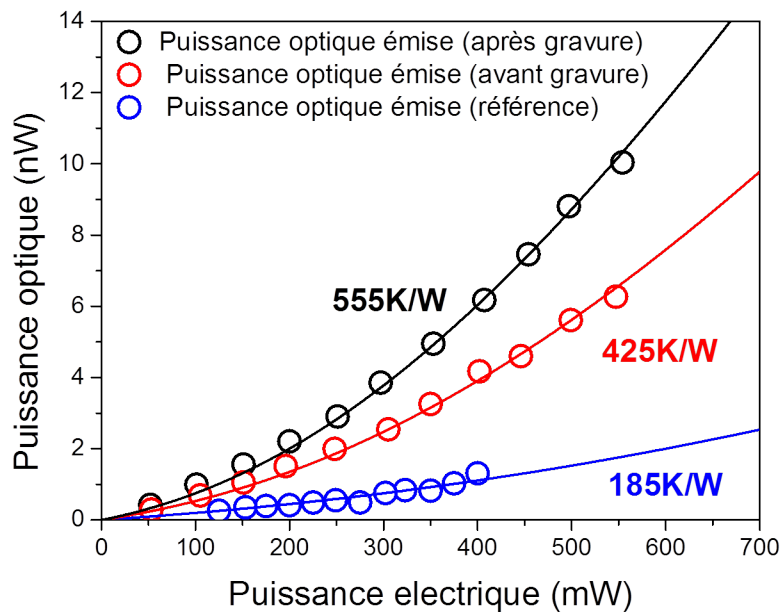


**Figure 2.29** – Comparaison des spectres obtenus avec les trois types d'échantillons. Noir : échantillon avec la couche faiblement dopée gravée. Rouge : échantillon avec la couche faiblement dopée non gravée. Bleu : échantillon de référence.

pas linéaire en injection thermique (surlinéaire), le gain de puissance est de plus en plus important en augmentant la puissance électrique injectée. Si nous comparons maintenant les résistances thermiques obtenues par régression sur les trois échantillons, nous voyons que l'augmentation de la puissance optique est bien liée à l'augmentation de  $R_{th}$ . Ce paramètre est donc clef pour améliorer l'émission des dispositifs présentés.

## 2.5 Modulation en fréquence

Un autre point intéressant que j'ai mis en lumière avec le dispositif de référence, est la possibilité de moduler l'émission rapidement en fréquence. J'ai pour cela mesuré les spectres d'émission du plasmon avec le même montage expérimental que celui de la section 2.3.3. L'angle interne d'émission est ici fixé à  $\theta_{in} = 20^\circ$ , ce qui correspond à un angle de



**Figure 2.30** – Comparaison des résistances thermiques obtenues avec les trois types d'échantillons. On voit une nette augmentation de la puissance émise à parité de puissance injectée en utilisant les différentes couches résistives.

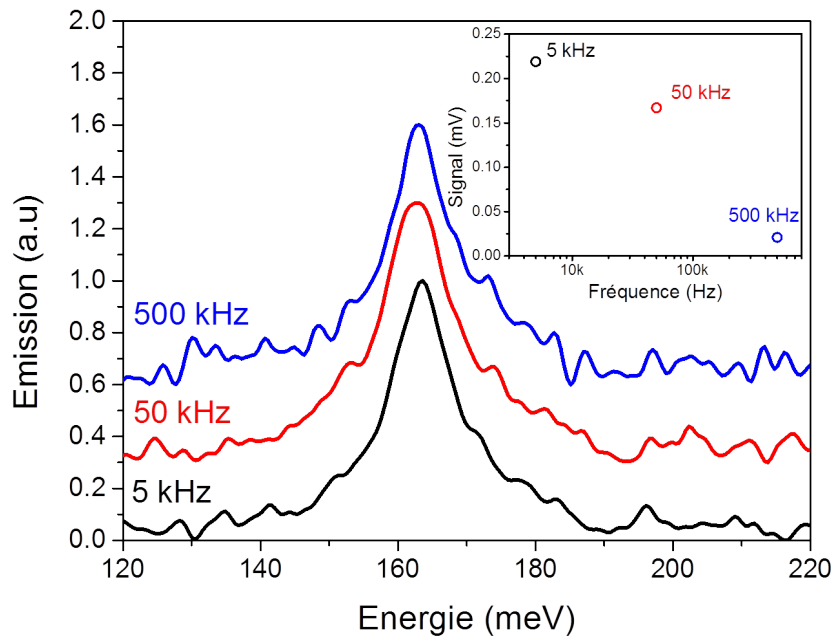
mesure  $\theta_m = 70^\circ$ <sup>2</sup>. La puissance électrique injectée dans l'échantillon est de 400 mW. La modulation en fréquence va de 1 kHz à 500 kHz avec un taux de répétition de 50%.

La figure 2.31 montre des exemples de spectres mesurés en gardant constante la puissance injectée et en variant la fréquence de modulation. Les spectres ont été normalisés pour faciliter leur comparaison. Nous pouvons voir que la forme spectrale est conservée sur l'ensemble de la plage de mesure. Cependant, comme montré dans l'insertion, le signal mesuré diminue nettement avec l'augmentation de la fréquence de modulation. L'amplitude est en effet divisée par un facteur onze entre 1 kHz et 500 kHz. Ces mesures préliminaires ont donc mis en évidence la possibilité de moduler l'émission thermique de nos dispositifs jusqu'à au moins 500 kHz. Ce résultat est proche de la fréquence de modulation maximale obtenue pour un émetteur thermique (600 kHz [44]). Au delà de 500 kHz, le signal émis devient trop faible pour être mesuré précisément. Il aurait ici été possible de changer l'angle d'émission pour augmenter le signal mesuré, cependant, pour simplifier les mesure, il a été choisi d'utiliser une autre structure possédant la même couche dopée de 45 nm mais qui permet d'obtenir une émissivité égale à 1 avec émission perpendiculairement à la surface. Ce dispositif et les mesures en modulation haute fréquence seront présenté en détail dans le chapitre 3.

## Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre le rôle primordial que joue la résistance thermique dans l'émission des dispositifs basés sur l'émission thermique des plasmons. J'ai fabriqué et

2. L'angle de mesure a ici été changé pour permettre la comparaison avec les résultats d'une étude menée précédemment au laboratoire.



**Figure 2.31** – Pics plasmoniques principaux correspondant aux trois fréquences de modulations : Noir : 5 kHz, rouge : 50 kHz et bleu : 500 kHz. Ils ont été obtenus via la méthodologie présentée dans la section 2.3.4.

caractérisé des structures permettant d’exploiter ce point tout en conservant les caractéristiques optiques d’émission. Cette étude est une première preuve de principe présentant une voie d’amélioration des émetteurs thermiques infrarouges exploitant les plasmons.

Pour augmenter encore la puissance optique émise, nous pouvons imaginer de diminuer encore l’épaisseur de la couche résistive ou encore de diminuer son dopage. Par exemple, en réalisant une couche résistive de seulement 10 nm au lieu des 70 nm obtenus par gravure chimique, nous pourrions obtenir une augmentation d’environ 90 % de la résistance thermique et ainsi obtenir un facteur 10 sur l’émission obtenue pour 400 mW de puissance électrique injectée. Nous pouvons conjuguer cela avec une diminution plus importante du dopage de la couche résistive pour augmenter encore la puissance optique. Le faible gap de l’InGaAs permettrait dans tous les cas un contact ohmique sans nécessité de réaliser des contacts diffusés. La limite de ce type de dispositif est la fréquence de modulation. En effet, la conduction de la chaleur entre la partie chauffante et le puits quantique se faisant via le réseau cristallin, des fréquences de modulations élevées ne sont pas atteignables. Cela est dû au temps de montée en température et de relaxation thermique du réseau. Ce point particulier est abordé dans le chapitre 3 portant sur la modulation rapide de l’émission thermique.

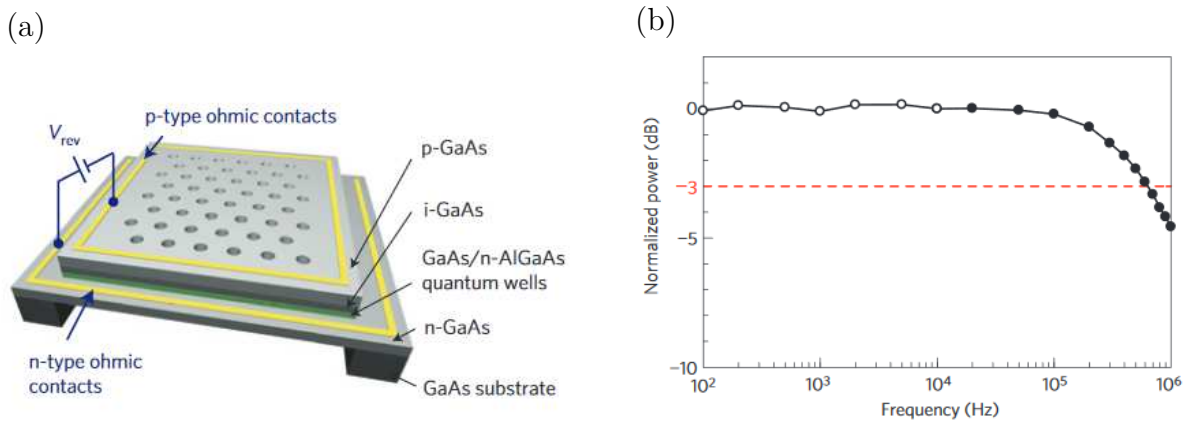
# Chapitre 3

## Modulation rapide de l'émission thermique

La fréquence de modulation des émetteurs thermiques est un paramètre important. En effet, pour des applications comme la communication en espace libre, la fréquence de modulation va directement conditionner le taux de transfert des données [81]. Ainsi, plus les impulsions lumineuses seront rapprochées (et donc plus la fréquence est élevée), plus le taux de transmission sera grand. Ce paramètre est également important pour la spectroscopie infrarouge des gaz. Des techniques comme la spectroscopie acousto-optique présentée dans la référence [31] permettent de mesurer des concentrations de composés extrêmement faibles si la fréquence de modulation de l'émetteur est assez élevée. La référence [21] montre qu'une modulation de 125 kHz permet par exemple de mesurer des concentrations de  $10^{-12}$  molécules d'éthane par kilo de gaz. Certaines applications militaires nécessitent également la possibilité de changer rapidement et sur une grande plage la fréquence de modulation des émetteurs. L'identification amis/ennemis repose, notamment, sur l'émission et la détection de lumière à une certaine fréquence de modulation. Pour éviter d'être copié par un émetteur ennemi, il est donc nécessaire de pouvoir changer rapidement de fréquence de modulation. Je vais ici présenter la réalisation d'un émetteur thermique dans le moyen infrarouge ( $\sim 8\mu\text{m}$ ) ayant une émissivité unitaire et pouvant être modulé jusqu'à 50 MHz. Les mesures que je présenterai dans ce chapitre ont été réalisées avec l'aide de Djamel Gacemi et Eugenio Maggolini.

### 3.1 Émetteurs thermiques à haute fréquence : état de l'art

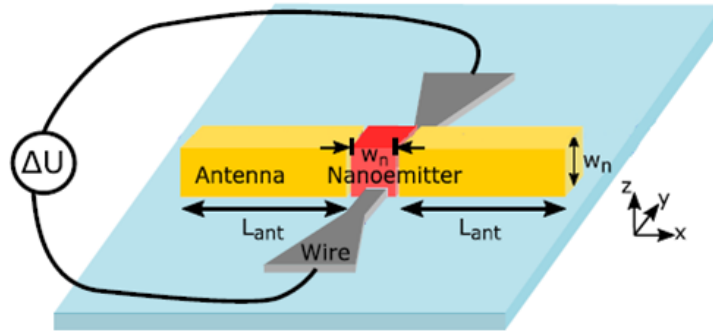
Les dispositifs comme les globars, utilisés dans les FTIR ou encore les lampes à incandescence, utilisent des matériaux massifs (d'une taille typique de quelques mm à une centaine de micromètres) pour émettre de la lumière. Leur fonctionnement est basé sur l'augmentation de la température de l'ensemble du matériau. Dans le cas des globars commerciales, le matériau utilisé est du carbure de silicium chauffé (entre 1000 °C et 1600 °C) par effet Joule grâce à l'application d'un courant entre ses contacts. Le problème de ce type d'émetteur est le temps de montée en température et de relaxation thermique



**Figure 3.1** – (a) Dispositif utilisé pour moduler l'émission thermique jusqu'à 600kHz, le principe repose sur une modulation de l'absorption/émission d'un puits quantique chauffé. (b) Courbe de l'émission en fonction de la fréquence de modulation du dispositif. Figures tirées de la référence [44]

du réseau cristallin. En effet, la diffusion de la chaleur se fait grâce aux vibrations du réseau cristallin (phonons acoustiques [82]), ce processus de diffusion de la chaleur est très lent comparé aux fréquences de modulations que l'on souhaite atteindre. En effet, le temps de diffusion est proportionnel à  $\frac{h^2}{\Lambda}$  avec  $h$  la taille de l'émetteur dans la direction de propagation du flux de chaleur et  $\Lambda$  la conductivité thermique. Nous voyons donc que, plus l'émetteur est grand, plus la fréquence de modulation atteignable est faible. Avec ce type de dispositif les plus hautes fréquences de modulation ne peuvent pas dépasser 100 Hz.

L'état de l'art en modulation rapide de l'émission pour un émetteur thermique infrarouge est établi dans la référence [44] à 600 kHz. Dans ce dispositif, une jonction p-i-n de GaAs contient un puits quantique dopé n de GaAs entre des barrières d'AlGaAs. Des contacts ohmiques de types p et n sont réalisés des deux côtés de la jonction pour permettre d'appliquer une différence de potentiel sur celle-ci. La jonction p-i-n est placée sur une structure chauffante (en continu). Cette structure est réalisée sous forme de membrane. Cela permet d'éviter les pertes thermiques par conduction dans le substrat et d'améliorer ainsi l'excitation thermique (le transport de chaleur par conduction étant plus efficace que le transport de chaleur par convection). Pour compléter le dispositif, sa surface est structurée en un cristal photonique bidimensionnel. L'ensemble de la structure est présenté dans le panneau (a) de la figure 3.1. Le puits quantique dopé n présente une absorption intersousbande. Comme nous l'avons vu dans la section 2.1.1, le fait de chauffer le dispositif va permettre l'émission thermique à l'énergie de cette transition. L'utilisation du cristal photonique permet d'obtenir une raie d'émission très fine (le facteur de qualité est de  $Q = 72$ ). Il permet également l'émission de la lumière perpendiculairement à la surface. Pour moduler en fréquence l'émission thermique, la technique appliquée dans cet article repose sur la modulation de la population électronique dans l'état fondamental par l'application d'une différence de potentiel sur la jonction p-i-n. L'absorptivité du puits sera donc modulée, la loi de Kirchhoff de l'émissivité (equation 2.3) nous donnant  $\alpha(\nu, \theta) = \epsilon(\nu, \theta)$ , la modulation de l'absorptivité va donc permettre de moduler l'émissivité (et donc l'émission) de la structure. Ce type de modulation permet d'atteindre une fréquence de coupure à  $-3$  dB de 600 kHz comme le montre la figure 3.1 (b).



**Figure 3.2** – Schéma du dispositif étudié théoriquement pour permettre la modulation d'un émetteur thermique jusqu'à quelques MHz. Figure tirée de la référence [76].

Une autre approche présentée dans la référence [76] est l'utilisation d'un semi-conducteur de petite dimension, par exemple  $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ , chauffé localement, pour permettre une modulation rapide de l'émission thermique. Cette méthode repose sur le temps de diffusion très court de la chaleur quand les dimensions du matériau deviennent faibles. Cela rend possible une excitation thermique (i.e le temps pour atteindre une valeur  $T + \Delta T$ ) et une désexcitation thermique (i.e le temps pour revenir à l'équilibre avec le bain thermique à une température  $T$ ) très rapides. Couplé à des antennes métalliques, permettant d'extraire l'émission radiative, il est donc possible d'obtenir un dispositif thermique émettant avec une fréquence de modulation rapide. Pour décrire théoriquement ce dispositif, les auteurs ont utilisé la loi de Kirchhoff locale (présentée dans le chapitre 2) pour tenir compte de la non uniformité de la chaleur dans le dispositif. Un schéma du type de dispositif étudié théoriquement dans la référence [76] est présenté dans la figure 3.2. Ce travail théorique montre qu'il est possible d'atteindre des fréquences de modulations de quelques MHz. Ce type de dispositif n'a, à l'heure actuelle, pas encore été réalisé expérimentalement.

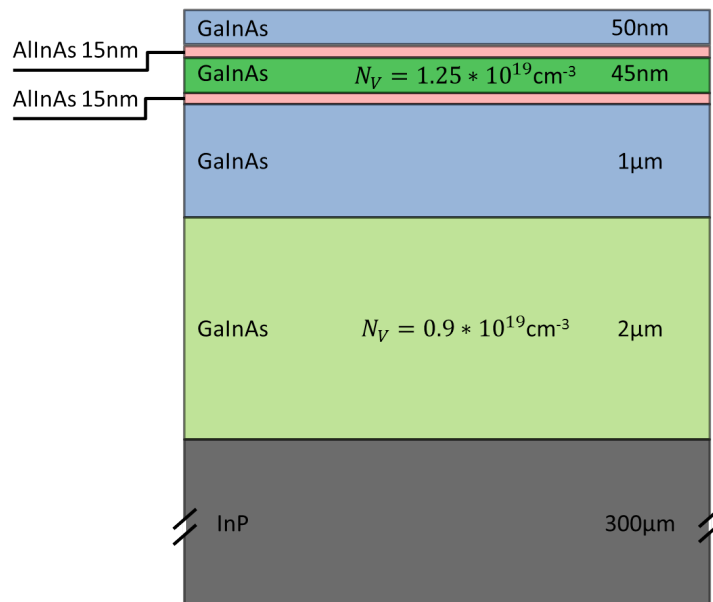
Dans ce chapitre une méthode permettant la modulation rapide des émetteurs thermiques à base de plasmons sera présentée. Elle repose sur le très faible temps de relaxation thermique et de montée en température des électrons. En effet, l'émission thermique repose sur l'augmentation de la température du gaz d'électrons permettant l'augmentation de l'énergie interne du plasmon (voir section 2.2). Cette augmentation de température est générée par le courant injecté dans la couche dopée contenant le plasmon. L'inertie thermique des émetteurs basés sur les plasmons bidimensionnels sera donc celle des électrons et non celle du matériau semi-conducteur massif. Le dispositif que j'ai utilisé est basé sur la même structure que dans le chapitre 2 (composée d'une couche d'InGaAs de 45 nm entourée de barrières d'AlInAs de 15 nm). Les propriétés thermiques des électrons m'ont permis d'atteindre des fréquences de modulation extrêmement élevées (50 MHz).

## 3.2 Présentation du dispositif

### 3.2.1 Description de l'échantillon

Pour réaliser la modulation rapide de l'émission thermique, j'ai utilisé la structure InP1821 dont un schéma est présenté dans la figure 3.3 (a). La structure de l'échantillon est compo-

sée d'un substrat d'InP d'une épaisseur de  $300 \mu\text{m}$  suivi par une première couche d'InGaAs de  $2 \mu\text{m}$  dopée négativement au silicium à  $N_V = 0.9 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ . Cette couche d'InGaAs est utilisée comme miroir car elle permet de réfléchir une partie du rayonnement vers la surface de l'échantillon et ainsi augmenter son émissivité. L'épaisseur de cette couche miroir a été fixée après la réalisation de simulations par éléments finis par B. Dailly [23]. Ensuite, une couche d'InGaAs intrinsèque de  $1 \mu\text{m}$  a été ajoutée et permet d'ajuster la taille de la cavité formée entre le miroir et la surface du dispositif. La couche dopée vient ensuite. Elle est composée d'une couche d'InGaAs de  $45 \text{nm}$  fortement dopée au silicium à  $N_V = 1.25 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$  entourée de deux barrières d'AlInAs intrinsèques. Une dernière couche d'InGaAs intrinsèque de  $50 \text{nm}$  complète la structure. Comme nous le voyons, la couche dopée est identique à celle utilisée dans le chapitre précédent ainsi que dans les mesures préliminaires. Nous pouvons donc attendre une résonance à  $164 \text{meV}$  associée au mode plasmonique. La croissance de la structure a été réalisée au laboratoire C2N par Isabelle Sagnes et Grégoire Beaudoin dans le cadre du projet DOMANY.

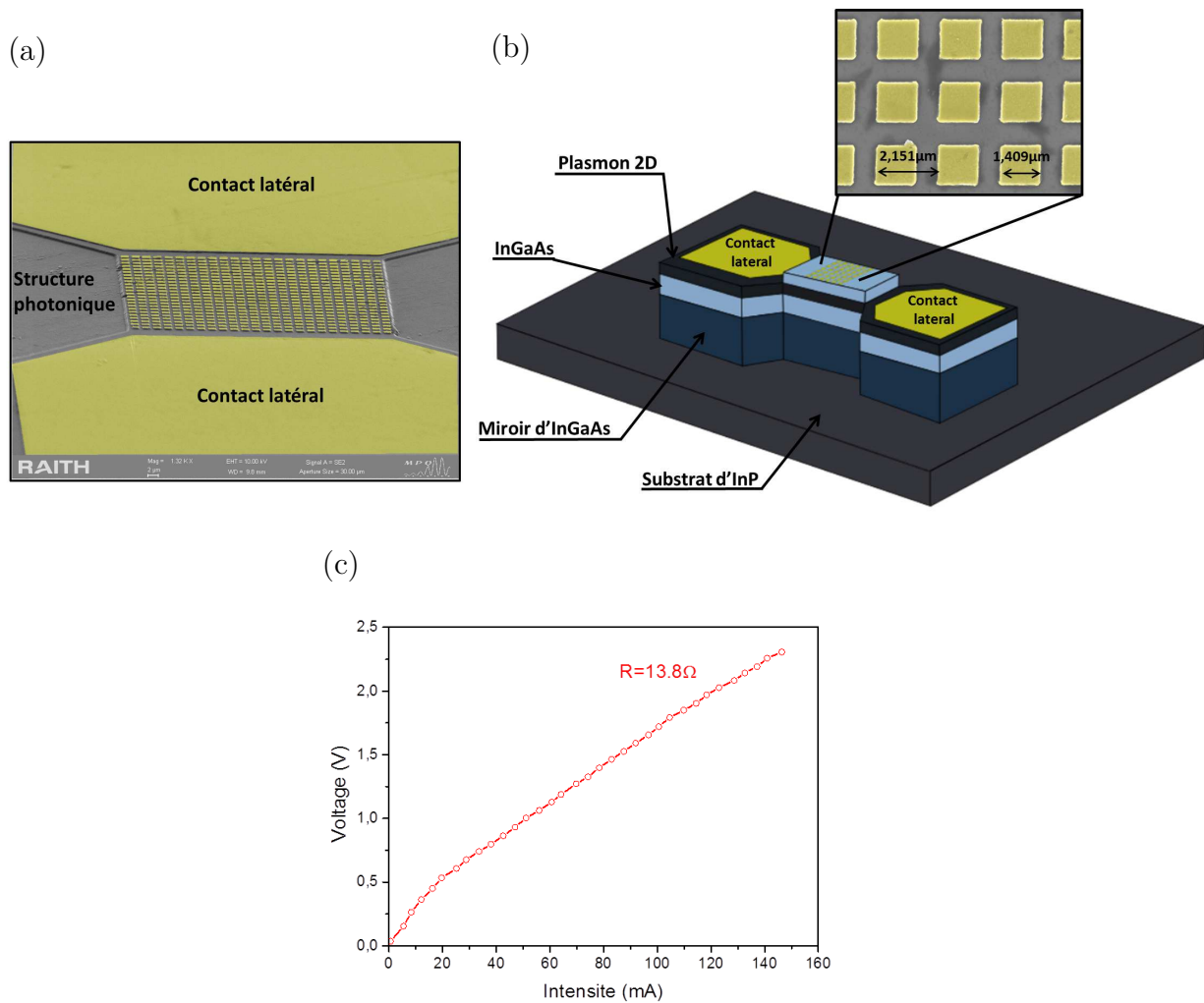


**Figure 3.3** – Schéma des différentes couches de l'échantillon. On y retrouve le substrat d'InP en gris, le miroir d'InGaAs dopé en vert pâle, la couche d'InGaAs servant de spacer en bleu, les barrières d'AlInAs en rose et la couche dopée contenant le plasmon en vert.

Les dispositifs utilisés ici ont été réalisés par B. Dailly au cours de sa thèse [23]. Le canal de conduction du dispositif a une dimension de  $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ . Les contacts latéraux ont une largeur de  $100 \mu\text{m}$  et une longueur de  $125 \mu\text{m}$ , ce qui permet de réaliser facilement les microsoudures. Un schéma du dispositif final est présenté dans le panneau (b) de la figure 3.4, tandis que le panneau (a) présente une image au microscope électronique à balayage. Les plots d'or sont des carrés, ils ont une dimension latérale de  $1.41 \mu\text{m}$  et sont disposés avec une période de  $2.15 \mu\text{m}$ . Pour permettre l'injection de la puissance électrique, des microsoudures sont réalisées sur les contacts latéraux.

Une mesure de la résistance de la couche dopée est présentée dans le panneau (c). Ici la résistance du dispositif est de  $R_{ech} = 13.8 \Omega$  sur la partie linéaire. Nous observons une variation de  $3 \Omega$  entre cette valeur et celle obtenue pour la couche dopée du chapitre 2. Cette différence provient d'une différence de dopage entre les deux structures (les croissances étant différentes). Pour la couche dopée utilisée dans le chapitre 2, le dopage était





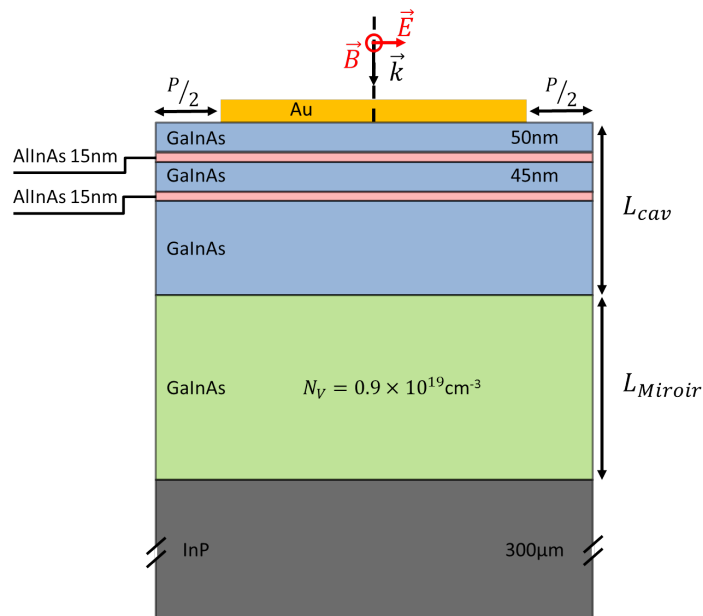
**Figure 3.4** – Présentation du dispositif. (a) Image au microscope électronique à balayage de l'échantillon (colorisée). (b) Schéma du mesa. L'insertion présente la taille des plots et la période du réseau de diffraction. (c) Mesure de la résistance du canal de conduction. Nous pouvons remarquer une légère rupture de pente autour de 10 mA puis une caractéristique linéaire. Cette rupture de pente présente dans la caractéristique électrique est une résistance d'accès (reproductible sur plusieurs dispositifs) provenant probablement de la qualité des contacts d'or déposés.

de  $1.6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Les simulations réalisées dans ce chapitre montre que le dopage de la structure InP1821 est de  $1.25 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Une légère rupture de pente due à la qualité des dépôts des contacts est présente à 10 mA mais ne perturbe pas le fonctionnement du dispositif. En effet, les mesures que j'ai réalisées tout au long de ce chapitre sont sur la partie linéaire de la caractéristique V-I. Plusieurs mesures sur différents dispositifs ont été réalisées pour vérifier la reproductibilité de cette caractéristique.

Le réseau de diffraction permet une émission par la surface en assurant le couplage avec l'espace libre. De plus, grâce au miroir d'InGaAs permettant de réfléchir la lumière vers la surface, l'émissivité est unitaire, comme je vais le démontrer par la suite.

### 3.2.2 Couplage entre le plasmon et le mode de cavité

Pour étudier le couplage du plasmon avec le mode fondamental de la cavité, j'ai réalisé des simulations par éléments finis de la réflectivité du dispositif. Elles ont été réalisées avec le logiciel Comsol.

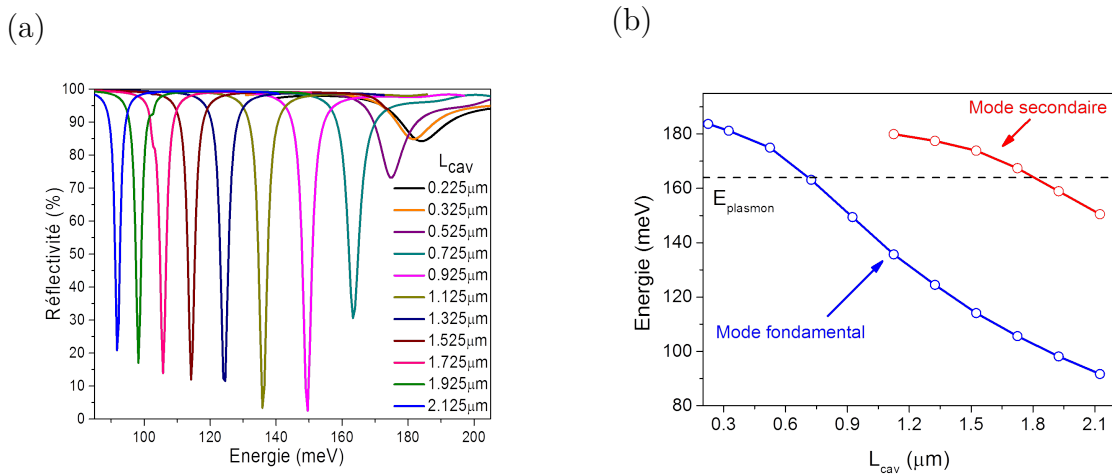


**Figure 3.5** – Schéma de la structure utilisée pour les simulations. La couche dopée contenant le plasmon confiné a dans un premier temps été retirée. Une seule période de la structure est utilisée pour les simulations. La lumière incidente arrive perpendiculairement à la surface de l'échantillon.

La structure étudiée est celle présentée dans la figure 3.5, la couche plasmonique a ici été remplacée par une couche d'InGaAs intrinsèque. Cela a été fait pour n'étudier que l'effet de la taille de la cavité sur le mode fondamental de celle-ci, sans voir le couplage au plasmon. Le mode fondamental dépendant aussi de la taille des plots d'or et de la périodicité du réseau, leurs dimensions ont été fixées à  $1.41 \mu\text{m} \times 1.41 \mu\text{m}$ . La périodicité a été fixée à  $2.15 \mu\text{m}$ . Pour augmenter la vitesse de simulation, seule une période de la structure a été simulée. La périodicité de la structure a été prise en compte via des conditions aux limites périodiques de Floquet. Chaque couche s'est vue associer une permittivité, le tenseur de permittivité pour la couche miroir provient du modèle de Drude-Lorentz généralisé pour la composante dans la direction de croissance et de Drude pour les composantes perpendiculaires (voir chapitre 1). L'onde incidente est considérée comme se propageant suivant un vecteur d'onde  $\vec{k}$  dans la direction  $-z$  (perpendiculairement à la surface). La convergence des simulations est contrôlée en affinant de plus en plus le maillage jusqu'à obtenir deux valeurs de réflectivité similaires pour deux tailles de maillage successives. La taille de la couche d'InGaAs intrinsèque a été variée et les autres couches de la structure ont été gardées constantes. La valeur de  $L_{cav}$  se réfère à la taille entre l'interface plots/InGaAs et l'interface InGaAs intrinsèque/couche miroir comme indiqué dans la figure 3.5.

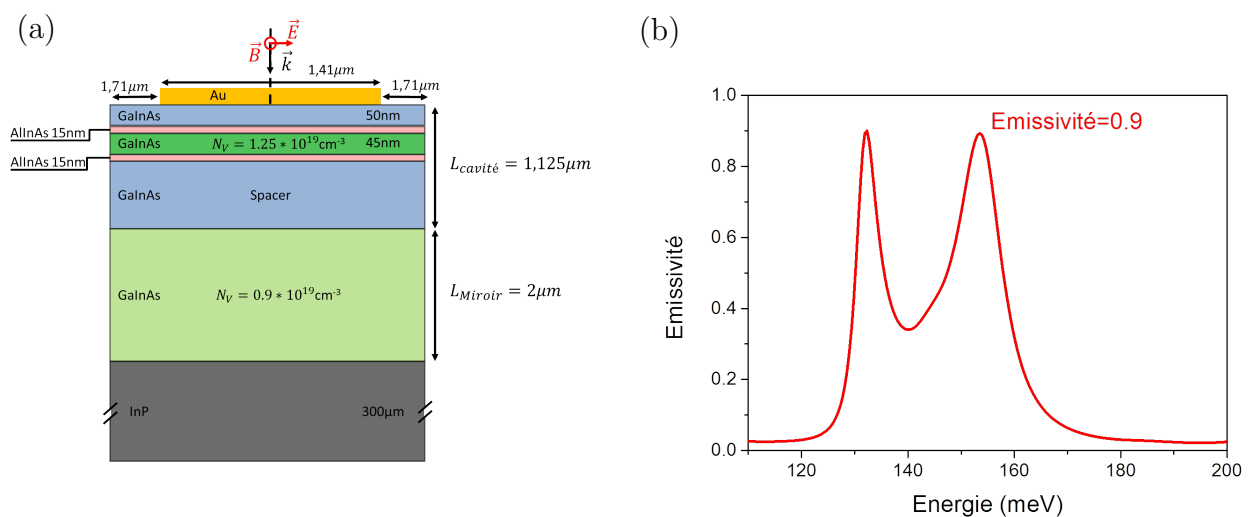
Les spectres de réflectivité simulés pour chaque taille de cavité  $L_{cav}$  sont présentés dans le panneau (a) de la figure 3.6<sup>1</sup>. Nous voyons que le mode fondamental de la cavité se

1. Seul le mode fondamental est représenté ici



**Figure 3.6** – (a) Spectres en réflexion simulés pour une taille de cavité variable (seul le mode principal est représenté). (b) Énergie des modes de cavité en fonction de sa taille. En pointillés est montrée l'énergie du plasmon.

déplace vers les basses énergies à mesure que  $L_{cav}$  augmente, ce qui est typique d'une microcavité optique. Nous voyons également que l'amplitude du pic de réflectivité est maximum pour une taille de cavité de  $\sim 1 \mu\text{m}$  (100 %). Cette simulation nous permet également de tracer, dans le panneau (b) de la figure 3.6, la variation en énergie du mode fondamental et du mode secondaire en fonction de  $L_{cav}$ .  $E_{plasmon}$  est tracée en pointillés. Nous voyons que le mode fondamental de la cavité est proche de l'énergie du plasmon pour des tailles de cavité faibles (inférieures à  $1 \mu\text{m}$ ). Ainsi, un couplage entre ce mode et le plasmon pourra avoir lieu. Pour des épaisseurs de cavité supérieures à  $1.6 \mu\text{m}$ , le mode fondamental de la cavité se trouve loin de l'énergie du plasmon. Le mode secondaire en est cependant proche. Un couplage au second mode de la cavité pourra donc avoir lieu.

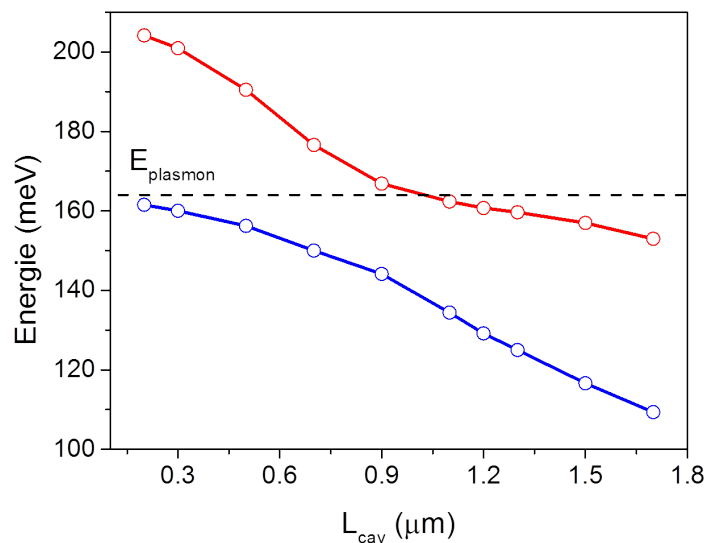


**Figure 3.7** – Simulation de l'émissivité de la structure totale. (a) Schéma du système étudié (totalité de la structure). (b) Émissivité simulée de la structure. Elle atteint  $\varepsilon = 0.9$ .

J'ai ensuite calculé l'émissivité de la structure complète. La structure utilisée pour cette simulation est présentée dans le panneau (a) de la figure 3.7. Cette structure comprend toutes les couches de l'échantillon avec les dopages et les tailles réelles (sauf pour la couche

d'*InP* qui ne participe pas réellement aux propriétés optiques de cette structure). Ainsi, j'ai utilisé :  $L_{cav} = 1.125 \mu\text{m}$  et  $L_{miroir} = 2 \mu\text{m}$ . Les dimensions des plots d'or du réseau sur la surface sont de  $1.41 \mu\text{m} \times 1.41 \mu\text{m}$  et la période est de  $2.15 \mu\text{m}$ .

Le résultat de cette simulation est présenté dans le panneau (b) de la figure 3.7. Nous voyons que nous obtenons une émissivité maximale de  $\sim 0.9$ . Nous observons également deux pics. La figure 3.8 montre l'évolution de ces deux modes en fonction de la taille de la cavité. Nous voyons la présence d'un anticroisement autour de l'énergie du plasmon bidimensionnel ( $164 \text{ meV}$ ) montrant l'existence d'un couplage fort entre le mode de cavité et le plasmon. Ce couplage fort lève la dégénérescence entre le mode plasmonique et le mode de cavité à résonance en donnant lieu à deux modes polaritoniques.



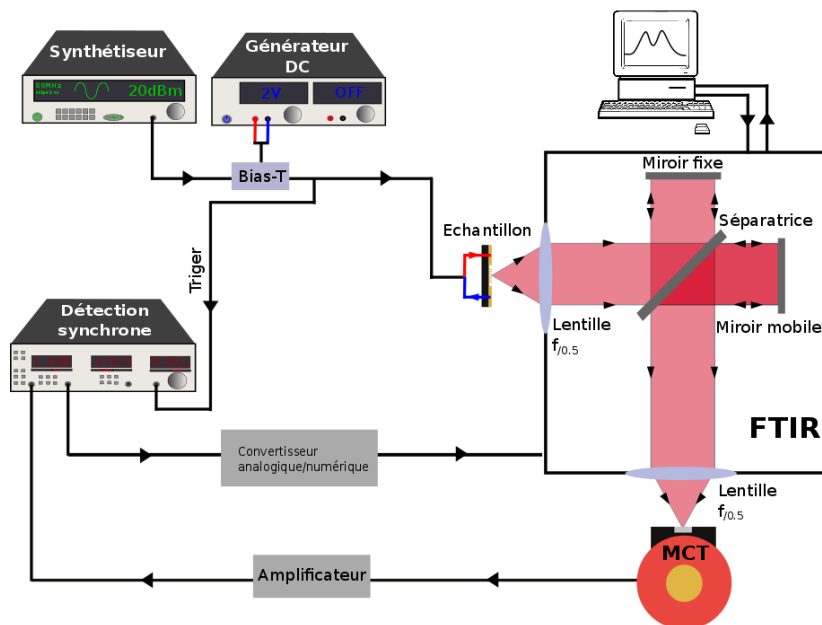
**Figure 3.8** – Évolution de l'énergie des deux pics d'absorption en fonction de l'épaisseur de la cavité. En bleu et en rouge les deux modes de polaritons obtenus.

## 3.3 Modulation en fréquence

### 3.3.1 Montage expérimental

Le premier montage expérimental que j'ai utilisé est identique à celui présenté dans la section 2.3.3. Il se compose d'un générateur de signal carré dont le rapport cyclique est fixé à 50%. Ce générateur permet de mettre l'échantillon sous tension en modulant le courant passant dans le plan de la couche dopée. La puissance électrique injectée est ainsi modulée, ce qui permet de moduler la température qu'atteint le plasmon. Grâce à cela, il est possible d'étudier l'émission thermique du dispositif à des fréquences comprises entre quelques Hz et 15 MHz. Pour les mesures que je présenterai par la suite, j'ai utilisé des paramètres électriques permettant d'être sur la partie linéaire de la caractéristique V-I. Pour obtenir un niveau de signal correct sans endommager l'échantillon, la puissance injectée a été fixée à 400 mW. Les différents instruments de mesures électriques sont identiques à ceux utilisés dans le montage du chapitre 2.

L'échantillon sous tension émet de la lumière qui est collectée grâce à une lentille asphérique en germanium  $F_{/0.5}$ . L'utilisation d'une focale plus courte est ici possible car l'émission est constante par rapport à l'angle jusqu'à un angle de  $\sim 40^\circ$  [23]. Cette focale plus courte permet de collecter la lumière dans un angle solide plus grand. Elle est donc plus adaptée à la mesure de faibles signaux. Cela est important car le signal devient très faible à haute fréquence (de l'ordre d'une dizaine de  $nW$ ). Le faisceau passe ensuite à travers le FTIR. La lumière est focalisée en sortie du FTIR par une seconde lentille asphérique en germanium  $F_{/0.5}$  sur un détecteur MCT rapide *KOLMAR* refroidi à l'azote liquide. Ce MCT m'a été prêté par le groupe de Jean-Jacques Greffet dans le cadre du projet DOMANY. Le fabricant donne pour ce détecteur une responsivité  $R_{MCT} = 6.01 \times 10^4 \text{ V.W}^{-1}$ . Le signal mesuré est ensuite envoyé sur un amplificateur synchrone *Stanford* hautes fréquences (contrairement à celui utilisé dans le chapitre 2) après être passé par un amplificateur actif possédant un gain de  $\sim 9 \text{ dB}$ .



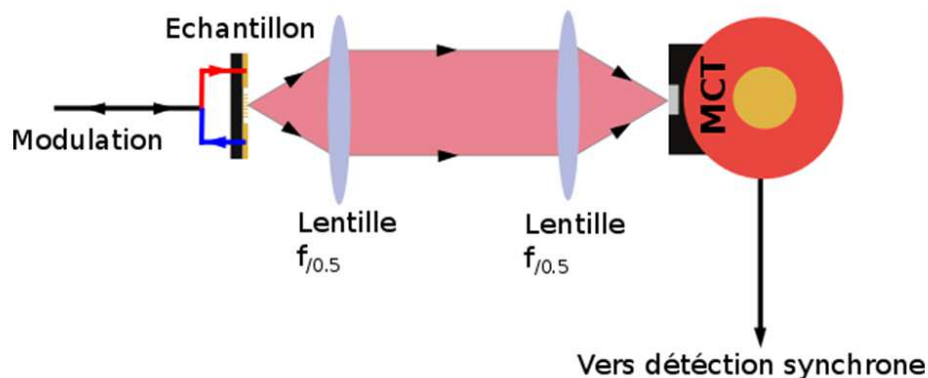
**Figure 3.9** – Montage permettant les mesures spectrales de 15 MHz à 50 MHz.

Le second montage expérimental (voir figure 3.9) permet de réaliser des mesures au delà de 15 MHz. Ce montage se compose d'un synthétiseur permettant de moduler la puissance injectée entre  $-\frac{V}{2}$  et  $+\frac{V}{2}$ . Pour pouvoir obtenir une modulation électrique entre 0 et  $+V$ , un Bias-T couplé à une source DC est ajouté en sortie du générateur sinusoïdal. Cette source DC est réglée à  $+\frac{V}{2}$ . La synchronisation de l'amplificateur est réalisée grâce à un connecteur BNC en T. Ici il n'est plus possible d'utiliser une sonde de courant et une de tension pour visualiser les paramètres électriques appliqués sur l'échantillon. L'injection est donc caractérisée avant de réaliser la mesure en mesurant la tension directement en sortie du synthétiseur et en réglant l'impédance de sortie de celui-ci de manière à ce que la valeur mesurée corresponde à ce qui doit être injecté dans l'échantillon. Le reste du montage reste le même que précédemment.

Ces deux montages expérimentaux permettent de mesurer le spectre d'émission du dispositif sur toute la plage de fréquences intéressantes. Cependant, la faible transmission du FTIR rend les mesures complexes notamment dans le domaine du MHz. En effet, le pick-up noise devient très important comparé aux valeurs des signaux mesurées au dessus

de 2 MHz<sup>2</sup>. Pour pouvoir optimiser la qualité des mesures spectrales, il faut donc éviter les boucles de masse et diminuer le plus possible la longueur des câbles et le nombre d'instruments sur la table optique.

Un autre montage a été utilisé pour mesurer seulement la puissance optique émise par l'échantillon (voir figure 3.10). Ce montage plus simple ne passe plus par le FTIR mais seulement par un doublet de lentilles en germanium  $F_{/0.5}$  permettant de collecter et de focaliser la lumière sur le même détecteur MCT que précédemment. Ainsi, la transmission du FTIR n'entre plus en compte ce qui augmente la puissance optique arrivant sur le détecteur de 74 %. La valeur du signal est ensuite directement lue sur l'amplificateur synchrone. Le second avantage de ce montage est qu'il permet de ne plus utiliser l'amplificateur après le MCT, ce qui diminue le bruit de mesure et améliore le rapport  $\frac{\text{Signal}}{\text{Bruit}}$ .



**Figure 3.10** – Partie optique permettant la mesure de la puissance optique sans passer par le FTIR. La partie électrique du set-up est la même que dans la figure 3.9.

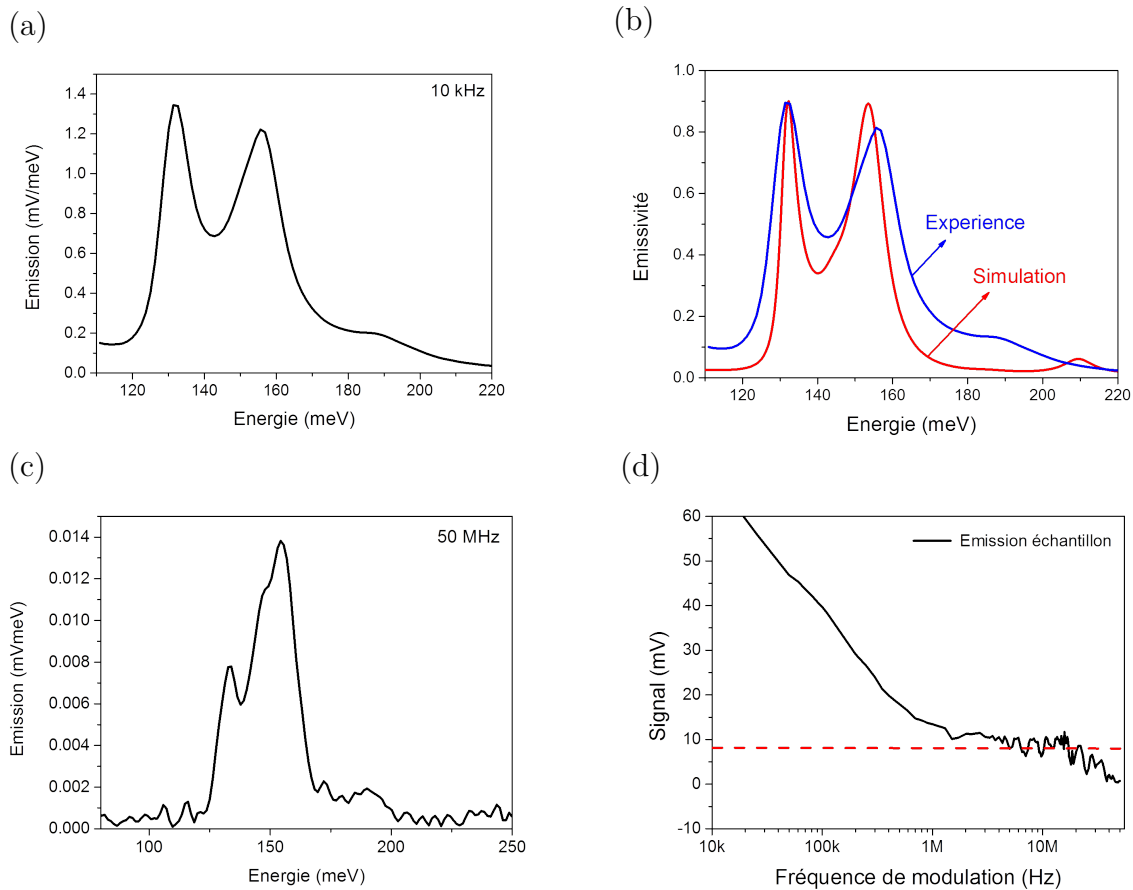
Les premières mesures que j'ai réalisées avec ces deux montages expérimentaux sont présentées dans la figure 3.11. Le panneau (a) montre un spectre obtenu pour 400 mW de puissance électrique injectée à 10 kHz. Ce spectre présente deux pics, comme attendu théoriquement (figure 3.7 (b)). Nous pouvons également comparer l'émissivité réelle de l'échantillon et l'émissivité obtenue via la simulation. Pour cela, j'ai converti le spectre d'émission à 10 kHz en spectre d'émissivité. Il est pour cela nécessaire de réaliser le rapport entre la puissance optique émise par le dispositif<sup>3</sup> et la puissance théorique d'un corps noir porté à la même température donnée par  $S\Omega(L_{corps\ noir}(T + \Delta T) - L_{corps\ noir}(T))$  (avec  $S = 50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$  la surface considérée et  $\Omega = 1.087\ \text{str}$ , l'angle solide d'émission correspondant à une focale de 2.5 cm). J'ai ici utilisé  $T = 300\ \text{K}$  et  $\Delta T = 74\ \text{K}$ <sup>4</sup>. Cette comparaison est présentée dans le panneau (b) de la figure la figure 3.11. Nous voyons grâce à cette superposition que notre dispositif possède bien comme attendu une émissivité réelle proche de 1.

Le panneau (c) de la figure 3.11 présente un spectre obtenu pour 400 mW de puissance électrique injectée à 50 MHz. Ce spectre présente toujours les deux pics attendus. Nous avons donc un émetteur thermique fonctionnant jusqu'à 50 MHz. Cette valeur est deux

2. Ce pick-up noise provient majoritairement du synthétiseur lui-même.

3. Son obtention sera présenté dans la section 3.3.4

4. Cela correspond à la valeur obtenue en prenant en compte une résistance thermique de  $185\ \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$  et une injection de 400 mW.



**Figure 3.11** – (a) Spectre mesuré à 10 kHz pour 400 mW de puissance injectée. (b) Comparaison d'un spectre d'émissivité simulé (courbe rouge) avec un spectre d'émissivité expérimental (courbe bleue). La puissance électrique injectée est de 400 mW, ce qui correspond à  $\Delta T = 74$  K. (c) Spectre mesuré à 50 MHz via le montage de la figure 3.9. (d) Signal mesuré en fonction de la fréquence de modulation via le montage de la figure 3.10. Une forte diminution du signal jusqu'à 1.4 MHz est visible, suivie d'une région de stabilité avant une nouvelle décroissance à partir d'environ 30 MHz.

ordres de grandeur supérieure aux valeurs données dans la littérature. Cependant, la décroissance du signal est forte avec l'augmentation de la fréquence. Nous pouvons voir cela clairement dans le panneau (b) de la figure 3.11. Une forte décroissance du signal est ainsi visible jusqu'à 1.4 MHz puis le signal se stabilise avant de décroître à nouveau à partir d'environ 30 MHz.

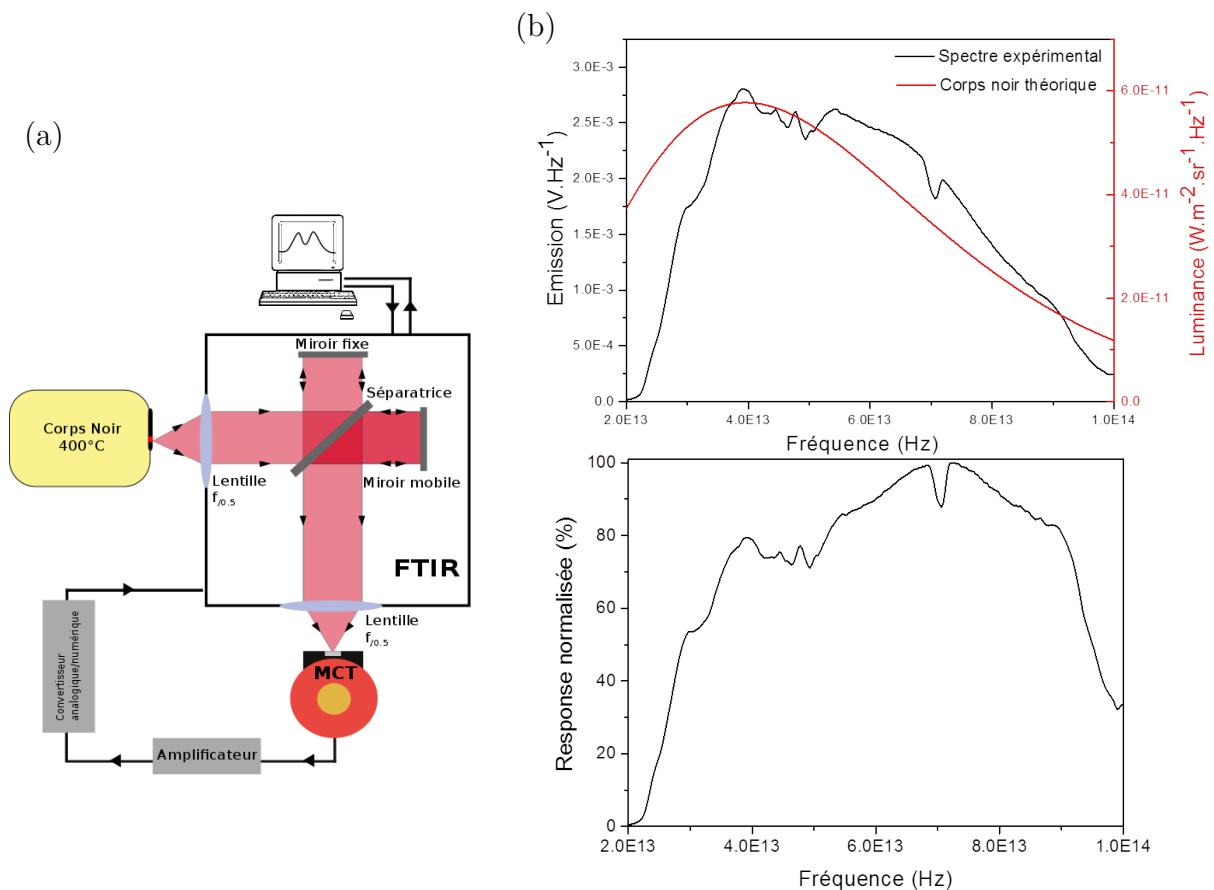
Pour analyser ces données, j'ai caractérisé en fréquence les différents instruments utilisés dans les montages. Cela a permis d'obtenir la puissance émise par mon dispositif en fréquence sans être perturbé par la réponse des instruments.

### 3.3.2 Réponse spectrale et transmission des optiques

#### Réponse spectrale du montage expérimental

La première caractérisation que j'ai réalisée est celle de la réponse spectrale de la partie optique du montage expérimental (ensemble lentille/FTIR/détecteur). Pour cela, j'ai utilisé le FTIR en mode rapid scan avec le détecteur MCT et les lentilles qui seront utilisées ensuite. J'ai utilisé comme source un corps noir calibré à 400°C avec une ouverture de 0.4 mm de diamètre (voir figure : 3.12 (a)). Cela permet d'obtenir un spectre dans la bonne plage spectrale et un signal ne saturant pas le MCT. Un spectre théorique est ensuite simulé (voir figure : 3.12 (b), haut) via la formule de Planck, donnant la luminance énergétique spectrale d'un corps noir parfait :

$$L_{\Omega,\nu}^{\circ} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (3.1)$$



**Figure 3.12** – (a) Montage utilisé. (b) Haut : Comparaison du spectre mesuré avec un corps noir à 400 °C et un corps noir simulé à la même température. Bas : Réponse du montage expérimental normalisée à 1.

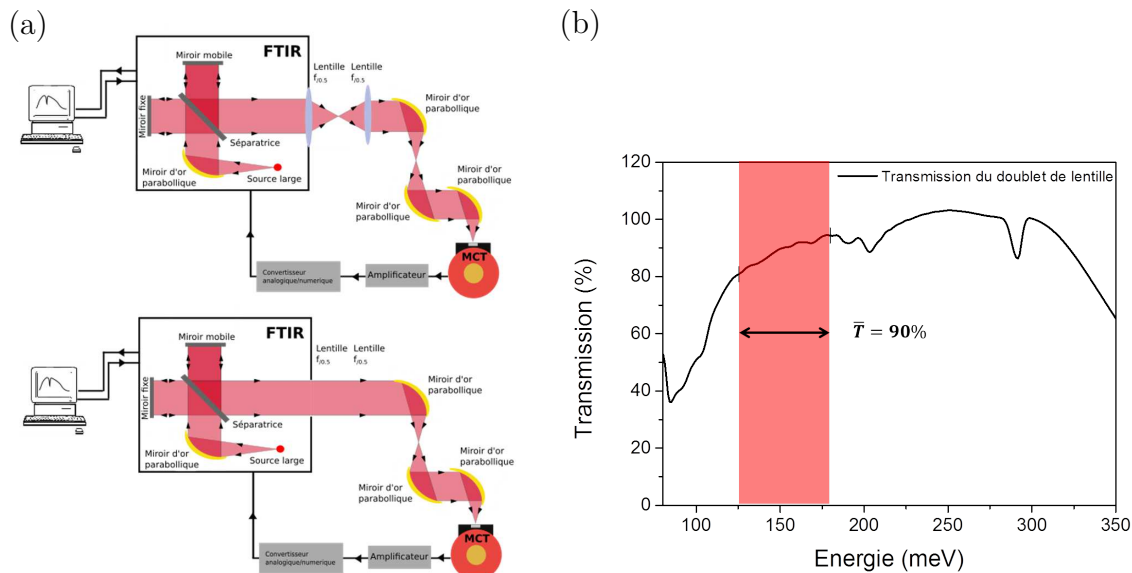
Dans l'équation 3.1,  $h$  est la constante de Planck,  $\nu$  est la fréquence de rayonnement du corps noir,  $k$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température du corps noir considéré. Les deux spectres sont ensuite normalisés à 1. Le rapport  $R(E) = \frac{L_{\Omega,\lambda}^{\circ}}{L_{\text{expérimental}}}$  entre le spectre



mesuré et le spectre théorique nous donne la réponse spectrale. Cette réponse spectrale est montrée dans le panneau (b) bas de la figure 3.12. La réponse spectrale  $R(E)$  est comprise entre 0 et 1. Cette caractérisation permettra par la suite de redresser spectralement les spectres d'émission. Nous pouvons également noter sur ces spectres qu'en dessous de 90 meV, la réponse tombe à 0. Cela correspond à la coupure du détecteur donnée par le fabricant ( $14 \mu\text{m}$ ). Les absorptions présentes dans les spectres sont dues aux niveaux vibro-rotationnels des molécules de l'atmosphère comme l'eau entre  $6 \mu\text{m}$  ( $5 \times 10^{13}$  Hz) et  $10 \mu\text{m}$  ( $3 \times 10^{13}$  Hz) ou du  $\text{CO}_2$  à  $4.3 \mu\text{m}$  ( $7 \times 10^{13}$  Hz).

## Transmission des lentilles

J'ai ensuite caractérisé la transmission des lentilles. J'ai ici utilisé des lentilles asphériques en germanium de 50 mm de diamètre. Les données constructeur donnent une transmission de plus de 95 % par lentille à  $9 \mu\text{m}$ . Pour vérifier cette transmission théorique, j'ai utilisé la source infrarouge interne du FTIR. Cette source est un corps noir dont nous ne connaissons pas précisément la température. La lumière émise par ce corps noir est d'abord collimatée par un miroir parabolique dans le FTIR avant de passer par l'interféromètre et de sortir collimatée.



**Figure 3.13** – Caractérisation de la transmission des lentilles en germanium. (a) Haut : Montage permettant la mesure d'un spectre avec lentilles. Bas : montage permettant d'obtenir une référence sans les lentilles. (b) Transmission des lentilles en fonction de l'énergie. La région d'intérêt est présentée en rouge.

Le premier montage (voir figure 3.13 (a)) consiste à placer les deux lentilles à la sortie collimatée de l'interféromètre. Elles sont séparées entre elles par une distance permettant de conserver la taille du faisceau entre l'entrée et la sortie du doublet de lentille. Un jeu de miroirs paraboliques permet ensuite de focaliser le faisceau sur le détecteur MCT et de mesurer le spectre du corps noir de la source interne.

Le doublet de lentilles est ensuite retiré (voir figure 3.13 (a), bas) et un second spectre est mesuré. Celui-ci permet d'avoir une référence sans lentilles. Le rapport des deux spectres est ensuite réalisé et présenté dans la figure 3.13 (b), ce qui permet d'obtenir la transmission des lentilles en fonction de l'énergie. Il faut noter qu'ici, les autres paramètres de

la mesure tel que le gain de l'amplificateur, la transmission du FTIR ou la réponse du MCT ne rentrent pas en compte grâce au rapport des deux spectres. Nous obtenons ainsi une transmission moyenne du doublet de lentille valant  $T_{lentilles} = 90 \%$  sur notre plage d'intérêt (125 meV-180 meV). Cela correspond à une valeur d'environ 95 % pour chaque lentille prise séparément. Cette valeur correspond à la valeur donnée par le fabricant.

### Transmission de l'interféromètre

Il est ensuite important de caractériser la transmission du FTIR en lui-même. En effet, la majeure partie du signal est perdue dans celui-ci, premièrement à cause de sa géométrie. En effet la transmission maximale d'un FTIR ne peut dépasser 50 % à cause de la séparatrice qui divise le faisceau en deux. Ensuite, la transmission de cette séparatrice et la réflexion des miroirs n'étant pas parfaite, la transmission globale diminue encore. Pour caractériser cela, j'ai mesuré le niveau de signal sur l'amplificateur synchrone en utilisant le montage de la figure 2.15 (en utilisant une lentille  $F_{/0.5}$ ). J'ai ensuite réalisé la même mesure en utilisant le montage 3.10 permettant de mesurer le signal émis par l'échantillon sans passer par le FTIR. La modulation appliquée est de 10 kHz et 50 % de rapport cyclique. L'utilisation des deux montages permet de mesurer l'absorption uniquement due au FTIR comme le montrent les relations ci-dessous :

$$\begin{cases} U_{lockin\ 1} = P_{emise} T_{FTIR} T_{lentille} R_{MCT}(E) G_{ampli} \\ U_{lockin\ 2} = P_{emise} T_{lentille} R_{MCT}(E) \\ T_{FTIR} = \frac{U_{lockin\ 1}}{U_{lockin\ 2} G_{ampli}} \end{cases} \quad (3.2)$$

Ici  $U_{lockin\ 1}$  est le signal mesuré par l'amplificateur synchrone avec le montage de la figure 2.15.  $P_{emise}$  est la puissance émise par l'échantillon,  $T_{FTIR}$  et  $T_{lentille}$  sont respectivement les transmissions du FTIR et des deux lentilles prises ensemble.  $G_{ampli}$  est le gain de l'amplificateur utilisé avant l'entrée sur l'amplificateur synchrone.  $U_{lockin\ 2}$  est le signal mesuré par l'amplificateur synchrone avec le montage de la figure 3.10.  $R_{MCT}(E)$  est la responsivité du détecteur multipliée par la réponse spectrale du montage  $R_{MCT}(E) = R_{MCT} \times R(E)$ .  $T_{FTIR}$  peut ainsi être isolé, connaissant seulement les signaux mesurés par l'amplificateur synchrone dans les deux configurations et le gain d'amplification. Nous obtenons ainsi une transmission  $T_{FTIR} = 15.4 \%$ .

### 3.3.3 Caractérisation en fréquence des instruments

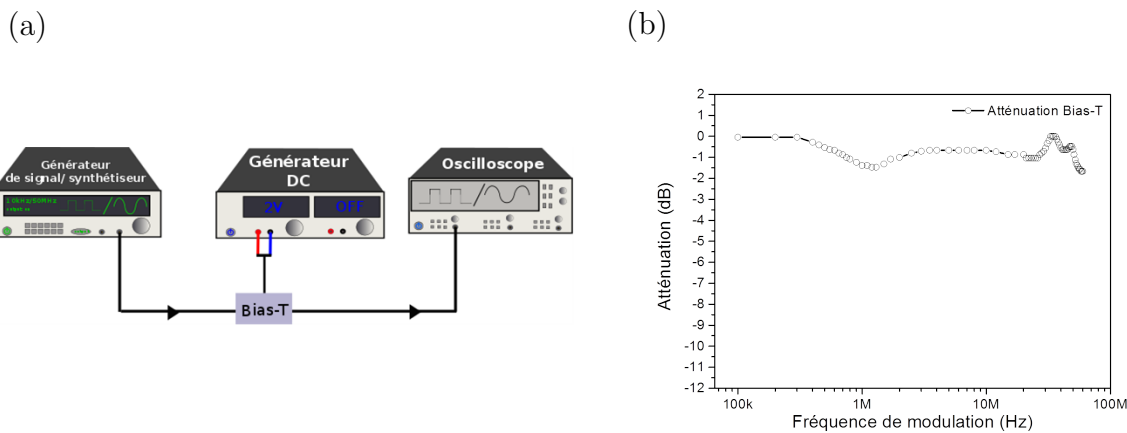
#### Bias-T

La suite des mesures concerne la réponse des instruments en fonction de la fréquence de modulation. La première mesure que j'ai réalisée est celle de la réponse du Bias-T utilisé pour les montages utilisant le synthétiseur. En effet, en plus d'être utilisé dans les mesures en fréquence de l'échantillon, ce Bias-T est utilisé pour mesurer la réponse en fréquence (et donc la fréquence de coupure à  $-3$  dB) du détecteur rapide que j'ai utilisé. Dans ce but, le générateur de signal carré (pour les mesures de 100 kHz à 15 MHz) et le synthétiseur (pour les mesures supérieures à 15 MHz) sont connectés au Bias-T. Une alimentation continue est également connectée avec une tension fixe. La sortie du Bias-T

est connectée à un oscilloscope pour mesurer l'amplitude du signal sortant en fonction de la fréquence de modulation appliquée (voir figure 3.14 (a)). La réponse en fréquence du Bias-T est montrée dans la figure 3.14 (b). Ici l'atténuation du signal est tracée en dB pour faciliter la lecture. Cette atténuation représente le rapport entre les signaux entrant et sortant de l'amplificateur (cela est également applicable aux autres instruments). Cette atténuation est calculée par :

$$\text{Atténuation} = -10 \log_{10} \left( \frac{P_{ref}}{P} \right) \quad (3.3)$$

avec  $P_{ref}$  un signal de référence non atténué et  $P$  le signal dont on veut connaître l'atténuation. Cela permet de rendre compte simplement de la fréquence de coupure d'un composant électronique. Ici  $P_{ref}$  est pris comme étant la valeur mesurée par l'oscilloscope à 100 kHz. Nous pouvons ainsi voir que l'atténuation maximale est de  $-1.6$  dB. Cela correspond à 20 % de perte de signal en traversant le Bias-T.



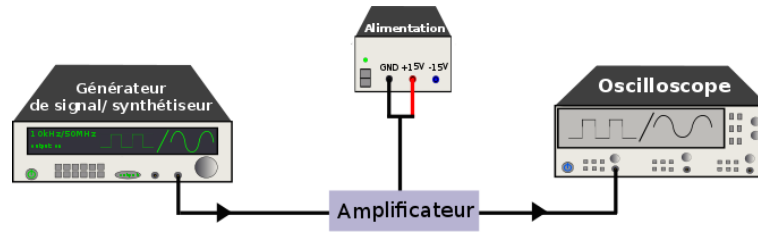
**Figure 3.14** – Caractérisation de la réponse en fréquence du Bias-T. (a) Montage utilisé comprenant un générateur de signal carré ou sinusoidal, un générateur DC et un oscilloscope. (b) Atténuation du Bias-T en fonction de la fréquence (atténuation maximum de  $-1.6$  dB).

## Amplificateur

J'ai caractérisé le gain de l'amplificateur en utilisant le montage de la figure 3.15. L'alimentation utilisée fournit une tension DC de +15 V. La fiche constructeur indique un gain de 25 dB pour cette alimentation. Pour vérifier ce fait, une tension connue modulée en fréquence est appliquée en entrée de l'amplificateur et le signal a ensuite été mesuré sur un oscilloscope. Le résultat de cette mesure donne une amplification réelle de  $G_{ampli} = 15.5$  dB sur l'ensemble de la plage de fréquence, ce qui est beaucoup plus faible que l'amplification théorique.

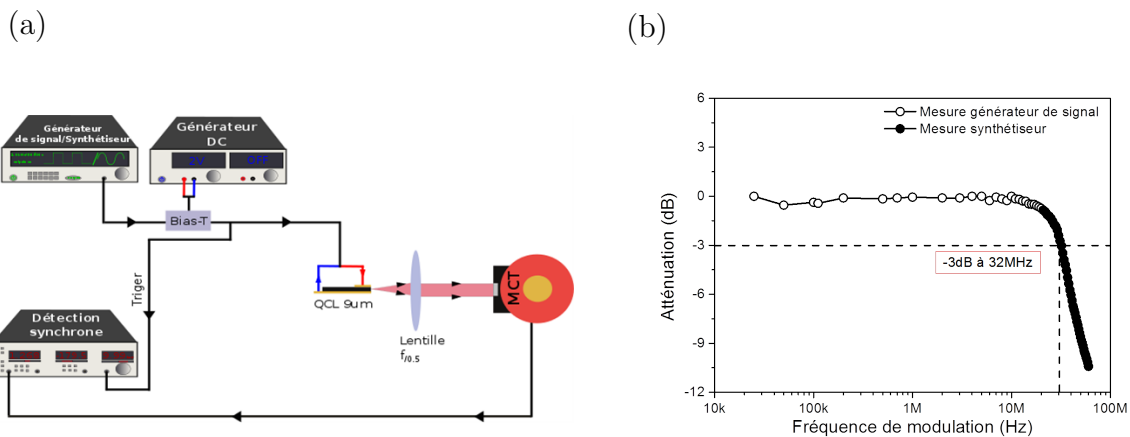
## Détecteur MCT

Pour compléter la caractérisation du montage expérimental, j'ai mesuré l'atténuation du signal en fonction de la fréquence de modulation du MCT,  $A_{MCT}$ . Le constructeur donne une fréquence de coupure à  $-3$  dB de 50 MHz. La mesure donne en réalité une fréquence de coupure du détecteur de 32 MHz.



**Figure 3.15** – Schéma du montage permettant la caractérisation du gain de l'amplificateur utilisé.

J'ai réalisé cette mesure en collaboration avec Alireza Mottaghizadeh. J'ai utilisé un laser à cascade quantique (QCL) émettant à  $9\ \mu\text{m}$  (soit au maximum de responsivité de notre détecteur). Ce QCL est alimenté en AC grâce à un générateur de signal carré ou sinusoïdal (en fonction de la fréquence étudiée) et par un générateur DC (voir figure 3.16 (a)). Le faisceau est ensuite collimaté sur le détecteur par une lentille asphérique en germanium  $F_{/0.5}$ . La mesure du signal est réalisée grâce à un amplificateur synchrone.

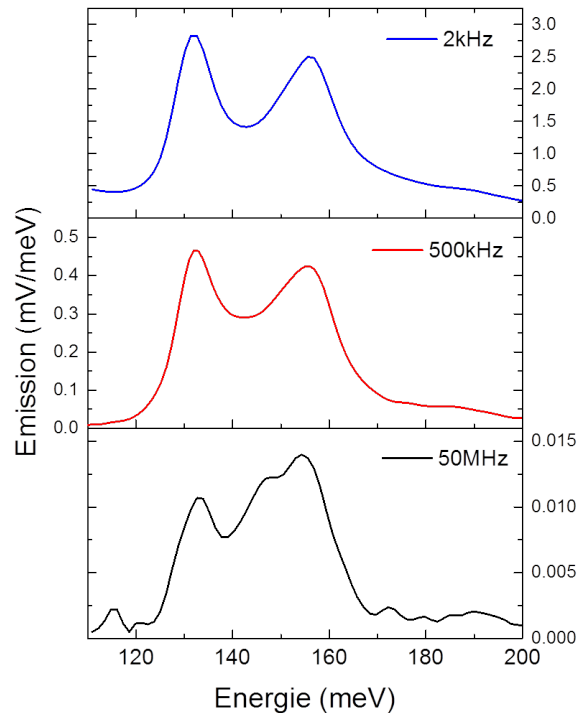


**Figure 3.16** – Caractérisation de la réponse du détecteur en fréquence. (a) Montage permettant la caractérisation en fréquence du MCT. (b) Réponse en fréquence du détecteur. La fréquence de coupure à  $-3\ \text{dB}$  du MCT est de 32 MHz.

Le résultat de la mesure, après normalisation par la réponse du Bias-T, est montré dans la figure 3.16 (b). Les points blancs de la figure correspondent aux mesures avec le générateur de signal carré (jusqu'à 15 MHz) et les points noirs correspondent aux mesures avec le générateur sinusoïdal (de 15 MHz à 50 MHz). Nous voyons ici que la réponse est plate jusqu'à 11 MHz puis commence à décroître. La fréquence de coupure à  $-3\ \text{dB}$  est ici atteinte à 32 MHz et l'atténuation continue à augmenter jusqu'à atteindre  $-8.6\ \text{dB}$  à 50 MHz (soit 87.2 % d'atténuation du signal). Cette mesure est très importante pour la suite. En effet, cela montre la limite de détection en fréquence de notre montage qui est donc de 50 MHz. Les mesures pourront ensuite être normalisées par cette réponse pour extraire la valeur réelle du signal émis par l'échantillon.

### 3.3.4 Résultats expérimentaux

Une fois les différents éléments des montages correctement caractérisés, j'ai pu mesurer les spectres d'émission du dispositif en fonction de la fréquence de modulation électrique.



**Figure 3.17** – Spectres d'émission mesurés à 2 kHz, 500 kHz et 50 MHz. La puissance injectée dans le dispositif a été gardée constante à 400 mW sur toute la plage de mesure.

Trois spectres obtenus à 2 kHz, 500 kHz et 50 MHz sont présentés dans la figure 3.17. Nous voyons bien dans ces mesures les deux pics correspondant aux deux modes polaritoniques comme présenté dans la section 3.2.2. Il est important de noter que la forme spectrale est conservée pour les deux premiers spectres à 2 kHz et 500 kHz. Le spectre à 50 MHz est légèrement différent avec une baisse de l'amplitude du premier mode polaritonique et un épaulement visible sur le second. Cependant, les deux modes polaritoniques sont bien présents. Cela montre que ce dispositif émet de la lumière, grâce à une modulation de la température, sur toute la plage de fréquence étudiée et jusqu'à une fréquence de modulation deux ordres de grandeur au dessus de l'état de l'art (voir [44]).

Pour obtenir la puissance optique émise par l'échantillon, nous devons convertir le signal obtenu sur l'amplificateur synchrone (en Volt) en une puissance optique (en Watt). Pour cela, nous devons prendre en compte, en plus des paramètres obtenus dans la section 3.3.2, un paramètre interne à l'amplificateur synchrone. En effet, pour lire le signal modulé à la fréquence donnée par le signal TTL, l'amplificateur synchrone doit projeter le signal arrivant en entrée sur une porteuse sinusoïdale à la même fréquence. Il affiche ensuite la valeur efficace associée à ce signal. Pour obtenir le signal arrivant réellement sur l'amplificateur synchrone, il est donc nécessaire de multiplier le signal affiché par un

fréquence	2 kHz	500 kHz	50 MHz
$P_{optique}$	109 nW	17.9 nW	0.71 nW

**Table 3.1** – Puissances optiques émises pour différentes fréquences de modulation appliquées au dispositif avant redressement par les réponses en fréquence du MCT.

facteur tenant compte de cela. Suivant la forme du signal d'entrée (carré ou sinusoïdal), ce coefficient sera différent. Il correspond à une intégration de la partie du signal non nul sur une sinusoïde porteuse, multipliée par la valeur efficace du signal sur une période  $T$ . Nous obtenons ainsi :

$$G_{lockin} = \frac{\sqrt{2}}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right)dt = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \quad (\text{signal carré}) \quad (3.4)$$

$$G_{lockin} = \frac{1}{T} \int_0^T \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right)dt = \frac{2}{\pi} \quad (\text{signal sinusoïdal}) \quad (3.5)$$

Ces deux coefficients permettront donc d'obtenir la valeur réelle du signal arrivant sur l'amplificateur synchrone. La formule 3.4 correspond à un signal d'entrée carré avec un rapport cyclique de 50%. La formule 3.5 correspond à un signal d'entrée sinusoïdal.

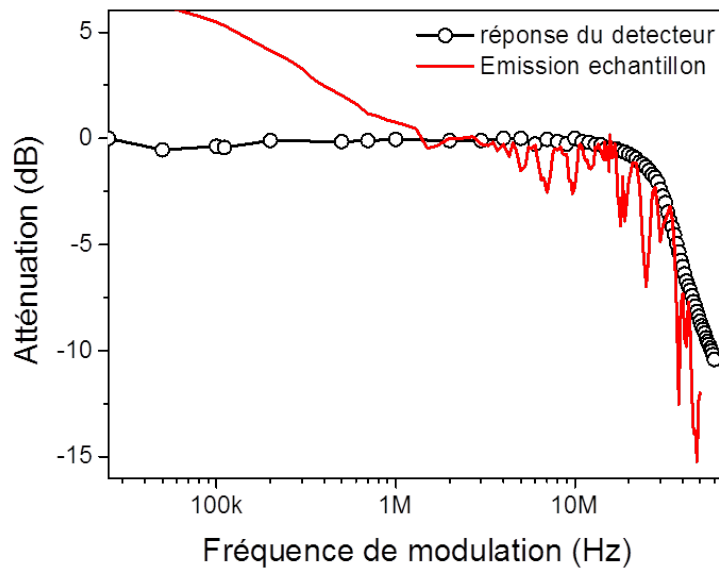
Ce paramètre permettra, conjointement avec  $R_{MCT}(E)$ , les coefficients d'atténuation en fréquence et le gain de l'amplificateur, d'estimer la puissance optique émise par l'échantillon. Pour cela, il est nécessaire de diviser le signal lu sur l'amplificateur synchrone  $U_{lockin}$  par ces coefficients afin de tenir compte des pertes (atténuation). La puissance optique  $P_{optique}$  sera ainsi obtenue par la formule :

$$P_{optique} = \int_E \frac{U_{lockin}}{T_{lentille}T_{FTIR}R_{MCT}(E)G_{ampli}G_{lockin}R_{Bias-T}} dE \quad (3.6)$$

avec  $U_{lockin}$  le signal lu sur l'amplificateur synchrone. Nous pouvons ainsi convertir toutes les valeurs de signal mesurées par l'amplificateur synchrone en puissance optique. Si nous appliquons la formule 3.6 aux spectres présentés dans la figure 3.17, nous obtenons les valeurs de puissance optique données dans le tableau 3.1.

Nous voyons que la puissance optique décroît fortement quand on augmente la fréquence de modulation. Pour analyser ce fait et comprendre à quoi est due cette décroissance, le montage de la figure 3.10, permettant de mesurer directement le signal sans utiliser le FTIR, a été utilisé. Grâce à cela, un nombre de points plus important a pu être mesuré.

Le résultat de cette mesure est montré dans la figure 3.18. L'émission en fonction de la fréquence a été tracée en atténuation afin de faciliter la comparaison avec le réponse du détecteur. Pour cela, la puissance optique choisie comme référence  $P_{ref}$  de l'équation 3.3 correspond à la puissance mesurée à 1.4 MHz. La courbe rouge présente la variation de l'émission de l'échantillon, la courbe en points noirs montre la réponse du détecteur en fréquence. Nous voyons, grâce à cette mesure, que deux régimes sont présents. Le premier comporte une forte décroissance du signal jusqu'à 1.4 MHz. Le signal se stabilise ensuite avant de décroître fortement, c'est le second régime. Nous pouvons clairement identifier



**Figure 3.18** – Superposition de la variation du signal émis par l'échantillon (rouge) avec la réponse en fréquence du détecteur (noir). Les courbes ont été tracées en dB pour faciliter leur comparaison. Les deux courbes sont quasiment superposées à partir de  $\sim 1$  MHz. Cela indique que la modulation en fréquence du dispositif n'est limitée que par la réponse du détecteur.

fréquence	2 kHz	500 kHz	50 MHz
$P_{optique}$	107 nW	16.2 nW	5 nW

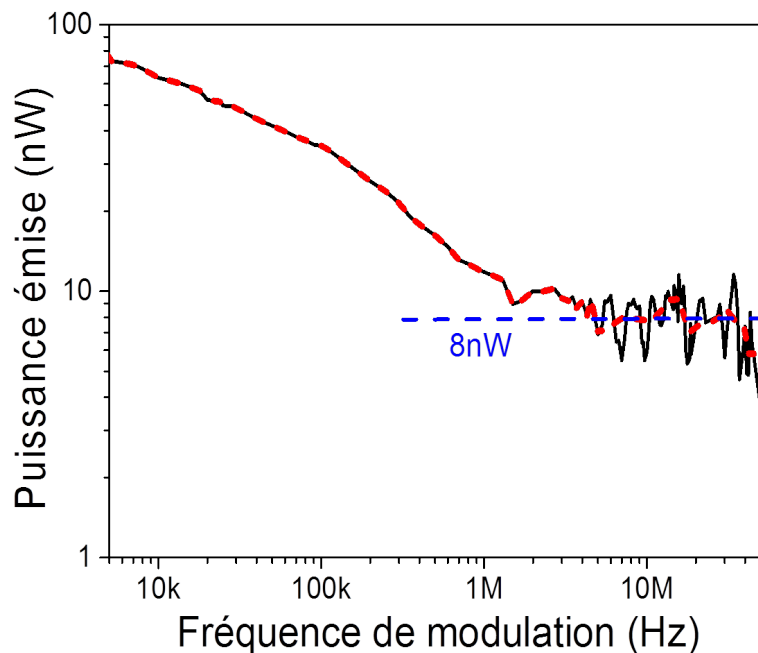
**Table 3.2** – Puissance optique émise pour différentes fréquences de modulation appliquées au dispositif après redressement par les réponses en fréquence du MCT.

ici que la décroissance du signal au dessus de 10 MHz est due à la coupure du détecteur et non à une fréquence de coupure relative au dispositif.

Pour tenir compte de cette coupure du détecteur, il suffit de diviser la puissance  $P_{optique}$  par l'atténuation en fréquence du détecteur  $A_{MCT}(f)$ . Le résultat de cette opération est présenté dans la figure 3.19. Ce redressement permet d'obtenir la puissance optique réelle émise par l'échantillon. Si nous reprenons les trois spectres du panneau (b) de la figure 3.17, les puissances optiques réelles deviennent celles présentées dans le tableau 3.2.

### 3.3.5 Analyse des résultats

L'ensemble des points mesurés, et redressés par la réponse en fréquence du détecteur, est présenté dans la figure 3.19. Nous voyons sur cette figure que nous obtenons un plateau de puissance optique autour de 8 nW à partir de 1.4 MHz. À partir de cette fréquence, les électrons de la couche dopée sont les seuls à suivre la modulation de puissance électrique imposée au système. Le bruit important visible au dessus de 1.4 MHz est dû à deux facteurs. Le premier est la faible valeur des signaux mesurés avant redressement (comparable au bruit de mesure). Par exemple, pour les mesures réalisées à 50 MHz, le



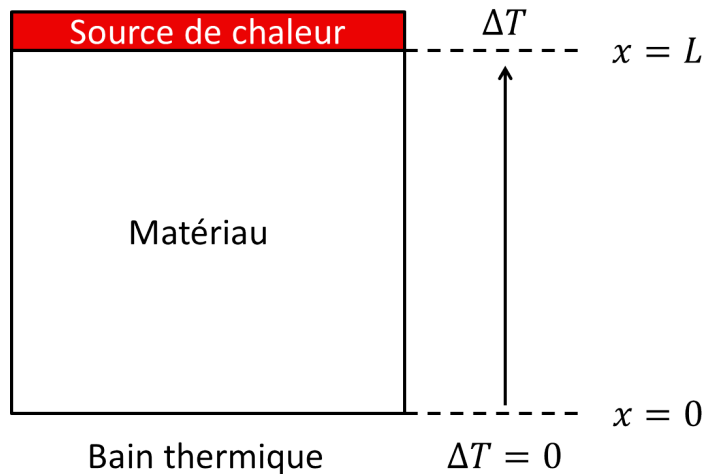
**Figure 3.19** – Puissance optique émise redressée par les réponses en fréquence et spectrale des différents instruments. On remarque une décroissance de la puissance jusqu’à 1.4 MHz, nous avons ensuite un plateau d’émission de 8 nW. Pour mettre en évidence ce plateau, un moyennage a été réalisé pour les fréquences supérieures à 1.4 MHz (courbe rouge).

niveau de signal lu sur l’amplificateur synchrone était de  $2.5 \mu\text{V}$  (sans prendre en compte le pick-up noise) alors que le bruit électronique était de  $\pm 0.2 \mu\text{V}$ . Cela représente un rapport signal/bruit de  $\frac{S}{N} = 6.25$ . Pour les mesures à plus basses fréquences, le rapport signal sur bruit devient beaucoup plus favorable  $\frac{S}{N} = 157$  à 500 kHz. La seconde source d’erreur dans la mesure est due au pick-up noise. Cela correspond à un signal électrique modulé à la même fréquence que celle de la mesure mais ne provenant pas de l’émission de l’échantillon. Ce signal se superpose au signal émis par notre dispositif. Il peut provenir de beaucoup de sources dans l’environnement. En effet, de nombreux dispositifs émettent dans le MHz. C’est par exemple le cas des téléphones sans fil (quelques dizaines de MHz) ou de certaines fréquences radio (de quelques MHz à quelques centaines de MHz). Pour les mesures au delà de 500 kHz, il a donc été nécessaire de mesurer le signal de l’amplificateur synchrone correspondant au signal émis plus le pick-up noise et ensuite le signal correspondant seulement au pick-up noise en cachant l’entrée du détecteur. Cela a permis d’extraire le signal net en soustrayant les deux valeurs.

A plus basse fréquence (en dessous de 1.4 MHz), nous voyons une grande augmentation du signal. Cela ne peut pas être imputé au montage expérimental, qui est entièrement caractérisé en fréquence. L’idée qu’il s’agisse en fait ici d’un phénomène lié au temps de chauffage du réseau cristallin a donc été soulevée. En effet, possédant une inertie thermique plus importante que les électrons, le réseau cristallin met plus de temps à monter en température. La diminution de la fréquence de modulation va ainsi laisser plus de temps au réseau pour monter en température, ce qui augmentera la puissance optique émise.



Pour évaluer la variation de la température du réseau cristallin avec la fréquence, on résout l'équation de la chaleur en une dimension. Cette modélisation permet de rendre compte de la diffusion de la chaleur par conduction dans un matériau entre une surface soumise à une augmentation de température  $\Delta T_{statique}$  et une surface à l'équilibre avec le bain thermique. La source de chaleur considérée est une source de température variant de manière sinusoïdale entre 0 et  $\Delta T_{statique}$ . Un schéma de la structure considérée est présenté dans la figure 3.20.



**Figure 3.20** – Schéma de la structure considérée pour le calcul de l'équation de la chaleur.

Nous voyons dans le schéma de la figure 3.20 que la source de chaleur variant sinusoïdalement est portée à une température maximale  $\Delta T_{statique}$  et se situe en  $x = L$ . L'expression de la variation de température en  $x = L$  à l'instant  $t$  est donnée par  $\Delta T_{réseau}^{x=L} = \Delta T_{statique} \sin(\omega t)$ . La chaleur diffuse dans le matériau jusqu'à la surface à l'équilibre avec la bain thermique en  $x = 0$ . L'équation de la chaleur avec cette configuration peut s'écrire :

$$\frac{\partial \Delta T_{réseau}}{\partial t} + D \frac{\partial^2 \Delta T_{réseau}}{\partial x^2} = 0 \quad (3.7)$$

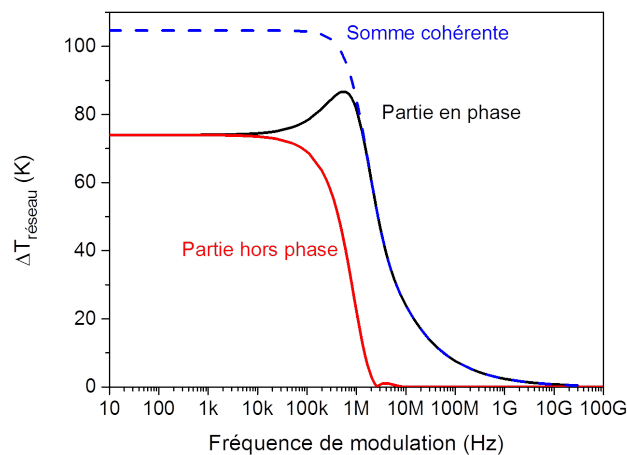
La résolution de cette équation avec la condition aux limites  $\Delta T_{réseau}^{x=L} = \Delta T_{statique} \sin(\omega t)$  permet d'obtenir la variation de température  $\Delta T$  du réseau cristallin sur la surface en  $x = 0$  en fonction de la modulation de la puissance électrique  $\omega$  (pulsation) après une excitation. Nous obtenons :

$$\Delta T_{réseau} = \Delta T_{statique} \left[ \frac{\cos(\omega t) \sinh(2\alpha) + \sin(\omega t) \sin(2\alpha)}{\alpha [\cosh(2\alpha) + \cos(2\alpha)]} \right] \quad (3.8)$$

avec  $\alpha = \sqrt{\omega \tau}$  avec  $\tau$  le temps caractéristique de diffusion de la chaleur valant  $\tau = \frac{l^2}{2D}$  (avec  $l$  la longueur de diffusion de la chaleur et  $D$  la diffusivité thermique) et  $t$  le temps après l'excitation thermique. Le plasmon bidimensionnel est dans notre système situé en  $x = L$ . Il est donc situé dans un bain thermique dont l'épaisseur  $l$  diminue avec la fréquence. Ce bain thermique possède une température donnée par l'équation 3.8. En

$x = 0$ ,  $\Delta T_{réseau}$  possède deux composantes en  $t = 0$ , une en phase avec l'excitation sinusoïdale (en sinus) et une hors phase (en cosinus). La puissance optique émise aura donc une composante en phase avec l'excitation thermique et une hors phase. Les deux varieront avec la fréquence. Cela entrainera donc une variation de la phase de la puissance optique avec la variation de la fréquence de modulation. Il faut cependant noter ici que ces deux composantes s'annulent pour des fréquences de modulation élevées comme présenté dans la figure 3.21. Cela signifie que la longueur de diffusion recule dans le matériau à mesure que la fréquence augmente. À basse fréquence cependant, nous obtiendrons  $l = L$ . Dans cette figure, nous voyons en rouge la variation de la température en phase et la variation hors phase en noir. La somme cohérente est présentée en pointillés bleus. La simulation a été réalisée en considérant une couche d'InGaAs de  $3 \mu m$ , possédant une conductivité thermique  $\Lambda = 0.05 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ .

Pour valider ce modèle qualitatif, une mesure du déphasage entre le signal optique émis et le signal d'excitation électrique a été menée.



**Figure 3.21** – Simulation des deux composantes de  $\Delta T_{réseau}$ . En rouge la partie en phase, en noir la partie hors phase. Dans cette simulation le matériau utilisé est de l'InGaAs intrinsèque possédant un temps de diffusion  $\tau = 150 \text{ ns}$  ( $3 \mu m$  d'InGaAs intrinsèque et  $\Lambda = 0.05 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ).

Pour réaliser cette mesure, j'ai utilisé l'amplificateur synchrone. Il permet de mesurer les deux composantes  $X$  et  $Y$  du signal d'entrée. Ces deux composantes sont reliées au signal comme suit :

$$X = V_{signal} \cos(\Delta\theta) \quad (3.9)$$

$$Y = V_{signal} \sin(\Delta\theta) \quad (3.10)$$

$$\Delta\theta = \theta_{signal} - \theta_{ref} \quad (3.11)$$

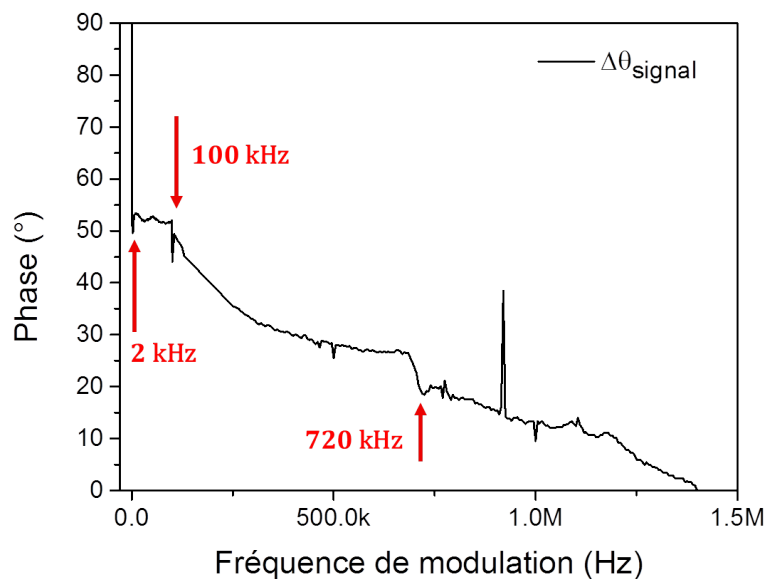
Dans ces équations,  $\theta_{ref}$  est la phase de l'oscillateur interne de l'amplificateur synchrone,  $\theta_{signal}$  est la phase du signal,  $\Delta\theta$  est le déphasage entre le signal optique et l'oscillateur interne. L'option "autophase" permet de fixer à 0 le déphasage entre l'oscillateur interne de l'amplificateur synchrone et la référence de fréquence donnée par le signal TTL du

générateur. Cela fixe donc initialement  $\theta_{ref}$ . J'ai fixé cette valeur à 1.4 MHz. En effet, à cette fréquence, le signal est dans la partie correspondante au plateau de puissance émise (voir figure 3.19). Il provient donc uniquement de la modulation de température des électrons<sup>5</sup>. Il est ainsi possible d'obtenir une mesure du déphasage du signal optique par rapport à l'excitation électrique. Nous obtenons ainsi les valeurs suivantes :

$$\begin{cases} \theta_{signal} - \theta_{ref} = 0 \\ X = V_{signal} \\ Y = 0 \end{cases} \quad (3.12)$$

Dans cette mesure  $\theta_{ref} = -69.93^\circ$ , on obtient donc  $\theta_{signal} = 69.93^\circ$  au début de la mesure. Il faut ici noter que la phase de la référence reste constante tout au long de la mesure. En faisant varier la fréquence de modulation, seul  $\theta_{signal}$  varie. Il est donc possible d'obtenir le déphasage du signal émis par rapport à la puissance injectée grâce à l'équation :

$$\theta_{signal} = \tan^{-1}\left(\frac{Y}{X}\right) + \theta_{ref} \quad (3.13)$$



**Figure 3.22** – Mesure du déphasage entre le signal mesuré et la modulation électrique. Les différents sauts de phase sont indiqués en rouge.

La figure 3.22 nous montre la mesure du déphasage du signal par rapport au signal d'excitation (la puissance injectée). Cela montre une variation de la phase de  $90^\circ$  entre les hautes et les basses fréquences. Il est aussi possible de remarquer différents sauts de phase (indiqués en rouge) à  $\sim 720$  kHz,  $\sim 100$  kHz et  $\sim 2$  kHz. La mesure présente également différents régimes de variation entre chaque saut de phase. Ce résultat montre

5. Il faut noter ici que dans la simulation de la figure 3.21, une composante hors phase est toujours présente à 1.4 MHz. Cela provient du fait que la simulation ne prend en compte qu'un matériau et non pas la structure totale avec les différentes conductivités thermiques.

	InGaAs	InGaAs <sub>n++</sub>	InP
$\Lambda(\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	5.5	4.4	68
$C(\text{J} \cdot \text{Kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$	300	300	310

**Table 3.3** – Liste des conductivités thermiques et des chaleurs spécifiques pour les matériaux des différentes couches de semi-conducteur de l'échantillon.

que la variation de la fréquence de modulation entraîne bien une variation de la manière dont chauffe l'échantillon comme montré avec l'équation 3.8. A haute fréquence, seule la température électronique augmentera suffisamment rapidement pour suivre la modulation appliquée. A contrario, à basse fréquence, la température du réseau cristallin augmente en suivant la modulation électrique, en phase avec la puissance injectée.

### 3.3.6 Diffusion de la chaleur

Dans le modèle présenté précédemment, j'ai considéré la diffusion de la chaleur dans un matériau homogène et uniforme. Pour comprendre d'où proviennent les sauts de phase et les différents régimes de variation, il est nécessaire de prendre en compte les conductivités thermiques des différents matériaux du système multicouche réel. Comme montré dans la référence [50], la profondeur de pénétration de la chaleur  $d$  est reliée à la conductivité  $\Lambda$  du matériau et à la fréquence de modulation de la source de chaleur par la formule :

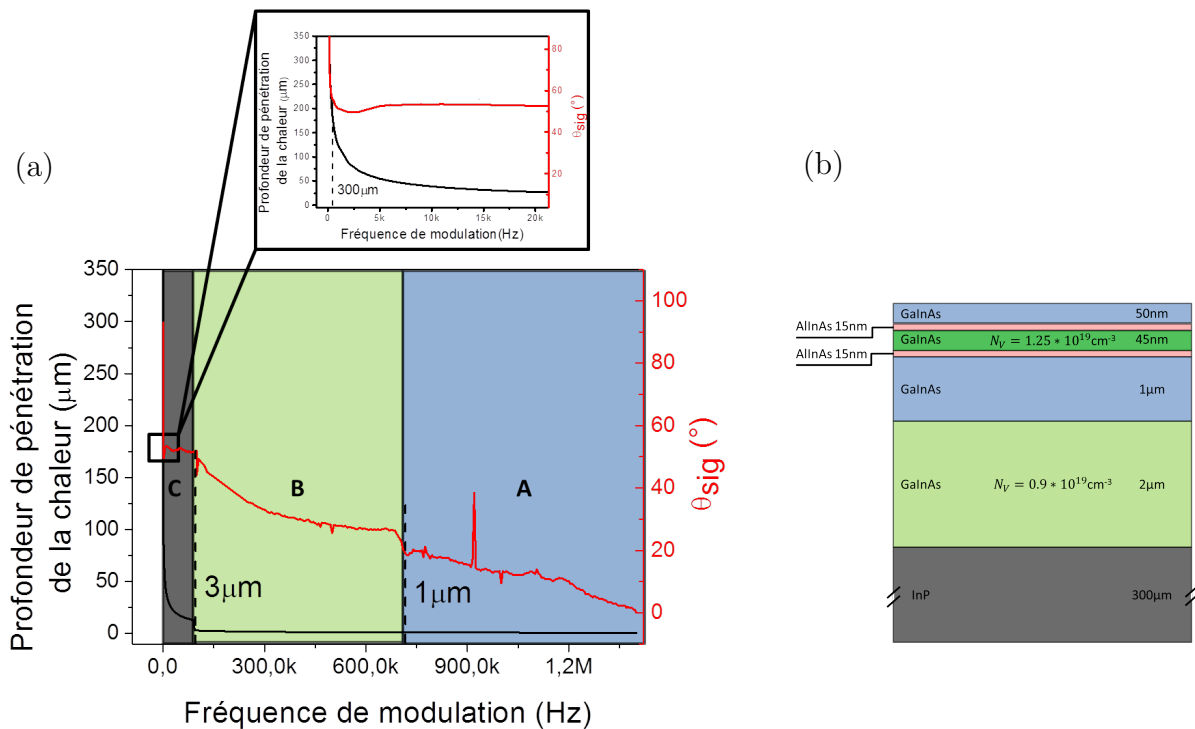
$$d = \sqrt{\frac{2\Lambda}{C\omega}} \quad (3.14)$$

avec  $C$  la capacité thermique volumique du matériau considéré. Dans ce modèle, nous prenons la surface soumise à la variation de température comme étant l'interface entre la couche dopée contenant le plasmon bidimensionnel et la couche d'InGaAs intrinsèque précédant la couche miroir. Pour être le plus proche de la réalité, les conductivités et les capacités thermiques volumiques des matériaux de chaque couche traversée ont été prises en compte.

Les différentes valeurs de conductivités thermiques et de capacités thermiques volumiques sont listées dans le tableau 3.3. Les valeurs utilisées proviennent de la référence [63] pour l'InGaAs intrinsèque. Le dopage de l'InGaAs diminuant le libre parcours moyen des phonons dans le matériau, la conductivité thermique de l'InGaAs dopé diminue de  $\sim 20\%$  par rapport à celle de l'InGaAs intrinsèque comme montré dans la référence [63]<sup>6</sup>. Les paramètres pour l'InP proviennent quant à eux de la référence [56].

La figure 3.23 montre la profondeur de pénétration du flux de chaleur  $d$  en fonction de la fréquence de modulation (courbe noire). Nous pouvons grâce à cela voir que chaque saut de phase se produit en correspondance avec une interface entre deux matériaux. Le

6. Il faut noter ici que nous comparons l'InGaAs intrinsèque et l'InGaAs dopé. Dans ce cas la conductivité de la couche dopée est plus faible que celle de la couche intrinsèque. Si nous comparons la conductivité thermique de deux couches fortement dopées, nous constatons que la diminution du dopage entraîne cette fois-ci une diminution de la conductivité thermique [55].



**Figure 3.23** – (a) Superposition du calcul de la profondeur de pénétration du flux de chaleur avec la mesure du déphasage du signal. Chaque couleur correspond à une couche de l'échantillon (présentée dans le panneau b). (b) Schéma des différentes couches de l'échantillon.

premier correspond à une profondeur  $d$  de 1  $\mu\text{m}$ . Cette première interface est celle entre l'InGaAs intrinsèque et la couche miroir d'InGaAs dopé. Le second, présent à 3  $\mu\text{m}$ , peut être identifié comme l'interface entre le miroir d'InGaAs dopé et le substrat d'InP. Le dernier saut présent à  $\sim 300 \mu\text{m}$  (insert) est l'interface entre le substrat d'InP et l'embase de l'échantillon, que j'ai considérée comme un réservoir à 300 K.

La phase ne varie pas de la même manière en fonction des couches traversées. Comme nous pouvons le voir, elle varie lentement quand le flux de chaleur diffuse dans l'InP, plus rapidement quand la chaleur diffuse dans l'InGaAs (dopé ou intrinsèque) et varie très rapidement quand le flux de chaleur arrive à l'embase de l'échantillon. Cela est dû aux différentes conductivités thermiques des couches traversées. En effet, il est possible de relier la variation de température avec la profondeur de pénétration du flux de chaleur grâce à la résistance thermique  $R_{th}$  :

$$R_{th} = \frac{d}{\Lambda S} \quad (3.15)$$

$$\Delta T = \frac{d}{\Lambda S} \phi \quad (3.16)$$

avec  $\Delta T$  la variation de température du matériau,  $\phi$  le flux de chaleur<sup>7</sup> (quantité de chaleur par unité de temps, en Watt) et  $S$  la surface soumise à ce flux. Si nous dérivons l'équation 3.16 par rapport à la fréquence, nous pouvons obtenir un taux de variation de

7. Nous considérons ici un régime permanent établi pour chaque fréquence,  $\phi$  est donc indépendant de la fréquence.

$\Delta T$  en fonction de la fréquence de modulation pour les différentes couches de matériaux traversés :

$$\frac{d\Delta T}{df} = \frac{-\phi}{2S\sqrt{\Lambda\pi C}} \frac{1}{f^{\frac{3}{2}}} \quad (3.17)$$

Comme nous le voyons dans l'équation 3.17 la variation de la température en fonction de la fréquence pour un flux de chaleur  $\phi$  constant ne varie pas linéairement avec la fréquence. De plus le facteur en  $\frac{1}{\sqrt{\Lambda}}$  montre que plus la conductivité thermique est élevée, plus le taux de variation de la température sera faible. Ainsi, pour l'InP (qui a une conductivité thermique plus importante que l'InGaAs intrinsèque), la variation de la phase sera lente car le changement de température entre deux fréquences mesurées sera faible. L'amplificateur synchrone ne mesurera dans ce cas qu'une faible variation de la puissance émise provenant de la variation de la température du réseau cristallin. Elle sera un peu plus rapide pour l'InGaAs intrinsèque et encore plus rapide pour l'InGaAs dopé qui a la plus faible conductivité thermique des trois matériaux ( $\sim 20\%$  plus faible que l'InGaAs intrinsèque). La figure 3.24 présente les taux de variation de  $\Delta T$  en fonction de la fréquence pour les trois matériaux traversés. Nous voyons que la température varie plus rapidement dans l'InGaAs dopé (courbe bleue) que dans l'InGaAs intrinsèque (courbe rouge). L'InP possédant la conductivité thermique la plus élevée, le taux de variation de  $\Delta T$  en fonction de la fréquence est le plus faible. Nous voyons également sur cette figure que ce taux de variation n'est pas linéaire par rapport à la fréquence. L'insertion montre le taux de variation de la température en fonction de la fréquence pour chaque matériau à différentes fréquences (1 MHz pour l'InGaAs intrinsèque, 350 kHz pour l'InGaAs dopé et 110 kHz pour l'InP) superposé à la mesure de la variation de la phase. Les taux de variation obtenus pour la phase et pour la température aux différentes fréquences sont présentés dans le tableau 3.4.

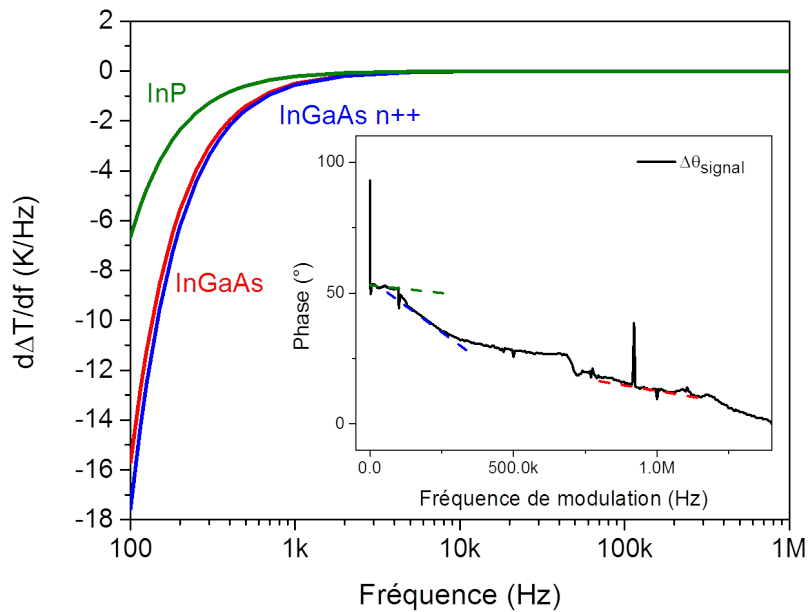
	110 kHz (InP)	350 kHz (InGaAs dopé)	1 MHz (InGaAs)
$\frac{d\Delta T}{df}$ (calcul)	$-2 \times 10^{-5}$	$-8.4 \times 10^{-5}$	$-2.8 \times 10^{-5}$
$\frac{d\Delta\theta_{signal}}{df}$ (expérimental)	$-1.8 \times 10^{-5}$	$-7 \times 10^{-5}$	$-2.1 \times 10^{-5}$

**Table 3.4** – Valeurs des taux de variation de  $\Delta\theta_{signal}$  et de  $\Delta T$  en fonction de la fréquence.

L'accord entre les taux de variation calculés et la variation de la phase montre ainsi que c'est bien le changement de matériaux que traverse le flux de chaleur en fonction de la fréquence de modulation qui entraîne la variation de la phase.

La variation de phase tracée dans la figure 3.23 montre bien ce comportement. Dans la couche d'InP, la variation de phase est très lente (C), elle est un peu plus rapide et non linéaire dans la couche d'InGaAs intrinsèque (A) et plus rapide dans la couche d'InGaAs dopé (B). La grande variation de phase dans la partie à plus basse fréquence indique que la température varie très vite quand le flux arrive à l'embase de l'échantillon.

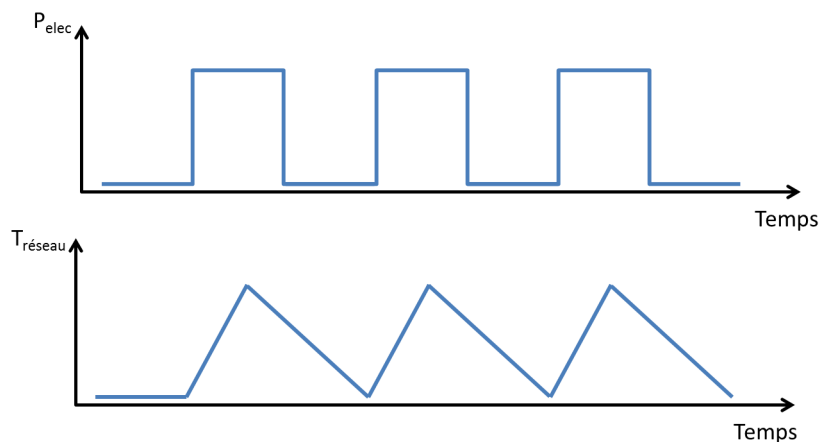
Cela peut être interprété comme le fait que la couche d'Indium permettant de fixer l'échantillon à l'embase présente une très mauvaise conductivité thermique (notamment à cause de la qualité du collage à l'indium) par rapport à celle de l'échantillon. La variation de la



**Figure 3.24** – Simulation du taux de variation de  $\Delta T$  en fonction de la fréquence de modulation. En rouge pour l’InGaAs intrinsèque, en bleu pour l’InGaAs dopé et en vert pour l’InP. L’insertion présente un exemple de taux de variation pour chaque région traversée par le flux de chaleur.

température en fonction de la fréquence est donc beaucoup plus rapide (conformément à l’équation 3.17).

La variation de la puissance optique en fonction de la fréquence provient donc bien de la diffusion de la chaleur dans la structure. La montée en température du réseau étant plus lente que la modulation, la température du réseau atteint son maximum avec un déphasage par rapport à l’excitation électronique. Ce déphasage diminue avec la fréquence car une période plus longue permet de laisser le temps au réseau cristallin d’atteindre sa température maximale.



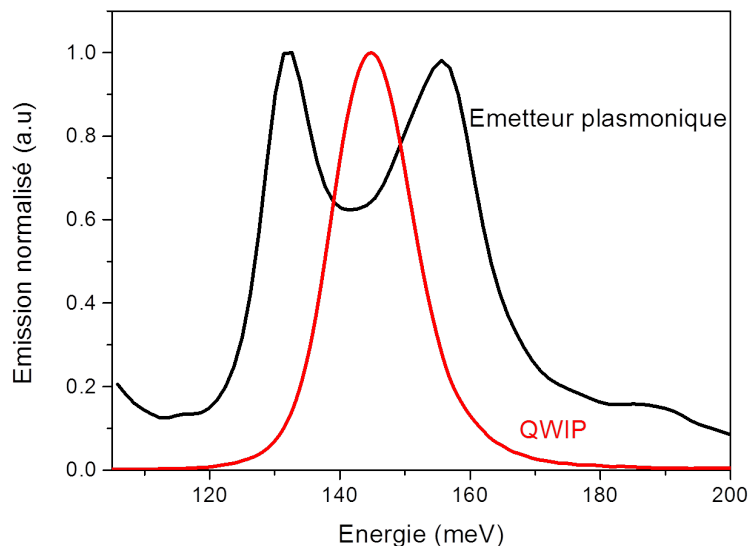
**Figure 3.25** – Haut : Schéma de la modulation de la puissance injectée en fonction du temps. Bas : Schéma de la variation de la température du réseau cristallin en fonction du temps.

Cela peut être représenté schématiquement comme dans la figure 3.25. Le panneau supé-

rieur représente la puissance injectée  $P_{elec}$  en fonction du temps avec une période rapide. Le panneau inférieur représente la variation de température du réseau  $T_{réseau}$  en fonction du temps également.

## Conclusion

Dans ce chapitre j'ai montré un émetteur thermique infrarouge modulable en fréquence jusqu'à des valeurs records de 50 MHz. Ce résultat est bien supérieur à l'état de l'art actuel (600 kHz). De plus, j'ai montré comment ce type de dispositif se comportait en fonction de la fréquence de modulation appliquée et du type de matériau utilisé. Nous ne pouvons pas, avec le détecteur MCT que j'ai utilisé, vérifier expérimentalement jusqu'à quelle fréquence il est possible de moduler le dispositif. Cependant, la faible inertie thermique des électrons ouvre la voie à des fréquences de modulations au delà des valeurs mesurées ici.



**Figure 3.26** – Spectre d'absorption normalisé du QWIP à  $9 \mu\text{m}$  développé par D. Palaferri (rouge). Spectre d'émission normalisé du dispositif à 10 kHz et 400 mW injecté.

Pour vérifier cela, il serait possible d'utiliser un QWIP et l'expérience de détection hétérodyne développée dans notre équipe par D. Palaferri au cours de sa thèse. Comme le présente dans la référence [68], cette expérience permet la détection à  $9 \mu\text{m}$  jusqu'à 100 GHz. Une comparaison d'un spectre d'émission de notre dispositif (400 mW de puissance injectée et 10 kHz de modulation) et d'un spectre d'absorption du QWIP est présentée dans la figure 3.26. Les deux spectres ont été normalisés à un pour faciliter la comparaison. Nous voyons qu'il y a une bonne superposition entre les spectres des deux dispositifs. Ce QWIP pourrait mesurer environ 57 % de la puissance émise par le dispositif, ce qui représente 3.6 nW à 50 MHz. Ce détecteur pouvant mesurer des nanowatt à 78 K, il serait idéal pour réaliser les mesures au delà de 50 MHz.



# Chapitre 4

## Excitation résonante de plasmons confinés

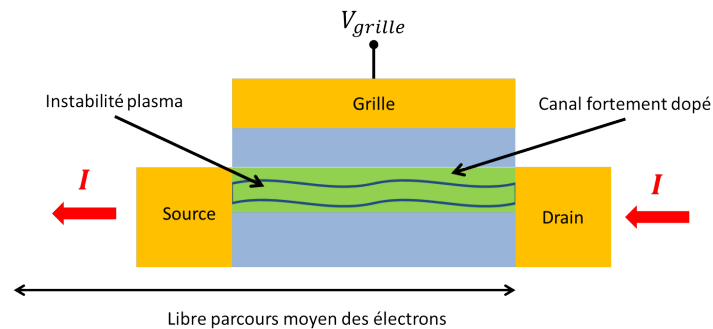
Au cours des chapitres précédents je me suis intéressé aux propriétés et à l'optimisation d'émetteurs infrarouges superradiants basés sur l'excitation thermique. Je vais maintenant étudier une autre voie d'excitation du plasmon. Il s'agit d'une excitation non thermique basée sur l'interaction entre un flux d'électrons, injecté perpendiculairement à la couche dopée et le plasmon. La première partie de ce chapitre sera consacrée à la caractérisation passive de l'échantillon que j'ai utilisé pour étudier ce type d'injection. Je montrerai dans cette partie la possibilité d'obtenir la superradiance dans une structure sans barrières d'AlInAs et comparerai les propriétés optiques de ce type de structure avec celles d'une structure possédant des barrières d'AlInAs. Je montrerai ensuite qu'il est possible d'obtenir une émission non thermique via un courant électronique injecté verticalement dans la structure sans barrières. La dernière partie s'intéressera aux propriétés électriques nécessaires pour obtenir cette émission.

### 4.1 Motivation et état de l'art

Nous avons vu dans la section 2.1 que l'émission d'un dispositif basé sur l'excitation thermique du plasmon ne pouvait dépasser l'émission d'un corps noir à la même température. L'obtention d'une puissance optique élevée nécessitera donc une puissance électrique élevée afin que la température du plasmon soit suffisamment importante. Cette limitation nécessite donc une nouvelle voie d'excitation pour être levée. Pour permettre de dépasser l'émission du corps noir, j'ai étudié la possibilité d'exciter le plasmon de façon résonante.

Des travaux portant sur l'excitation résonante de plasmons ont été réalisés par Dyakonov et Shur. Ils concernent les instabilités de plasmas bidimensionnels dans des transistors à haute mobilité électronique (HEMT)[29]. Dans ce travail, un courant DC est injecté entre le drain et la source d'un transistor HEMT dont le canal est fortement dopé. La faible dimension du transistor fait que les électrons ne subissent presque pas de collision avec les phonons ou les impuretés durant leur trajet. Cependant, la grande densité électronique du canal fait que les collisions électron-électron sont nombreuses. Dans ce cas, le caractère balistique des électrons injectés dans le canal n'est plus conservé, le gaz d'électrons

bidimensionnel va se comporter comme un fluide dont les instabilités sont excitées par le flux électronique. Un schéma de ce type de dispositif est présenté dans la figure 4.1.



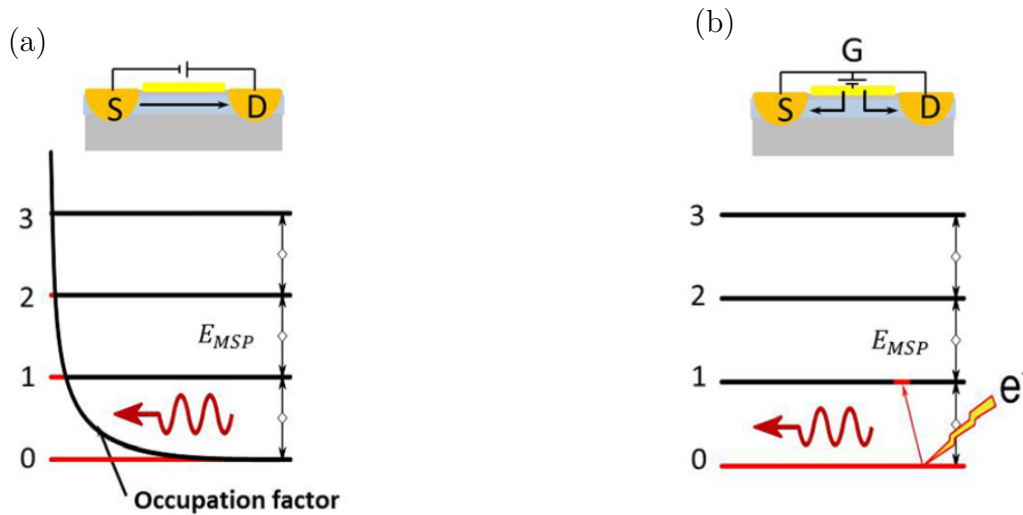
**Figure 4.1** – Représentation schématique d'un transistor à effet de champ (FET). Le courant générant les instabilités plasmoniques est injecté entre le drain et la source. Les instabilités plasmoniques (en bleu) sont représentées dans la couche fortement dopée. La longueur du canal est plus courte que le libre parcours moyen des collisions électron-impureté mais plus long que le libre parcours moyen des collisions électron-électron. Figure inspirée de [29].

Ces structures peuvent être utilisées comme détecteurs dans le domaine du THz mais surtout comme émetteurs plasmoniques (dans le THz) dont l'émission n'est pas thermique. Pour obtenir cette émission, la vitesse des électrons injectés entre le drain et la source doit dépasser une certaine vitesse critique qui peut être modulée par la tension de grille appliquée. Des travaux expérimentaux ont réussi à obtenir l'émission terahertz en se basant sur cette idée, comme par exemple dans la référence [49]. Il faut noter que l'analogie hydrodynamique utilisée ici permet d'imaginer la présence de phénomènes comme la propagation de solitons ou encore l'obtention de ressaut hydraulique. Ce dernier phénomène se produit lorsqu'un fluide perd violemment sa vitesse. Cette perte de vitesse entraîne une élévation de la surface de l'écoulement et transforme l'énergie cinétique en énergie potentielle. Le flux ralentit en s'empilant sur lui-même de façon semblable à une onde de choc.

D'autres travaux ont également montré la possibilité d'exciter des plasmons par un courant électrique via l'effet tunnel inélastique (LEIT). Par exemple, les travaux de Lamb et McCarthy, présentés dans la référence [52], montrent qu'il est possible d'exciter des modes de plasmons de surface présents dans une jonction tunnel et d'obtenir ainsi une émission lumineuse. Dans ce type d'interaction, la fréquence d'émission du plasmon est dépendante de  $|eV| = h\nu$  (avec  $V$  la tension appliquée,  $e$  la charge de l'électron). De plus, la puissance émise dépend de la tension appliquée.

Dans notre équipe, les travaux de Thibault Laurent [55] ont permis de montrer qu'il était possible d'utiliser un flux d'électrons injecté perpendiculairement à la couche dopée pour exciter le plasmon bidimensionnel. Ce type d'excitation ne repose plus sur l'augmentation de la température mais sur l'interaction résonante entre le flux électronique injecté et le plasmon comme schématisé dans la figure 4.2.

Dans le cas de l'injection verticale, l'augmentation de l'énergie interne du plasmon ne provient plus de l'augmentation de température mais de l'interaction avec le flux électronique injecté. Il en résulte plusieurs signatures qu'il est possible d'identifier pour vérifier



**Figure 4.2** – (a) Excitation thermique : le plasmon est excité thermiquement par le flux électronique entre le drain et la source. (b) Excitation résonante : le plasmon est excité par le flux électronique injecté verticalement entre le contact supérieur et les contacts latéraux. Figure issue de [55].

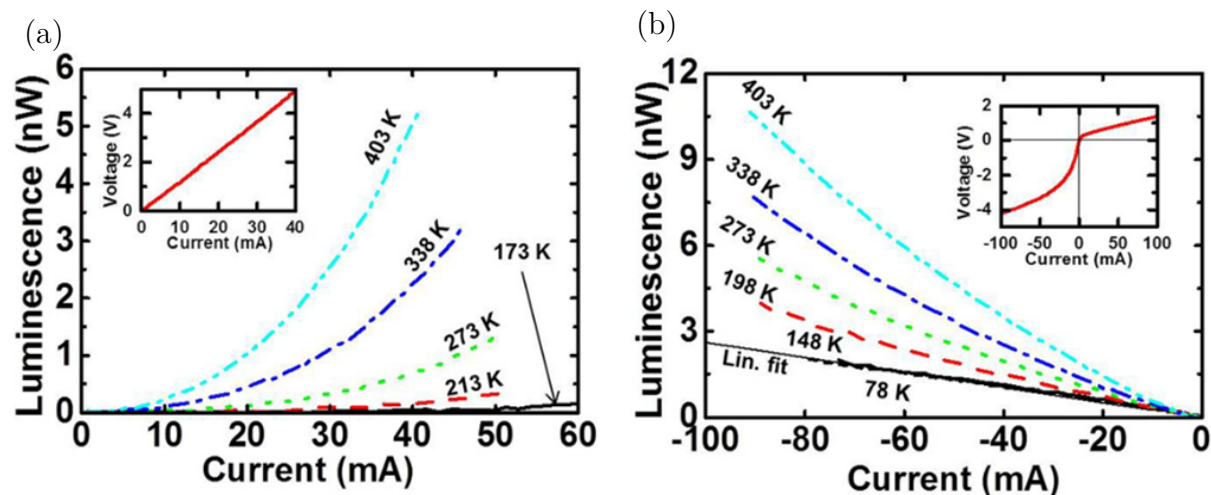
le caractère non thermique de l'excitation. Contrairement aux émetteurs thermiques dont la puissance émise devient nulle lorsque la température diminue (voir formule 2.8), dans le cas de l'injection verticale le plasmon émet même quand la température devient faible. Cela est montré dans la figure 4.3 (tirée de la référence [55]) : pour l'excitation thermique (a), la puissance émise devient nulle en dessous de 173 K ; dans le cas de l'excitation résonante (b), l'émission est toujours présente à 78 K. Nous voyons également que, pour l'injection thermique, la puissance émise diminue continûment alors qu'elle ne varie plus en fonction de la température à partir de 150 K pour l'injection résonante.

Une autre différence entre les deux types d'excitation du plasmon est la manière dont varie la puissance optique émise en fonction du courant électrique injecté. Elle varie linéairement par rapport à ce courant électrique injecté dans le cas de l'excitation résonante contrairement au cas de l'injection thermique où elle varie de manière surlinéaire. Le mécanisme sous-jacent à l'excitation résonante est cependant mal connu. Ce chapitre de ma thèse a pour but d'étudier les conditions expérimentales permettant d'obtenir l'émission d'un plasmon sous injection résonante.

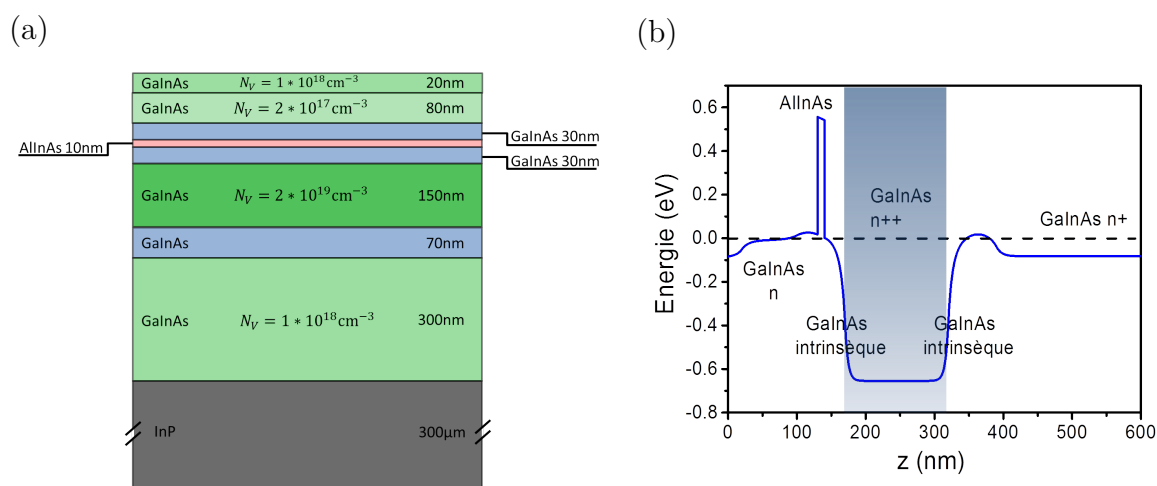
## 4.2 Plasmons bidimensionnels dans une structure sans barrières

### 4.2.1 Présentation des échantillons

L'idée première de cette étude est d'utiliser des électrons injectés de façon balistique dans la structure afin d'exciter le plasmon bidimensionnel. Le but de cela est d'éviter leur collision avec les phonons et les impuretés pour leur permettre de conserver leur énergie cinétique jusqu'à la couche plasmonique où elle sera cédée au plasmon. Cette idée est par exemple présentée dans la référence [40].



**Figure 4.3** – (a) Luminescence en fonction du courant injecté (L-I) entre le drain et la source pour une excitation thermique. Nous voyons la caractéristique surlinéaire des L-I ainsi que la disparition du signal en dessous de 170 K. (b) Caractéristique L-I pour une injection résonante. Nous voyons la linéarisation progressive des L-I ainsi que leur stabilisation en dessous de 148 K. Figure issue de [55]



**Figure 4.4** – (a) Schéma des différentes couches de la structure sans barrières. (b) Profil de bande de conduction, l'énergie de Fermi est présentée en pointillés.

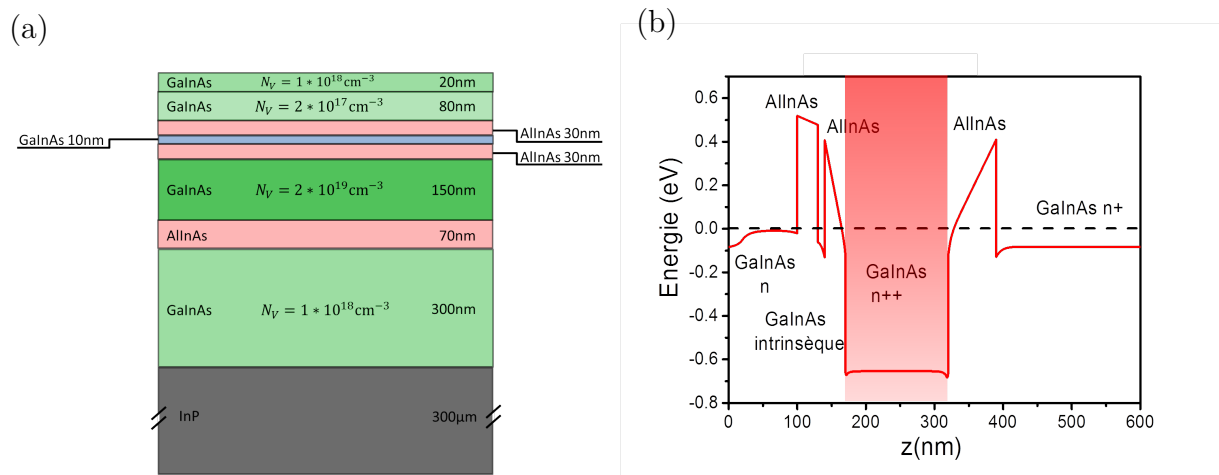
La figure 4.4 (a) présente un schéma de la structure InP1716 réalisée au C2N. L'innovation de cette structure est la réalisation d'une variation de dopage dans une homojonction de GaInAs pour obtenir un puits de potentiel confinant le plasmon. Deux couches d'InGaAs de 20 nm et 80 nm dopées respectivement à  $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$  et  $2 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$  permettront par la suite de déposer le contact supérieur et d'assurer un bon contact électrique. Une couche de contact inférieure de 300 nm dopée à  $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$  permet de déposer deux contacts latéraux du dispositif. Une fine barrière de 10 nm d'AlInAs a été ajoutée pour filtrer le flux électronique arrivant sur le plasmon.

Dans cette structure, la faible épaisseur de la couche de contact et de la couche d'InGaAs intrinsèque que traverseront les électrons (une centaine de nanomètres) permettra un transport quasi-ballistique jusqu'à la couche fortement dopée, comme montré dans la référence [72]. En arrivant dans la couche plasmonique, les électrons céderont leur énergie

cinétique au plasmon bidimensionnel par collision électron-électron à cause de la forte concentration électronique.

Le profil de bande de conduction est présenté dans le panneau (b) de la figure 4.4. Nous voyons ici que la différence de dopage entre la couche plasmonique (en bleu) et l'InGaAs intrinsèque crée un puits de potentiel de 150 nm d'épaisseur et de 0.6 eV de profondeur pour les électrons. Nous voyons également la fine barrière d'AlInAs permettant de filtrer le flux électronique.

La première étude qui a été menée est une étude des propriétés optiques de l'échantillon afin de montrer que, même sans barrières, nous avons bien la présence d'un plasmon bidimensionnel dans la couche dopée. Je vais aussi montrer que les propriétés de superradiance de ce plasmon sont conservées. Pour mettre cela en lumière, j'ai mesuré des spectres de réflectivité résolus en angle sur cette structure et sur une structure similaire possédant cette fois-ci des barrières d'AlInAs. Cette structure (InP1710) est présentée dans la figure 4.5. Elle sera par la suite présentée comme "structure de référence".



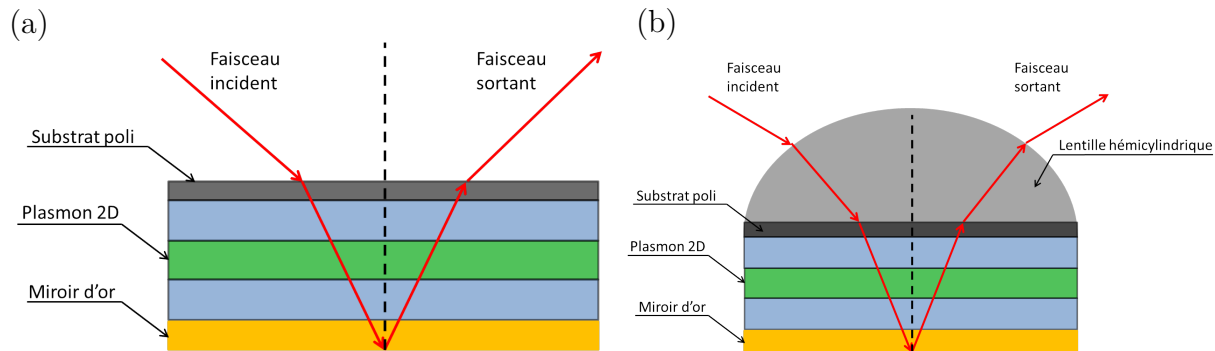
**Figure 4.5** – (a) Schéma de la structure avec barrières représentant les différentes couches de l'échantillon. (b) Profil de bande de conduction, l'énergie de Fermi est présentée en pointillés.

Dans la structure de référence, la couche contenant le plasmon est composée d'une couche d'InGaAs de 150 nm dopée de la même manière que l'échantillon précédent ( $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ). Cette fois-ci des barrières de 30 nm d'AlInAs intrinsèque entourent la couche fortement dopée. Des couches d'InGaAs dopées sont également présentes comme sur l'échantillon précédent, pour réaliser les contacts supérieurs et les contacts latéraux. Un schéma de cette structure et le profil de bande de conduction sont présentés dans la figure 4.5.

### 4.2.2 Caractérisation passive

Dans le but d'étudier les propriétés optiques du plasmon dans l'échantillon sans barrières et de les comparer avec celle de l'échantillon de référence, j'ai réalisé des mesures de réflectivité. Ces mesures nous renseignent sur l'élargissement radiatif et non-radiatif du plasmon et donc sur les temps de vie correspondants. De plus, l'étude en angle permet de vérifier la dépendance en  $\frac{\sin(\theta)^2}{\cos(\theta)}$  de l'élargissement radiatif.

Pour réaliser les spectres de réflectivité, j'ai poli les échantillons sur leur face arrière (côté substrat) afin d'obtenir une rugosité minimale. J'ai ensuite réalisé un dépôt de Titane/Or (10 nm/200 nm) sur la face avant. Grâce à ce procédé, la lumière incidente entrera par la face arrière polie, sans être diffractée par la rugosité de surface, traversera la couche plasmonique et sera réfléchiée par le miroir d'or avant de ressortir. La transmission de l'échantillon sera ainsi nulle. Un schéma du trajet de la lumière dans l'échantillon est présenté dans le panneau (a) de la figure 4.6.



**Figure 4.6** – (a) Schéma présentant le trajet optique de la lumière dans l'échantillon pour l'étude en réflexion. (b) Schéma représentant le trajet optique de la lumière dans l'échantillon pour l'étude en réflexion avec la lentille hémicylindrique.

Le montage utilisé dans cette série de mesures est présenté dans la figure 4.7. J'ai ici utilisé le FTIR en mode rapid-scan, la source de lumière utilisée est la global interne. La lumière émise par cette source passe par le FTIR avant d'entrer dans le module de réflectivité fourni par le constructeur.

Ce module de réflectivité est composé de deux miroirs mobiles motorisés. Le premier permet de focaliser la lumière sur l'échantillon. Le second permet quant à lui de collimater la lumière sortante. Un dernier miroir d'or parabolique permet ensuite de focaliser la lumière sur le détecteur MCT.

Le plasmon n'absorbant que la polarisation TM, un polariseur permet de séparer cette composante de la composante TE. La mesure de la polarisation TE servira de référence permettant d'isoler la contribution du plasmon au spectre de réflectivité.

Dans notre cas, l'interface InP/air entraîne une réfraction de la lumière incidente et sortante. L'indice de l'InP étant de 3.1 dans notre gamme de longueurs d'onde (5-10  $\mu\text{m}$ ) l'angle maximal de mesure sera limité à  $\theta_{max} = \sin^{-1}\left(\frac{n_{air}}{n_{InP}}\right) = 18.8^\circ$ . La variation de la largeur de la raie plasmonique étant faible entre  $0^\circ$  et  $18.8^\circ$ , il est nécessaire d'augmenter la plage de mesure angulaire.

Pour permettre cela et avoir un ensemble de données plus consistant, j'ai placé une lentille hémicylindrique en germanium sur la surface de l'échantillon et un porte-échantillon spécial a été conçu par B. Dailly [23]. Un schéma du trajet optique de la lumière avec l'utilisation de cette lentille est montré dans le panneau (b) de la figure 4.7.

Grâce à cette lentille hémicylindrique, il est possible d'atteindre des angles internes jusqu'à  $55^\circ$ , même si les mesures à angles élevés sont complexes car très sensibles à l'alignement. Un des points clés, ici, est le placement de la lentille hémicylindrique et plus précisément

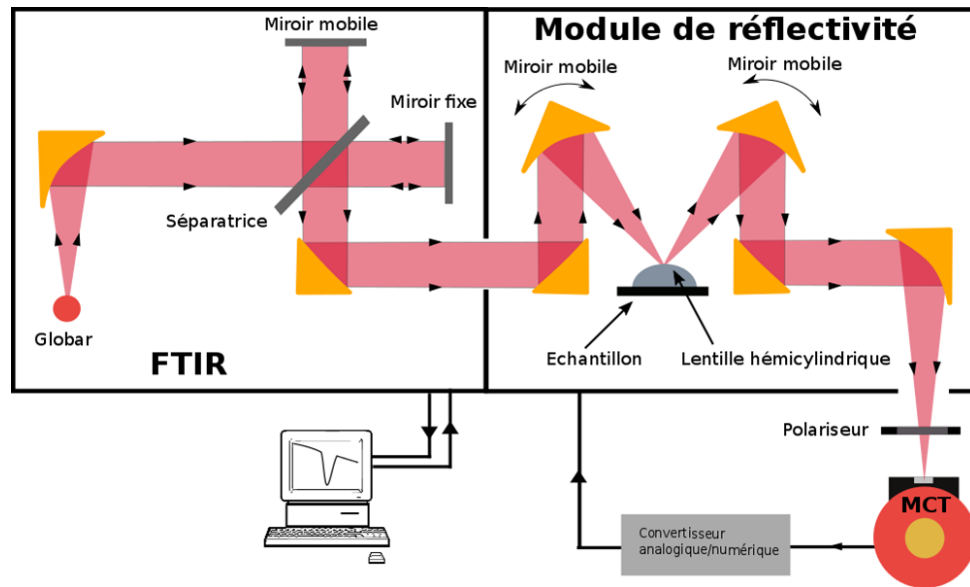


Figure 4.7 – Montage expérimental permettant les mesures en réflectivité.

le placage de celle-ci sur l'échantillon. En effet, si une couche d'air subsiste à l'interface lentille-échantillon, l'effet de la lentille sera annulé.

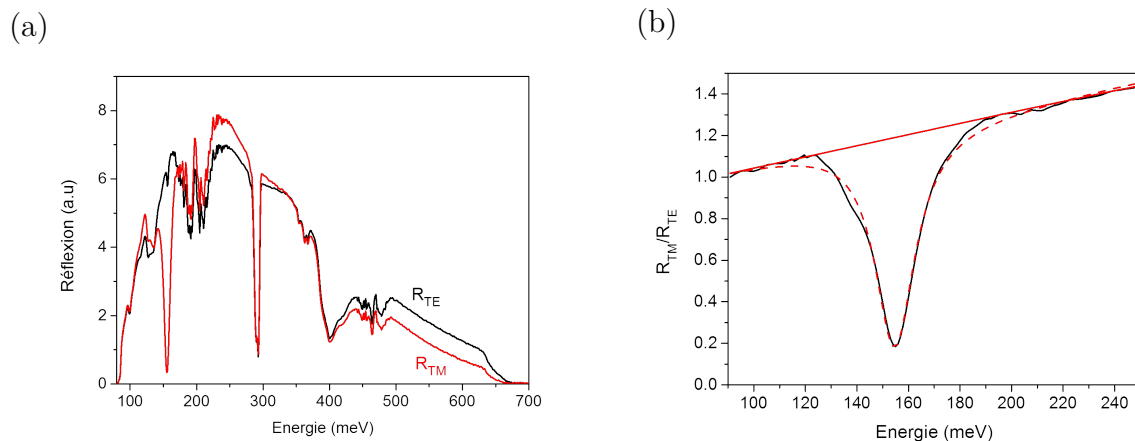
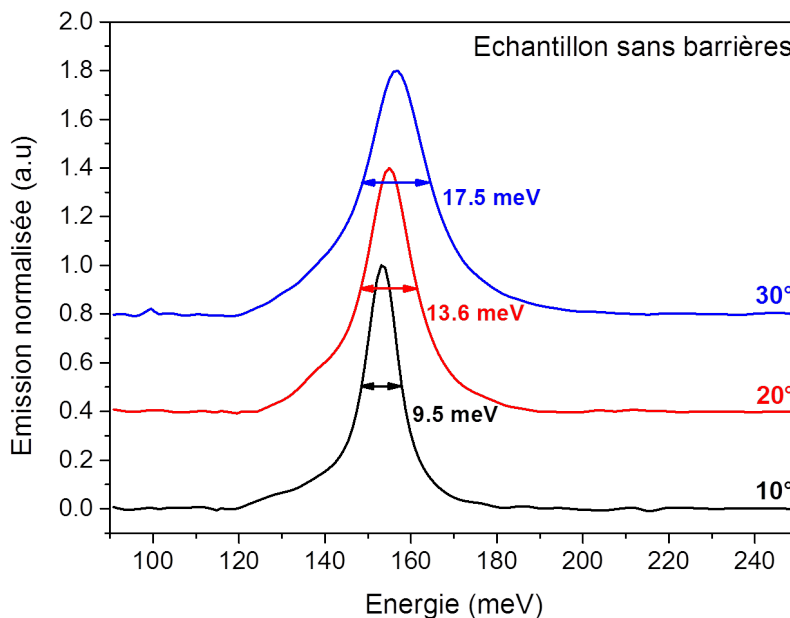


Figure 4.8 – (a) Exemple de spectre de réflectivité mesuré en TM (rouge) et en TE (noir) pour un angle interne de  $20^\circ$  sur l'échantillon sans barrière. (b) Rapport  $\frac{R_{TM}}{R_{TE}}$  obtenu pour le même angle interne. La baseline est ici tracée en trait continu rouge et le résultat de la régression est tracé en pointillés rouges.

Pour obtenir la contribution du plasmon au spectre de réflectivité, il est nécessaire de mesurer le spectre en polarisation TM,  $R_{TM}$ , et celui en polarisation TE,  $R_{TE}$ . Un exemple de ces mesures est présenté dans le panneau (a) de la figure 4.8. Le rapport  $\frac{R_{TM}}{R_{TE}}$  permet d'obtenir la contribution du plasmon au spectre de réflectivité. Le résultat de ce rapport est tracé dans le panneau (b) de la figure 4.8. Nous pouvons voir ici que le spectre de réflectivité présente une unique résonance de forme lorentzienne comme attendu pour un mode collectif dans une couche fortement dopée. Je montre ainsi que la structure présente un plasmon bidimensionnel dans la couche dopée même en l'absence des barrières d'AlInAs.

La transmission étant nulle dans notre cas, l'absorption sera donnée par  $A = 1 - R$  avec  $R = \frac{R_{TM}}{R_{TE}}$ . Comme présenté dans le chapitre 1, l'absorption du plasmon est une lorentzienne centrée à l'énergie du plasmon,  $A = L(\hbar\omega, \gamma, a_p) = a_p \frac{1}{1 + (\frac{\hbar\omega - \hbar\omega_0}{\hbar\gamma/2})^2}$  avec  $\hbar\omega_0$  le centre de la lorentzienne,  $a_p$  l'amplitude en son centre et  $\hbar\gamma$  sa largeur à mi-hauteur. La réflectivité est elle de la forme  $R = 1 - L(\hbar\omega, \gamma, a_p)$ .

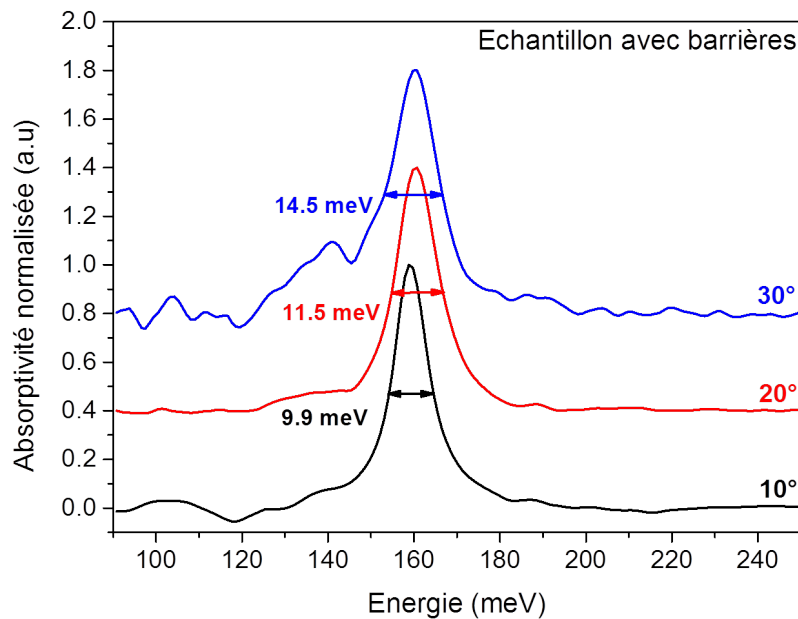
Le spectre de réflectivité obtenu présente une baseline importante. En effet, les conditions expérimentales ne permettent pas d'obtenir une valeur unitaire. Pour corriger cette baseline, nous la considérons comme étant une droite, la forme de la régression permettant la correction est  $x = (a \times \hbar\omega + b)(1 - L(\hbar\omega, \gamma, a_p))$ . Cette régression (et la baseline obtenue) sont présentées dans le panneau (b) de la figure 4.8. Le spectre d'absorption est ensuite obtenu en prenant  $1 - \frac{R_{TM}/R_{TE}}{a \times \hbar\omega + b}$ .



**Figure 4.9** – Spectres d'absorptions, mesurés à différents angles, sur l'échantillon sans barrière grâce au montage expérimental de la figure 4.7.

La figure 4.9 présente trois spectres d'absorption obtenus avec ce traitement sur la structure sans barrières. Ces trois spectres sont mesurés à des angles internes de réflexion de 10° (noir), 20° (rouge) et 30° (bleu). Ces spectres sont normalisés à 1 pour permettre une comparaison aisée. La largeur à mi-hauteur est indiquée pour chaque spectre. Nous pouvons déjà clairement voir l'élargissement se produisant avec l'augmentation de l'angle interne.





**Figure 4.10** – Spectres d’absorption mesurés à différents angles, sur l’échantillon de référence, grâce au montage expérimental de la figure 4.7.

J’ai réalisé les mêmes mesures sur l’échantillon de référence. Les spectres obtenus après le même traitement que précédemment sont présentés dans la figure 4.10. Ces trois spectres sont mesurés à des angles internes de réflexion de  $10^\circ$  (noir),  $20^\circ$  (rouge) et  $30^\circ$  (bleu). De la même manière que précédemment, ils ont été normalisés à 1 et la largeur à mi-hauteur est indiquée sur chaque spectre. Encore une fois l’élargissement est visible à mesure que l’angle interne augmente.

Si nous comparons les spectres d’absorption des deux échantillons, nous voyons qu’il y a un décalage de 5 meV entre les pics plasmoniques des deux échantillons provenant probablement d’une différence de densité électronique entre les deux couches dopées.

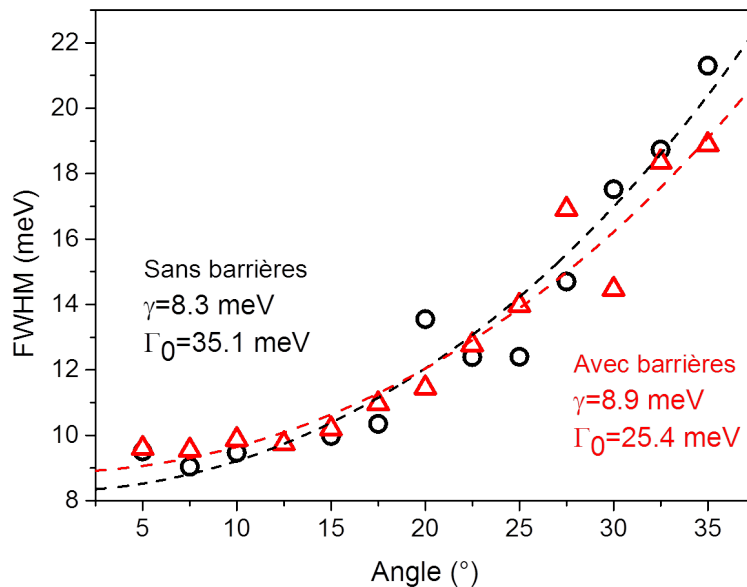
### 4.2.3 Largeur radiative et non radiative

La largeur à mi-hauteur contient deux contributions :  $\Gamma_r(\theta)$  est due aux processus radiatifs et  $\gamma$  provient des processus non-radiatifs. La largeur à mi-hauteur (FWHM) s’écrit :

$$FWHM = \gamma + \Gamma_r(\theta) \quad (4.1)$$

avec  $\Gamma_r(\theta) = \Gamma_0 \frac{\sin^2(\theta)}{\cos(\theta)}$ ,  $\Gamma_0$  est le taux d’émission spontanée donné dans la formule 1.45.

La figure 4.11 présente la FWHM en fonction de l’angle pour les deux échantillons. En points noirs sont tracées les mesures réalisées sur l’échantillon sans barrières et en triangles rouges les mesures sur l’échantillon avec les barrières d’AlInAs. Nous pouvons ici voir que les deux échantillons présentent des caractéristiques d’élargissement similaires (les deux courbes sont quasiment superposées).



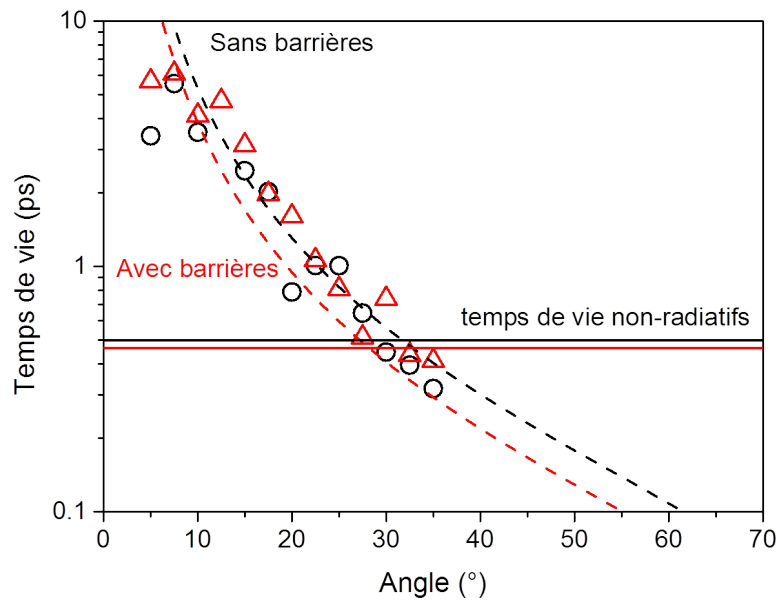
**Figure 4.11** – Largeur à mi-hauteur en fonction de l’angle interne. En noir, la FWHM pour l’échantillon sans barrière et en rouge, la FWHM pour l’échantillon avec barrières. Des régressions suivant le modèle permettent d’obtenir les élargissements non radiatifs  $\gamma$  dans les deux cas.

Des régressions suivant la formule 4.1 en laissant libre les paramètres  $\gamma$  et  $\Gamma_0$  sont réalisées sur les données expérimentales permettant d’obtenir  $\gamma$  quand l’angle  $\theta \rightarrow 0$  et  $\Gamma_0$ . Ces régressions sont présentées en pointillés. Nous obtenons pour la structure sans barrières  $\gamma_{\text{sans barrières}} = 8.3 \text{ meV}$ . Pour la structure avec barrières, nous obtenons  $\gamma_{\text{avec barrières}} = 8.9 \text{ meV}$ . Ces deux valeurs étant très proches, les processus de désexcitation non-radiatif des deux échantillons sont comparables. Les valeurs de  $\Gamma_0$  sont cependant très différentes l’une de l’autre. Pour l’échantillon sans barrières, cela correspond à une densité électronique de  $N_V = 2.13 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Pour l’échantillon avec barrières, cela nous donne  $N_V = 1.52 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Ces valeurs sont dans la marge d’erreur de la croissance. Pour l’échantillon avec barrières, cette densité électronique correspond bien à la position du pic plasmonique (158 meV). Cependant, pour l’échantillon sans barrière cette densité électronique correspond à une résonance à 178 meV contre 153 meV obtenus expérimentalement. Cette différence provient probablement de la dispersion des mesures de la FWHM qui nous donne une erreur importante.

Les paramètres obtenus grâce à la régression présentée dans la figure 4.11 nous permettent de calculer le temps de vie radiatif. En effet, le temps de vie radiatif est directement relié à l’élargissement radiatif par :

$$\frac{1}{\tau_\theta} = \Gamma_0 \frac{\sin^2(\theta)}{\cos(\theta)} \quad (4.2)$$

L’extraction de  $\gamma$  nous permet donc d’obtenir le temps de vie radiatifs en le soustrayant à la FWHM. En comparant le temps de vie radiatif avec le temps de vie non radiatif obtenu



**Figure 4.12** – Temps de vie radiatif calculé grâce aux mesures présentées dans la figure 4.11. En points noirs, le temps de vie radiatif pour l'échantillon sans barrières et en points rouges, le temps de vie radiatif pour l'échantillon avec barrières. Des régressions suivant le modèle sont présentés en traits pointillés. Les temps de vie des processus non radiatifs sont présentés en traits pleins.

grâce à  $\frac{1}{\gamma}$ , il est possible de comparer l'efficacité de ces deux processus.

La figure 4.12 présente les valeurs des temps de vie radiatifs obtenues sur les deux échantillons. Une régression suivant l'équation 4.2 est tracée en pointillés pour les deux structures. Les traits continus représentent le temps de vie non radiatif. Nous pouvons voir que, pour des angles internes supérieurs à  $30^\circ$ , le temps de vie non radiatif est supérieur au temps de vie radiatif.

Dans la section suivante, je vais étudier les propriétés d'émission de la structure sans barrières en injection verticale dans le but de démontrer la possibilité d'obtenir une source de radiation infrarouge superradiante non thermique.

## 4.3 Injection électronique dans la structure sans barrières

### 4.3.1 Fabrication des dispositifs

Dans le but d'étudier l'émission obtenue par injection résonante, j'ai utilisé la structure InP1716 présentée dans la figure 4.4. Les étapes de fabrication du dispositif sont schématisées dans la figure 4.13.

Pour réaliser ce procédé, j'ai mis au point un nouveau masque de lithographie optique permettant d'obtenir les dispositifs présentés dans la figure 4.14. Les avantages de ce nouveau masque seront discutés plus loin dans ce manuscrit.

La première étape de fabrication consiste dans la définition des mesas. Pour cela, j'ai réalisé un enrésinement de la structure par centrifugation. J'ai utilisé dans ce but la résine S1805 pour pratiquer une lithographie optique positive. La résine est ensuite développée, ce qui permet d'obtenir la structure présentée dans le panneau (b) de la figure 4.13. L'étape suivante (c) est une gravure chimique permettant d'isoler électriquement les mesas. Pour cela une solution de  $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$  est utilisée.

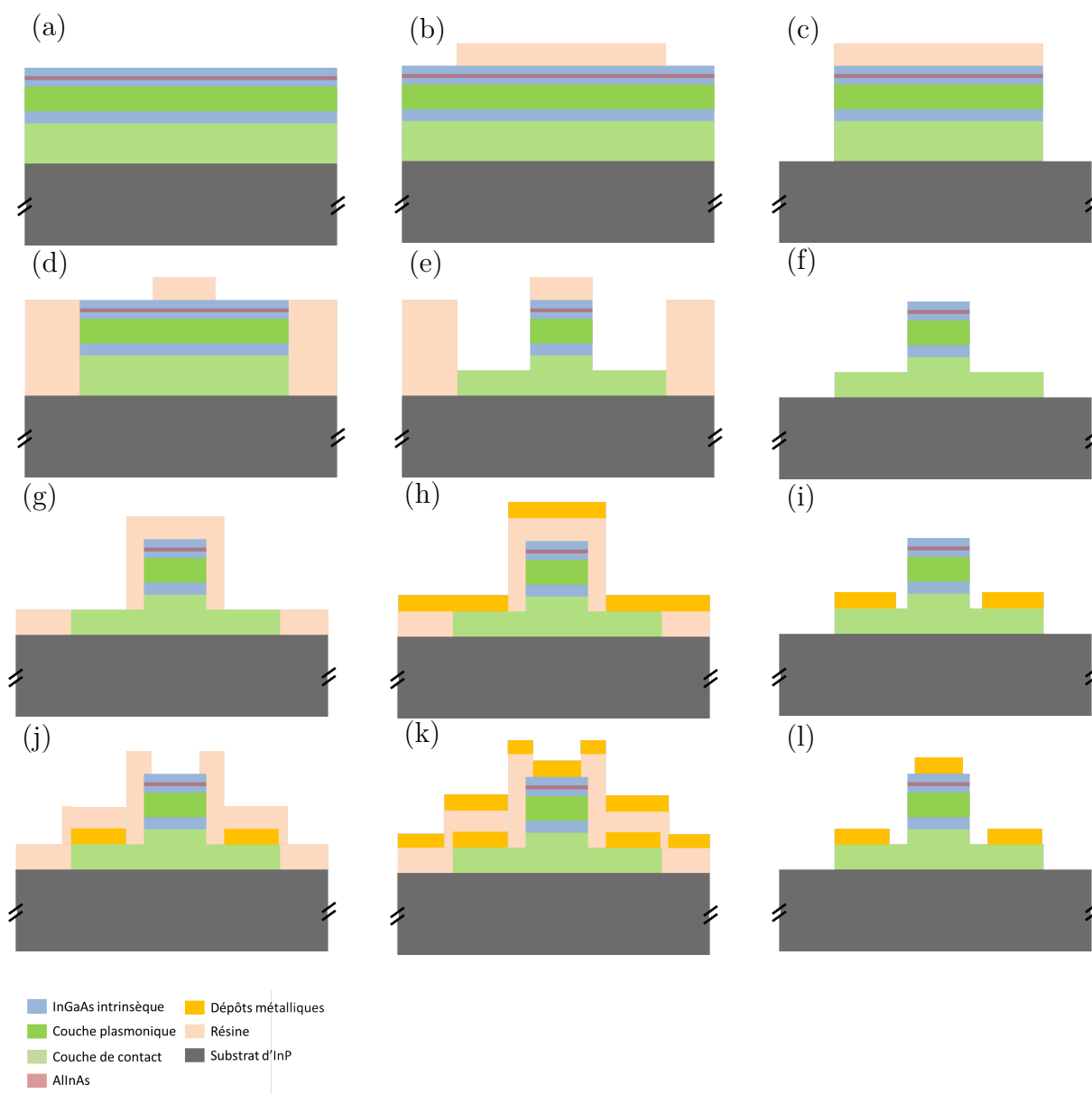
Après nettoyage de la structure à l'acétone, j'ai réalisé une seconde étape d'enrésinement avec une résine AZ5214. Cette résine permet de réaliser une lithographie optique négative pour ouvrir les contacts latéraux (d). Une gravure chimique est ensuite utilisée toujours avec la solution de  $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ . La gravure est arrêtée une fois que la profondeur de gravure correspond à la profondeur de la couche de contact inférieure (e). Après nettoyage à l'acétone, nous obtenons la structure présentée à l'étape (f).

Les étapes suivantes du procédé permettent de réaliser l'évaporation des couches métalliques nécessaires pour connecter électriquement le dispositif. Pour cela, j'ai réalisé un enrésinement, toujours avec une résine AZ5214, ainsi qu'une lithographie négative. Le développement permet d'ouvrir les contacts latéraux. J'ai ainsi obtenu la structure montrée dans le panneau (g). Un décapage ionique permettant d'éliminer les éventuelles oxydations et traces de résine est ensuite réalisé. Une couche de Ti/Au est ensuite évaporée pour permettre la microsoudure (panneau (h)). Après lift-off à l'acétone, nous obtenons la structure schématisée dans le panneau (i). Un dernier dépôt de résine AZ5214 et une lithographie optique négative permettent d'ouvrir le contact supérieur comme présenté en (j). Le même alliage Ti/Au est ensuite évaporé après un autre décapage ionique comme présenté en (k). Un dernier lift-off permet de nettoyer l'échantillon et d'obtenir la structure finale présentée dans le panneau (l) de la figure 4.13.

Des images au microscope optique sont présentées dans la figure 4.14. J'ai réalisé deux tailles de contacts supérieurs durant la fabrication : une partie des dispositifs présentent un contact de  $50\ \mu\text{m}$  de diamètre (panneau (a)), la seconde partie, présentée dans le panneau (b), a des contacts supérieurs de  $100\ \mu\text{m}$  de diamètre. Contrairement aux dispositifs présentés dans le chapitre 2, ici les contacts supérieurs sont des disques. En effet, cette géométrie permet d'avoir une bonne distribution des électrons sur la surface du contact et ainsi d'éviter les points chauds dans les angles d'un contact supérieur rectangulaire. Les contacts latéraux sont eux de taille plus conséquente. Les dispositifs présentés dans le panneau (a) mesurent  $75\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$ , les autres dispositifs  $100\ \mu\text{m} \times 260\ \mu\text{m}$ . Ces contacts latéraux permettent de réaliser aisément les microsoudures.

La difficulté de la fabrication des dispositifs réside dans l'alignement de la lithographie optique des contact supérieurs. En effet, la distance entre le contacts supérieur et les contacts latéraux a été réduite au maximum dans le but de diminuer la composante thermique de l'émission due au trajet des électrons entre le contact supérieur et les contacts latéraux.

Pour finir la fabrication des échantillons, deux étapes sont nécessaires. La première est la réalisation d'une facette sur le substrat pour permettre l'extraction de la lumière. Cela

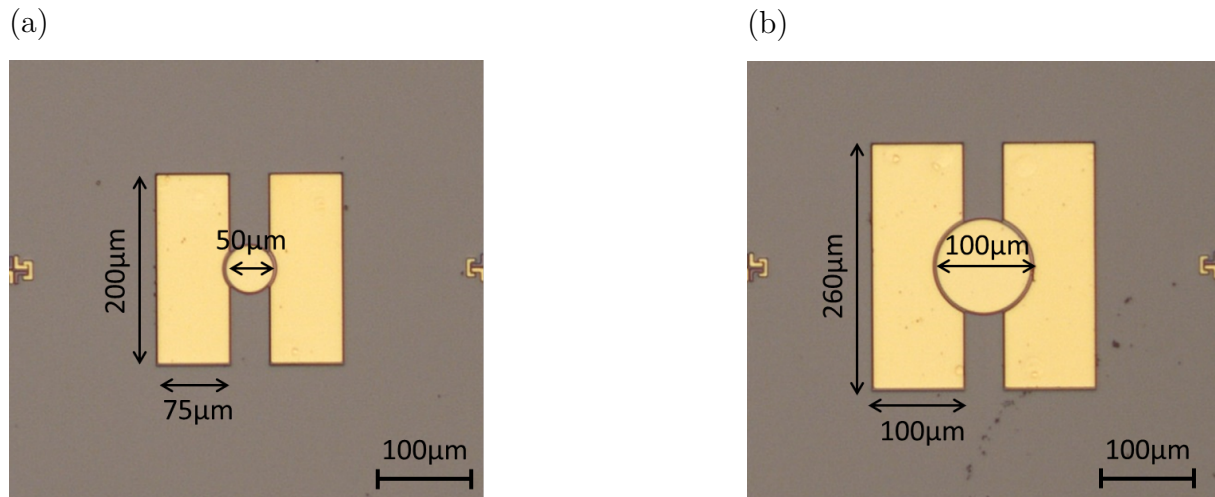


**Figure 4.13** – Schéma représentant les étapes de fabrication des échantillons pour l'injection résonante. (a) Structure initiale. (b) Dépôt de résine positive S1805. (c) Gravure chimique des mesas. (d) Dépôt de résine négative AZ5214 après nettoyage de la résine de l'étape (c). (e) Gravure chimique des contacts latéraux jusqu'à la couche de contact inférieure. (f) Structure après gravure et nettoyage de la résine. (g) Dépôt de résine négative AZ5214 et lithographie avant dépôt des contacts d'or. (h) Décapage ionique et évaporation des contacts métalliques latéraux (Ti/Au). (i) Résultat après Lift-off à l'acétone. (j) Dépôt de résine négative AZ5214 et lithographie optique avant évaporation du contact supérieur. (k) Décapage ionique et évaporation d'or du contact supérieur. (l) Résultat final après lift-off à l'acétone.

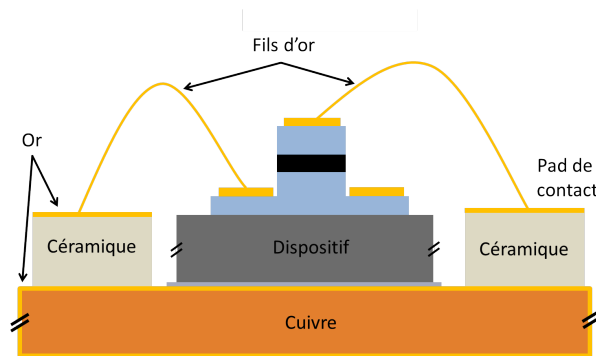
est réalisé par polissage mécanique avec deux disques de polissage possédant des grains différents et permettant d'obtenir un fini avec une rugosité minimale.

J'ai terminé la fabrication en fixant les dispositifs obtenus sur les embases comme schématisé dans la figure 4.15.

Après la réalisation et le montage des échantillons, j'ai étudié les caractéristiques élec-



**Figure 4.14** – Images au microscope optique de deux dispositifs finaux. (a) Dispositif avec un contact supérieur de  $50 \mu\text{m}$  de diamètre. (b) Dispositif avec un contact supérieur de  $100 \mu\text{m}$  de diamètre.



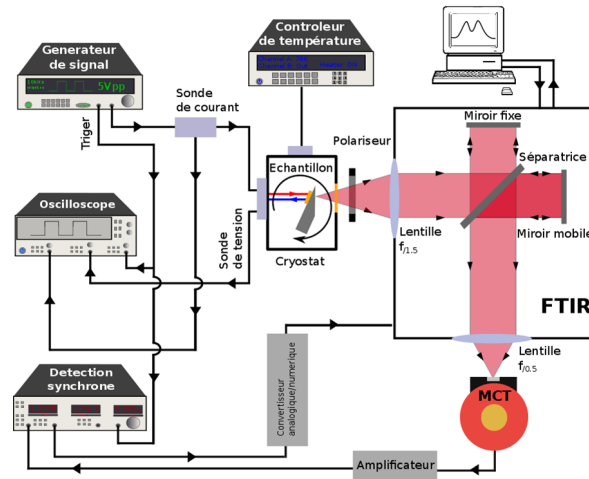
**Figure 4.15** – Schéma de l'échantillon monté sur l'embase. Nous voyons la base de cuivre recouverte d'or, les deux pads de contacts latéraux composés d'une céramique recouverte d'or et les fils d'or utilisés pour la microsoudure des contacts latéraux et du contact supérieur.

triques et optiques de ces dispositifs. Les résultats de ces caractérisations sont présentés dans la section suivante (4.3.2).

### 4.3.2 Caractérisation électrique et optique

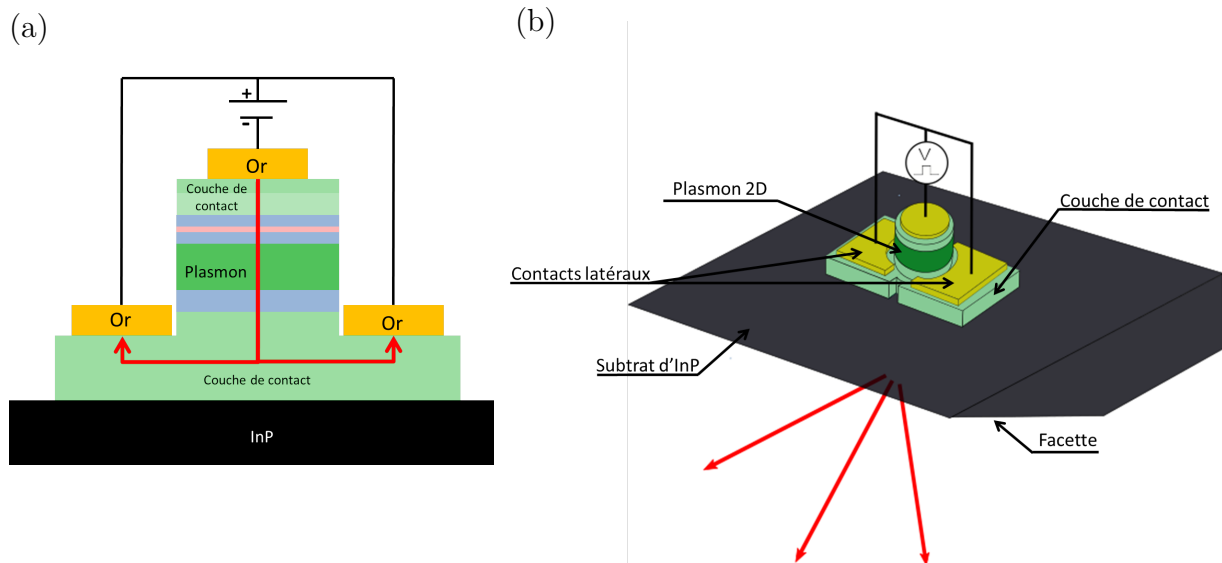
Le montage expérimental est présenté en figure 4.16. L'échantillon est placé dans un cryostat permettant de le refroidir jusqu'à  $78 \text{ K}$  à l'azote liquide. La température est contrôlée par un contrôleur de température, ce qui permet de réaliser des mesures à différentes températures durant le refroidissement. Le cryostat utilisé permet également de réaliser des études d'émission résolue en angle.

La lumière émise par le dispositif sort du cryostat par une fenêtre en ZnSe (séléniure de zinc) possédant une transmission de 80% dans notre gamme de fréquences (données fabricant). Une lentille en germanium  $f_{1.5}$  permet de collimater le faisceau en entrée du FTIR. Les autres composants du montage sont identiques à ceux du montage présenté



**Figure 4.16** – Montage expérimental utilisé pour la mesure des spectres d'émission. L'échantillon est placé dans un cryostat. La tension est appliquée sur le dispositif par un générateur de signal carré. Les caractéristiques électriques sont mesurées via un oscilloscope. La lumière émise est collectée et analysée grâce à un FTIR.

dans la figure 2.15.

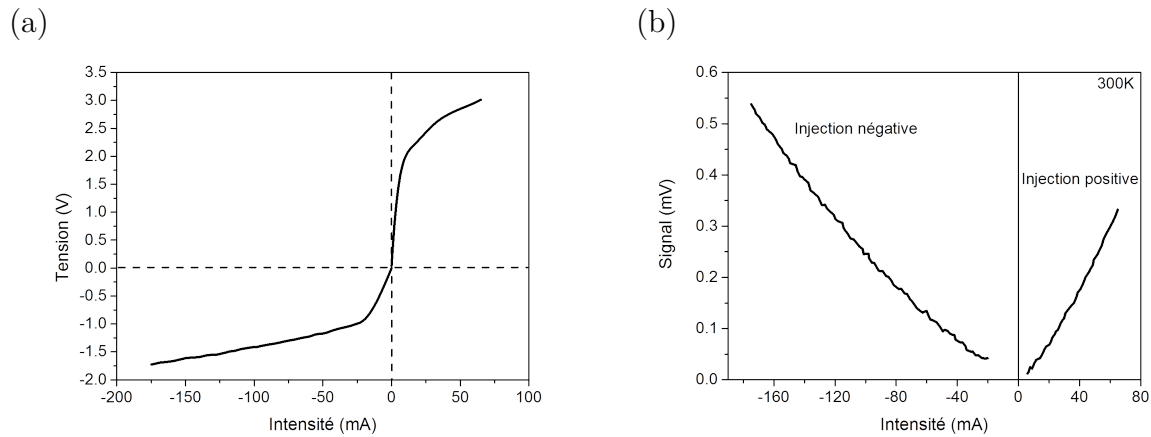


**Figure 4.17** – (a) Schéma en coupe d'un dispositif. La tension appliquée entre le contact supérieur et les contacts latéraux permet d'établir la circulation du courant perpendiculairement à la couche dopée. (b) Schéma en trois dimensions d'un dispositif, la couche dopée est représentée en vert. La facette permettant l'extraction de la lumière est également représentée.

L'application d'un voltage sur l'échantillon grâce au générateur de signal permet d'établir le passage du courant. Dans cette étude, le flux d'électrons est injecté verticalement comme présenté dans le panneau (a) de la figure 4.17. Les électrons sont accélérés par le champ électrique créé via la différence de potentiel appliquée entre le contact supérieur et les contacts latéraux. Le flux électronique interagit avec le plasmon bidimensionnel ce qui permet son émission radiative. Les électrons sont ensuite collectés via la couche de contact inférieure et par les contacts d'or latéraux. Nous voyons dans ce schéma que les

contacts latéraux ne sont pas déposés sur la couche plasmonique. Cela permet de diminuer l'émission thermique du plasmon.

Un schéma complet d'un dispositif est présenté dans le panneau (b) de la figure 4.17. Nous pouvons voir la facette polie sur le substrat d'InP, le contact supérieur circulaire, les deux contacts latéraux ainsi que la couche contenant le plasmon bidimensionnel.



**Figure 4.18** – (a) Caractéristique tension-courant de l'échantillon étudié. Nous voyons ici la présence d'une barrière Schottky présentant une asymétrie entre la partie positive et négative. (b) Signal mesuré (polarisé TM) en fonction de l'intensité injectée dans l'échantillon (positive et négative).

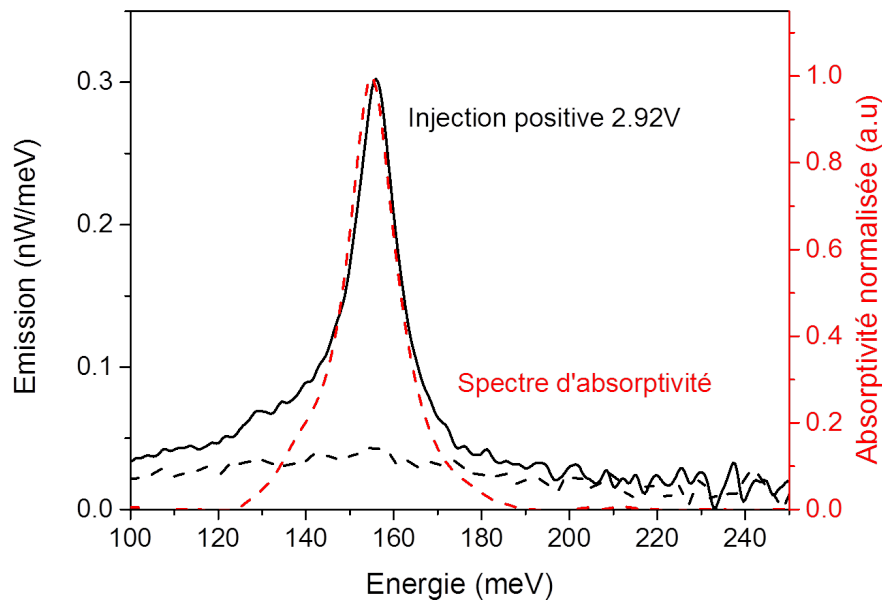
La première caractérisation que j'ai réalisée est une caractérisation électrique de l'échantillon sans barrières. Pour cela, j'ai mesuré la caractéristique tension-courant (V-I) de l'échantillon à 300 K avec une modulation en fréquence de l'injection de 10 kHz et 50% de taux de répétition. La tension et l'intensité sont mesurées sur l'oscilloscope comme décrit plus haut.

Nous voyons ainsi que la caractéristique électrique mesurée, et présentée dans le panneau (a) de la figure 4.18, présente une barrière Schottky d'une hauteur de 2 V dans sa partie positive. Dans le but de vérifier la symétrie électrique de notre système, j'ai réalisé la même mesure avec un voltage négatif. Dans ce cas, la hauteur de la Schottky est plus faible, elle s'établit à -1 V. Ce résultat est étonnant. En effet, la structure de l'échantillon avait été pensée pour obtenir une caractéristique électrique linéaire (pas de présence de barrière et contacts ohmiques). En réalité, le processus de fabrication et notamment l'étape de décapage ionique (IBE) lors du dépôt du contact supérieur modifie les états de surface de l'échantillon et amène à la création de cette barrière. Ce phénomène a été mis en lumière durant le stage de Riccardo Cacocciola. Les mesures qu'il a réalisées sont présentées dans l'annexe 4.4.2.

La luminescence (L) en fonction de l'intensité injectée (I) a également été mesurée sur l'échantillon sans barrière. Le but de cette mesure est de vérifier si l'injection est non thermique à température ambiante ou si une composante thermique subsiste. Le résultat de cette mesure est présenté dans le panneau (b) de la figure 4.18. En injection positive, la caractéristique L-I est déjà quasi linéaire. C'est également le cas en injection négative. Dans les deux cas une légère surlinéarité est présente due à une composante thermique résiduelle provenant du transport électronique dans la couche de contact inférieure.



La linéarité des L-I est une première indication du caractère résonant de cette injection. Une caractérisation plus approfondie de son caractère non thermique sera présentée dans la section 4.3.3.



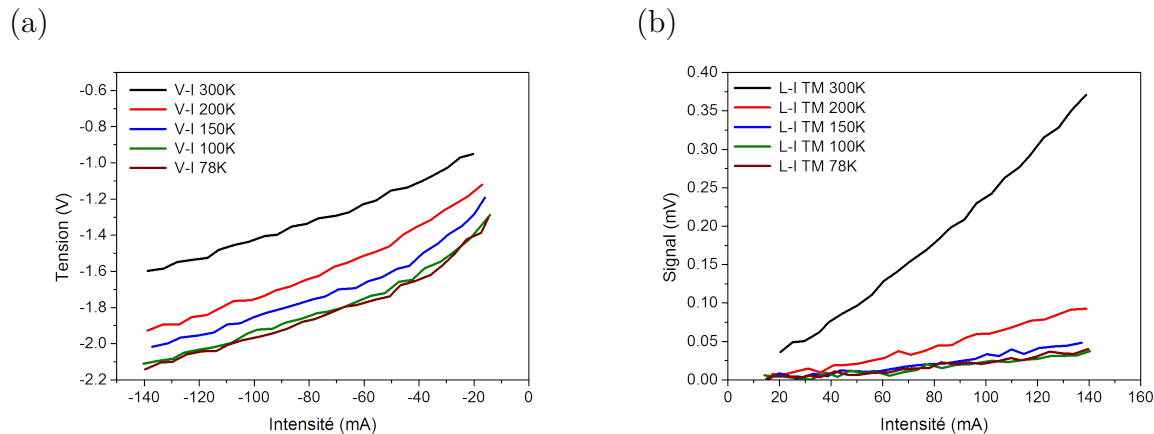
**Figure 4.19** – Noir : Spectre obtenu à température ambiante pour une injection positive de 2.92 V et un angle interne de  $20^\circ$ . Les spectres en polarisation TM et TE sont présentés respectivement en trait plein et en pointillés. Le pic plasmonique est clairement visible et le niveau de signal en TE est très faible. Rouge : Spectre d'absorption obtenu pour un angle de  $20^\circ$

La figure 4.19 montre les spectres d'émission que j'ai obtenus sur l'échantillon sans barrières en polarisation TM (trait noir plein) et en polarisation TE (trait noir pointillés) avec une injection verticale positive de 2.92 V à 300 K et avec un angle d'émission de  $20^\circ$ . La modulation électrique appliquée ici est de 10 kHz avec un taux de répétition de 50 %. L'émission du mode plasmonique est clairement visible en polarisation TM.

Si nous comparons avec un spectre d'absorption de l'échantillon (présenté en pointillés rouges dans la figure 4.19) au même angle, nous voyons clairement le pic correspondant au mode plasmonique à 155 meV. La composante TE, correspondant à l'émission thermique du réseau cristallin, est tracée en traits pointillés.

Nous voyons donc grâce à cette mesure que nous sommes parvenus à obtenir l'émission d'un plasmon bidimensionnel dans une structure sans barrières sous injection verticale. Il est également important de noter que l'émission est ici majoritairement polarisée en TM (composante TE très faible). Pour montrer qu'il s'agit ici d'une excitation résonante et non thermique, il est nécessaire de réaliser une caractérisation de l'émission en température pour les raisons présentées dans la section 4.1. Pour cela des mesures de luminescence en fonction de l'intensité électrique et des mesures spectrales ont été réalisées à différentes températures jusqu'à 78 K. Les résultats de ces mesures sont présentés dans la section suivante.

### 4.3.3 Caractère non thermique de l'excitation



**Figure 4.20** – (a) Caractéristique tension-courant (V-I) de la structure à différentes températures (entre 300K et 78K), en injection négative. (b) Signal émis en fonction de l'intensité injectée dans l'échantillon (L-I). L'émission devient constante à partir de 100 K.

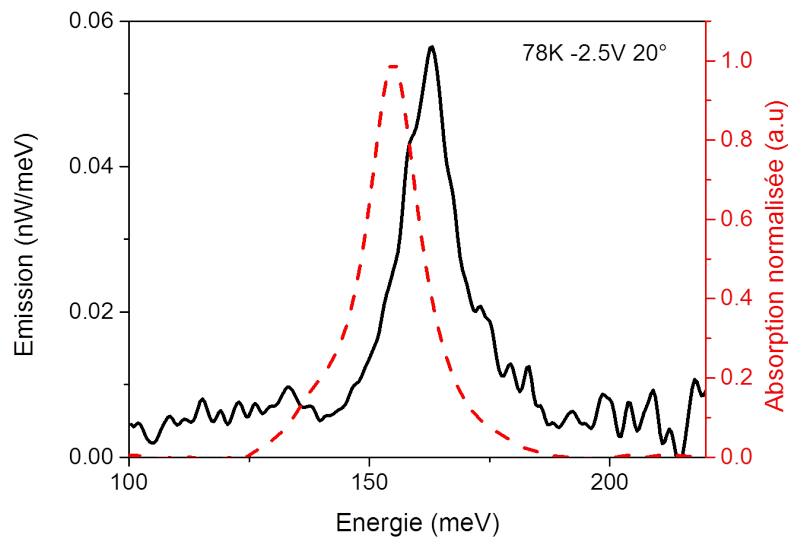
J'ai donc réalisé une étude de la dépendance en température de l'émission. Les caractéristiques V-I et L-I mesurées à 300 K, 200 K, 150 K, 100 K et 78 K sont présentées dans la figure 4.20. Le panneau (a) montre la variation de la caractéristique tension-courant avec la température. Nous voyons que la hauteur de la barrière Schottky augmente avec la diminution de la température. Les mesures de luminescence en fonction de l'intensité (L-I) nous montrent la stabilisation de l'émission à partir de 150 K. De plus, la caractéristique surlinéaire, visible dans la L-I de la figure 4.18 panneau (b), disparaît complètement avec la diminution de la température. Ce fait montre la disparition complète de la composante thermique de l'émission.

La conservation d'un signal à basse température m'a permis de mesurer des spectres pour vérifier que l'émission obtenue à basse température correspond bien à l'émission du plasmon. De plus, ces mesures permettront également de vérifier si la composante thermique (TE) a complètement disparu. La figure 4.21 montre un spectre obtenu à 78 K sous une tension de -2.5 V modulée à 10 kHz et 50% de taux de répétition. L'angle d'émission interne choisi pour la mesure de ce spectre est de  $20^\circ$ . Nous voyons clairement ici un pic d'émission à 160 meV correspondant à l'émission du plasmon. La composante TE de l'émission n'est ici pas montrée car elle est nulle. Le rapport signal/bruit est également très bon. La comparaison avec le spectre d'absorption à 300 K présenté en rouge montre qu'un décalage en énergie de 6 meV est présent entre les deux spectres (dû au changement de température entre les deux mesures). La FWHM est cependant conservée.

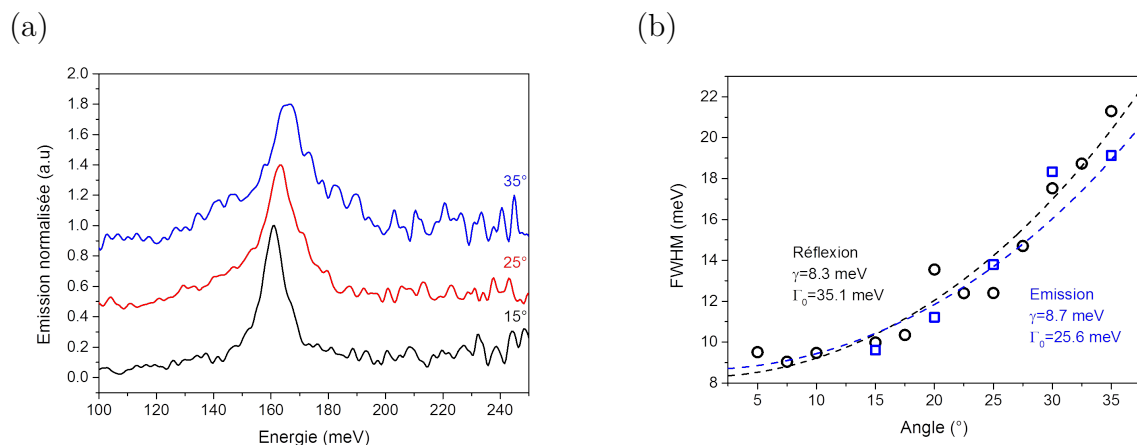
Les mesures des L-I et du spectre d'émission à 78 K montrent clairement le caractère non thermique de l'émission plasmonique. Nous voyons donc ici que le régime d'excitation est bien résonant.

### 4.3.4 Émission résolue en angle

J'ai réalisé une étude en émission résolue en angle dans le but de la comparer avec l'étude en réflexion présentées dans la section 4.2.2.



**Figure 4.21** – Noir : spectre mesuré à 78 K avec une injection de -2.5V et à 20° d'angle interne. Le pic plasmonique reste clairement visible. Rouge pointillé : spectre d'absorption normalisé obtenu pour un angle de 20°.

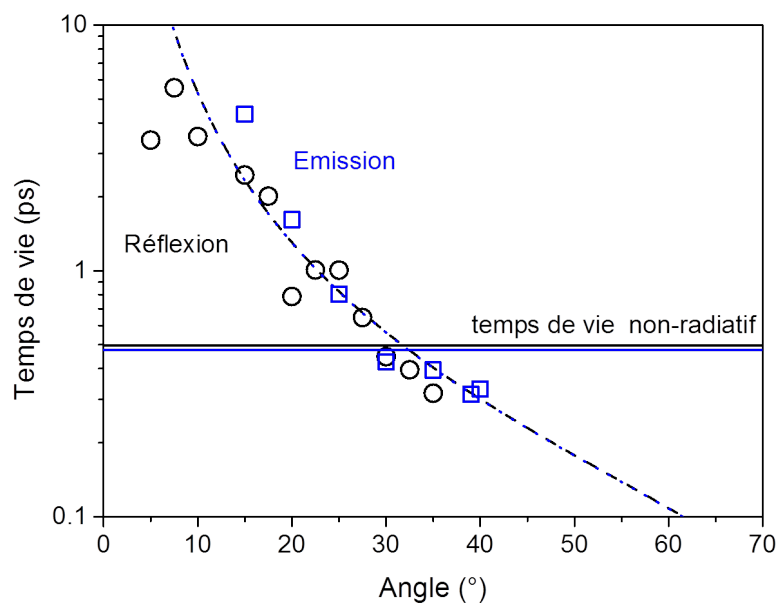


**Figure 4.22** – (a) Exemples de spectres d'émission, mesurés à différents angles et à 78 K, sur l'échantillon sans barrières grâce au montage expérimental de la figure 4.16. (b) Largeur à mi-hauteur en fonction de l'angle interne. En points bleus, la FWHM mesurée à chaque angle, superposée aux mesures en réflexion. Un fit suivant la formule 4.1 permet, de nouveau, d'obtenir l'élargissement non radiatif  $\gamma$ .

Le panneau (a) de la figure 4.22 montre trois spectres obtenus à des angles internes de 35° (bleu), 25° (rouge), 15° (noir). Il faut noter ici que ces spectres sont réalisés à une température de 78 K à -3 V et 310 mA (sur la partie linéaire de la caractéristique V-I). Nous voyons ici que la FWHM augmente progressivement avec l'augmentation de l'angle interne.

Les résultats de ces mesures sont tracés en carrés bleus dans le panneau (b) de la figure 4.22. Ces mesures ont toutes été réalisées dans les mêmes conditions expérimentales (78 K, 3 V et 310mA). Les pointillés bleus représentent la régression par la formule 4.1. Nous

voyons ici que la variation de FWHM mesurée en émission suit bien la même dépendance en  $\frac{\sin^2(\theta)}{\cos(\theta)}$  observée précédemment. Nous pouvons donc extraire la largeur non-radiative en prenant la valeur de  $\gamma$  quand l'angle interne d'émission  $\theta$  tend vers  $0^\circ$ . La valeur obtenue est de  $\gamma = 8.7$  meV, ce qui est proche des valeurs obtenues dans la section 4.2.3. La valeur de  $\Gamma_0$  est elle différente de celle obtenue lors des mesures en réflexion et correspond à une densité électronique de  $N_v = 1.53 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Cette valeur est très proche de celle obtenue pour l'échantillon en réflexion avec barrières et correspond bien à la position en énergie du pic plasmonique obtenu en émission à 78 K (en tenant compte du décalage en énergie provenant du changement de température). La valeur de  $\Gamma_0$  obtenue sur l'échantillon sans barrières est donc probablement surévaluée.



**Figure 4.23** – Temps de vie radiatif calculé grâce aux mesures présentées dans la figure 4.22. En points bleus, le temps de vie radiatif obtenu par les mesures d'émission en angle. Les mesures en réflexion sont présentées noir. Une régression suivant la formule 4.2 est présentée en traits pointillés bleus. Le temps de vie non radiatif est présenté en trait plein bleu.

Cette étude en angle permet d'extraire, comme dans l'étude en réflexion présentée dans la section 4.2.3, le temps de vie radiatif et de le comparer au temps de vie non-radiatif obtenu grâce à la valeur de  $\gamma$ . Les résultats sont présentés en points bleus dans la figure 4.23. La régression suivant la formule 4.2 est tracée en traits pointillés bleus. Le temps de vie non radiatif est quant à lui représenté par le trait continu bleu. Il vaut ici 4.77 fs, ce qui est très proche des valeurs obtenues en réflexion. Les résultats obtenus en émission sont superposés avec les résultats en réflexion. Le temps de vie radiatif passe ici encore une fois sous le temps de vie des processus non radiatifs. Cela se produit à un angle de  $32^\circ$ . Au dessus de cet angle, l'émission devient le processus de relaxation privilégié du plasmon.

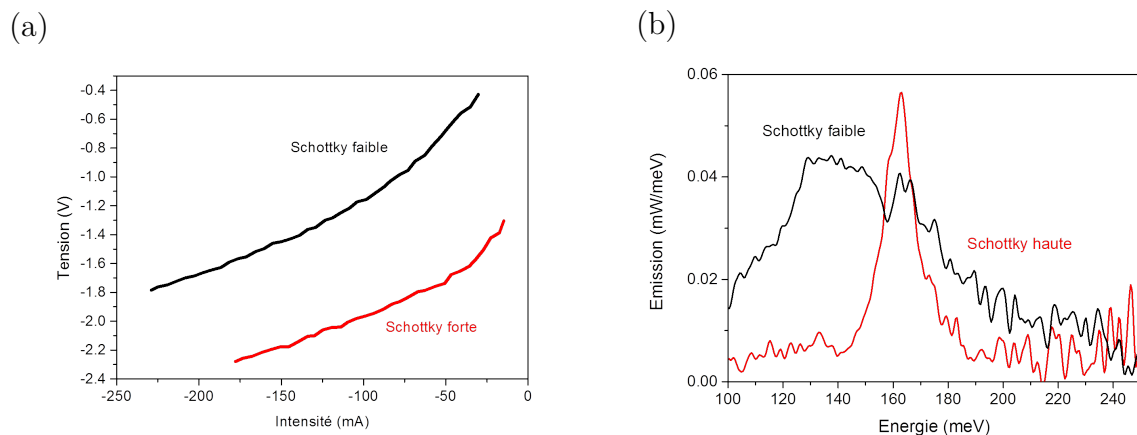
J'ai montré plusieurs éléments importants lors de ces mesures. Premièrement, nous avons vu la possibilité d'obtenir une émission plasmonique via un processus non thermique (i.e

une excitation résonante) grâce à l'interaction entre un flux électronique et le plasmon. Deuxièmement, cette émission plasmonique provient d'une structure sans barrières ce qui est une première. J'ai également montré que l'émission pouvait devenir le processus de relaxation privilégié du plasmon dans ce type de structure.

Ces mesures soulèvent également un point important concernant la caractéristique électrique nécessaire pour obtenir l'émission du plasmon en injection résonante. En effet, comme montré dans la section 4.3.2, les dispositifs présentant une émission plasmonique montre une barrière Schottky dans leurs caractéristiques V-I. Ce point soulève un interrogatoire sur la nécessité de cette barrière pour obtenir l'émission sous injection résonante et fera l'objet de la section suivante.

### 4.3.5 Rôle de la barrière Schottky

Nous pouvons voir la nécessité de la barrière Schottky grâce à l'étude de deux dispositifs dont les structures sont similaires (InP1716) mais dont les hauteurs de barrière Schottky sont différentes. Leurs caractéristiques V-I sont présentées dans le panneau (a) de la figure 4.24

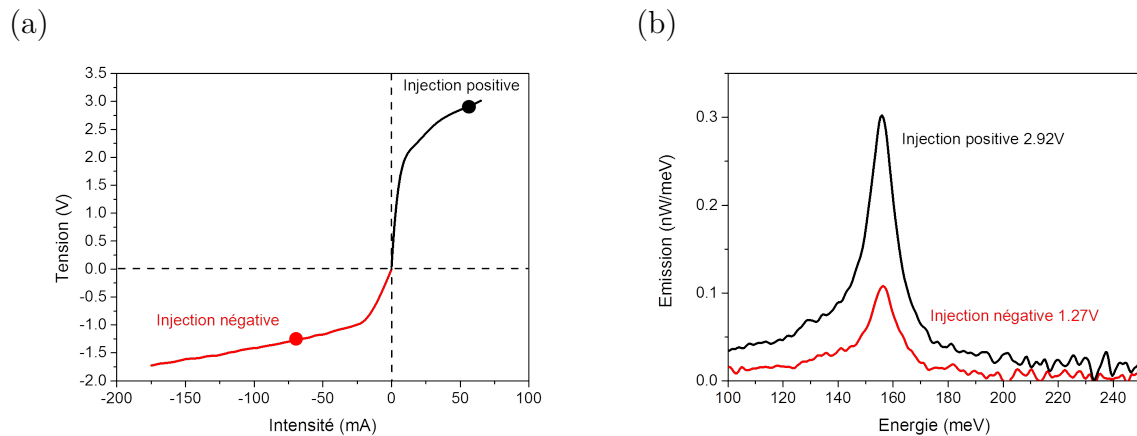


**Figure 4.24** – (a) Caractéristique V-I d'un dispositif avec une barrière Schottky élevée (rouge) et d'un dispositif avec une barrière Schottky faible (noir). (b) Spectres d'émission en polarisation TM et à 78 K correspondants aux deux dispositifs.

Des exemples de spectres d'émissions de ces deux dispositifs sont présentés dans le panneau (b) de la figure 4.24. Pour le dispositif avec la barrière Schottky faible (courbe noire) le voltage appliqué est de -2.2 V et l'intensité est de 509 mA. Pour le dispositif avec la barrière Schottky élevée (courbe rouge), le voltage appliqué est de -2.5 V et l'intensité est de 224 mA. Les mesures ont été réalisées à 78 K. Nous voyons que, pour le dispositif avec une Schottky faible, le spectre d'émission ne présente pas de pic plasmonique. A contrario, pour un dispositif avec une barrière Schottky plus importante, le pic d'émission plasmonique est parfaitement défini.

L'obtention de l'émission plasmonique est donc très sensible à la caractéristique électrique des dispositifs. Nous pouvons également mettre en lumière une dépendance intéressante entre la hauteur de barrière Schottky et l'émission plasmonique.

J'ai mis cela en évidence en utilisant l'asymétrie de la caractéristique V-I de l'échantillon sans barrières d'AlInAs. Cette caractéristique est présentée dans le panneau (a) de la figure 4.25. Grâce à cela, il est possible de mesurer des spectres d'émission à courant constant mais pour des valeurs de tension appliquées différentes. Pour réaliser cette comparaison, j'ai réalisé des spectres à 300 K avec une tension de 2.92 V pour l'injection positive et -1.27 V pour l'injection négative. Cela correspond à une intensité de 60 mA pour les deux cas. Les points de mesure correspondants sont indiqués sur la caractéristique V-I du panneau (a). Les spectres d'émission obtenus dans les deux cas sont montrés dans le panneau (b) de la figure 4.25.



**Figure 4.25** – (a) Caractéristique V-I de l'échantillon sans barrière à 300 K. Les points de mesure des spectres sont indiqués par les points rouges sur les courbes. (b) Spectres d'émission en polarisation TM correspondants aux deux points de mesure indiqués dans le panneau (a).

Nous voyons dans le panneau (b) de la figure 4.25 que le spectre d'émission du plasmon en polarisation TM avec une tension appliquée de 2.92 V (courbe noire) nous donne une puissance émise supérieure à l'émission obtenue pour une injection de -1.27 V (courbe rouge). J'ai donc montré que la puissance optique émise par le dispositif ne dépend pas du nombre d'électrons injectés dans la structure (intensité constante). Le processus d'émission n'étant pas thermique, la puissance émise ne dépend probablement pas de la puissance électrique injectée, mais plutôt de l'énergie cinétique des électrons injectés (au travers du voltage appliqué).

J'ai montré que nous sommes en mesure d'obtenir l'émission du plasmon de manière non thermique et que la puissance émise semble dépendre du voltage appliqué à parité de courant. Pour augmenter leur énergie cinétique tout en conservant leur nombre, il est nécessaire d'augmenter la hauteur de la barrière Schottky. Pour réaliser cela et étudier l'impact de ce paramètre sur l'émission, j'ai réalisé des études en voltage, à basse température sur deux échantillons possédant des barrières d'AlInAs de différentes épaisseurs. La différence d'épaisseur des barrières va impliquer une différence dans la hauteur des barrières Schottky. Les résultats de ces mesures sont présentés dans la section 4.4.

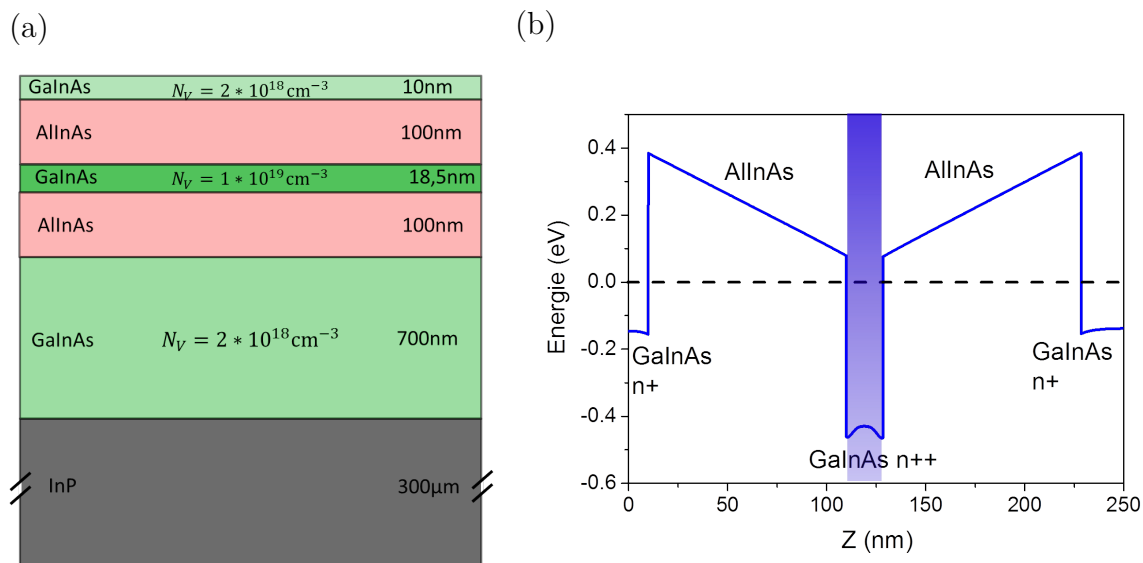
## 4.4 Injection électronique à travers une barrière

Je vais maintenant m'intéresser aux caractéristiques électriques nécessaires pour exciter le plasmon de façon résonante. En se basant sur les observations réalisées sur l'échantillon

précédent j'ai pu identifier la nécessité de la barrière Schottky pour obtenir une émission du plasmon. Pour comprendre comment fonctionne ce mécanisme d'excitation, j'ai réalisé une étude sur deux nouveaux échantillons, possédant des barrières de deux épaisseurs différentes (100 nm et 200 nm). Le but est ici de vérifier en premier lieu si nous obtenons les mêmes résultats que précédemment (i.e l'émission d'un plasmon sous excitation résonante) et que cette émission dépend de la présence d'une barrière Schottky dans la caractéristique V-I. Nous étudierons ensuite l'effet de la hauteur de cette barrière pour voir si l'augmentation de la hauteur de la barrière, et donc une augmentation du voltage appliqué à parité de courant entre les deux échantillons, entraîne une augmentation de la puissance optique émise ou si nous sommes plutôt dans le cas d'un effet de seuil.

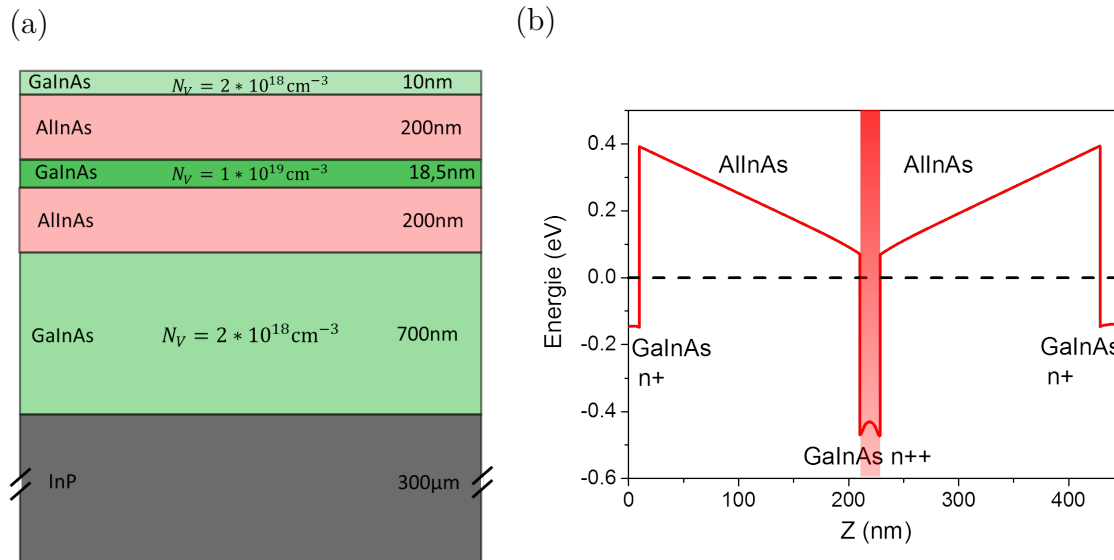
#### 4.4.1 Présentation des échantillons

Pour réaliser cette étude, j'ai utilisé deux échantillons différents, possédant tout deux le même puits quantique mais avec des barrières d'épaisseurs différentes. La première structure (InP1641) possède un puits quantique d'InGaAs de 18.5 nm fortement dopé ( $1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ ). Ce puits quantique est entouré de barrières d'AlInAs de 100 nm d'épaisseur. Une couche de contact basse composée d'InGaAs de 700 nm d'épaisseur est présente, ainsi qu'une couche de contact supérieur de 10 nm, toutes deux dopées à  $2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ . Un schéma de la structure est présenté dans le panneau (a) de la figure 4.26, le profil de bande de conduction est montré dans le panneau (b).



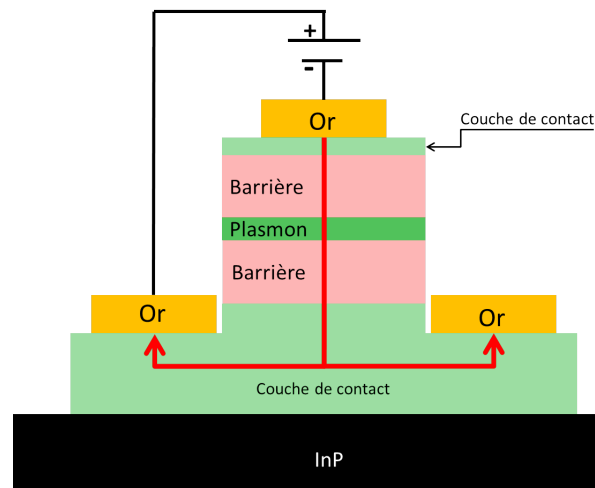
**Figure 4.26** – (a) Schéma de la structure avec petites barrières (InP1641) représentant les différentes couches de l'échantillon. (b) Structure de bande de la structure. L'énergie de Fermi est présentée en traits pointillés.

La seconde structure (InP1640) possède le même puits quantique d'InGaAs de 18.5 nm fortement dopé à  $1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ . Les couches de contact supérieur et inférieur sont également identiques à celles de l'échantillon précédent. Les barrières entourant le puits quantique sont cette fois-ci d'une épaisseur supérieure. Elles sont composées d'AlInAs d'une épaisseur de 200 nm. Un schéma de la structure ainsi que le profil de bande de conduction sont représentés respectivement dans les panneaux (a) et (b) dans la figure 4.27.



**Figure 4.27** – (a) Schéma de la structure avec grandes barrières (InP1640) représentant les différentes couches de l'échantillon. (b) Structure de bande de la structure, l'énergie de Fermi est présenté en trait pointillés.

Les dispositifs ont été réalisés en salle blanche par Riccardo Cacocciola durant son stage au sein de l'équipe. La première étape de fabrication a consisté en la réalisation de mesas circulaires. Contrairement aux dispositifs précédents, il n'y a ici pas de contacts latéraux. Le plan de masse est pris sur l'ensemble de la couche de contact inférieur par une évaporation de Ti/Au. Les contacts supérieurs sont des disques évaporés sur la couche de contact supérieur et sont également composés de Ti/Au. Un schéma de la structure obtenue après le procédé de fabrication est montré dans la figure 4.28.

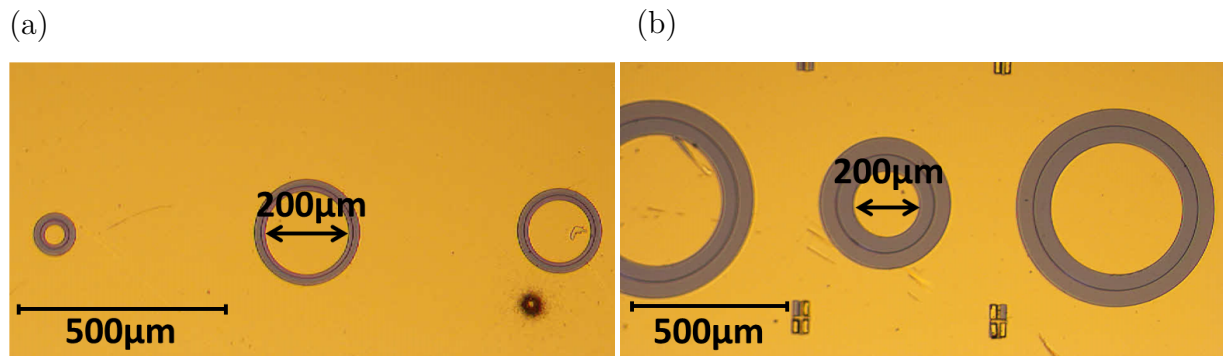


**Figure 4.28** – Schéma en coupe d'un dispositif. La tension appliquée entre le contact supérieur et la couche de contact basse permet d'établir le passage du courant perpendiculairement au puits quantique.

Le substrat des échantillons est ensuite poli de façon à obtenir une facette permettant l'extraction de la lumière. Les facettes sont réalisées avec un angle de polissage de  $45^\circ$ . Les contacts supérieurs ont des diamètres de  $200 \mu\text{m}$  pour faciliter la microsoudure. Des



images au microscope optique des deux échantillons obtenus sont présentées dans la figure 4.29.



**Figure 4.29** – Images au microscope optique des dispositifs obtenus après le procédé de fabrication : (a) InP1640, (b) InP1641.

Les dispositifs sont ensuite fixés sur le même type d'embase que celle présentée dans la figure 4.15. Des microsoudures sont ensuite réalisées, sur le contact supérieur et le plan de masse, pour permettre de connecter le dispositif. Le montage expérimental est également identique à celui utilisé dans les mesures précédentes de ce chapitre.

#### 4.4.2 Résultats expérimentaux

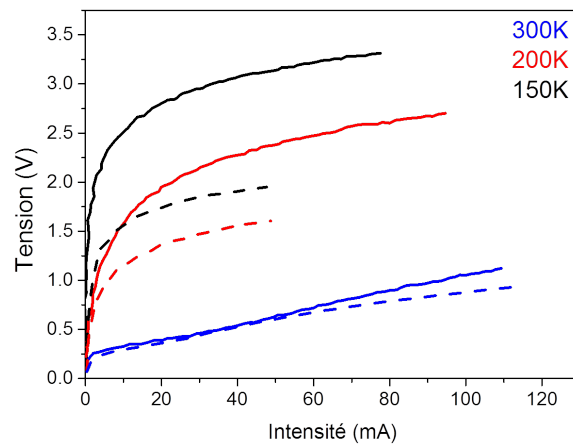
Je souhaite ici isoler l'effet du voltage (et donc l'effet de l'énergie cinétique des électrons injectés) sur l'émission. L'étude portant sur l'injection résonante, il est important dans un premier temps de limiter les effets thermiques liés au transport électronique dans la couche de contact inférieur. Il est pour cela possible d'augmenter la fréquence de modulation du courant injecté comme présenté dans le chapitre 3.

Je me suis donc placé à 100 kHz, pour étudier le comportement des deux dispositifs. Les deux échantillons possédant des barrières d'AlInAs différentes, les caractéristiques V-I présentent des barrières Schottky différentes. Cela est notamment visible dès lors que la température diminue comme montré dans la figure 4.30.

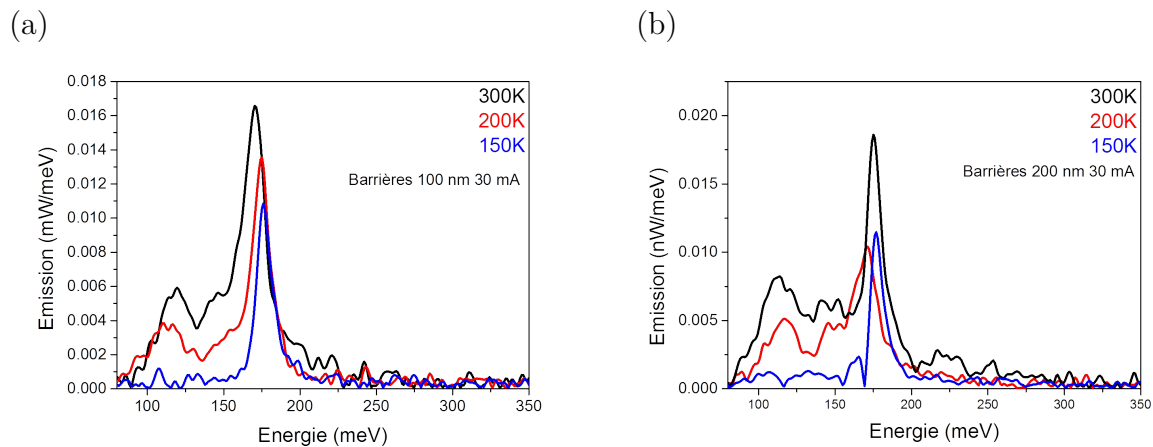
Nous voyons une augmentation de la hauteur de barrière Schottky avec la diminution de la température pour les deux échantillons. Nous observons également, à basse température, qu'il y a une grande différence entre les V-I des deux échantillons. La hauteur de barrière Schottky pour l'échantillon avec les barrières de 200 nm est bien plus importante que sur l'échantillon avec les barrières de 100 nm.

Nous pouvons aussi remarquer dans la figure 4.31 que la composante thermique large disparaît complètement à 150 K. Le pic plasmonique est cependant toujours présent. De plus, la figure 4.32, présentant les caractéristiques L-I des deux échantillons montre la linéarité de l'émission en fonction du courant à 150 K. Cela montre bien que l'émission que j'obtiens avec ces deux dispositifs est un processus totalement résonant à partir de 150 K.

Nous pouvons remarquer ici que les mesures sur les deux échantillons n'ont pas été réalisées sur la même plage de voltage. Les V-I sur les échantillons avec des barrières de 100 nm

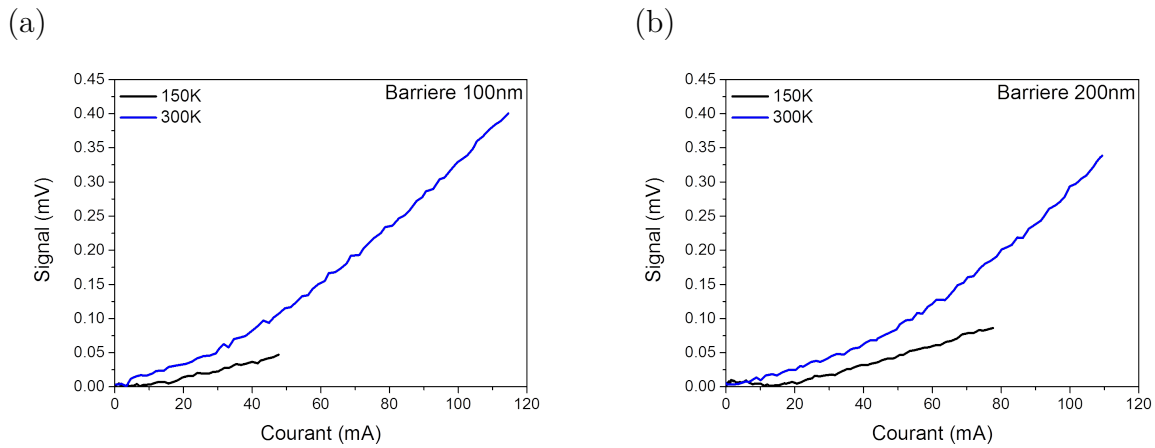


**Figure 4.30** – Caractéristiques V-I à différentes températures des deux échantillons. En traits pointillés les résultats pour l'échantillon avec les barrières de 100 nm, en traits continus les résultats pour l'échantillon avec les barrières de 200 nm



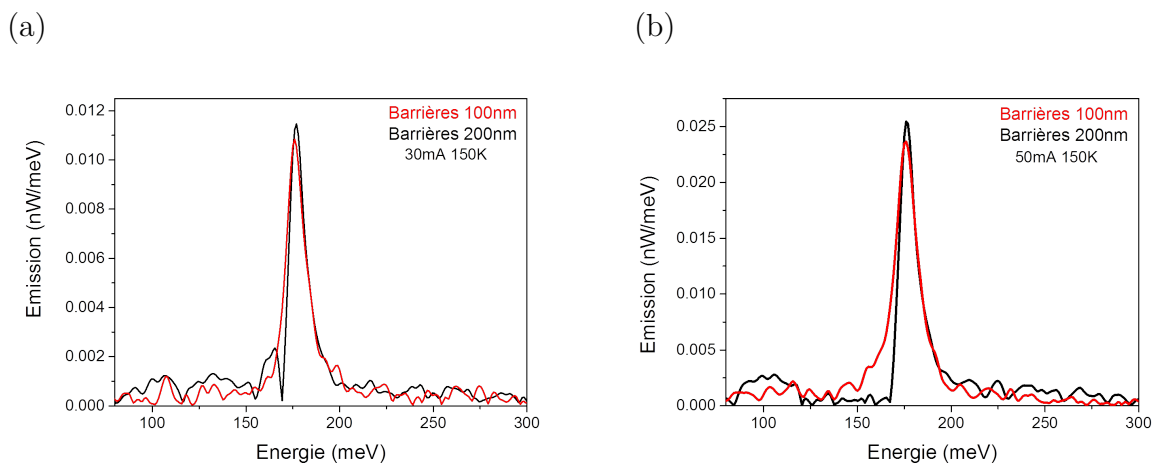
**Figure 4.31** – (a) Spectres à différentes températures obtenus pour un courant injecté de 30 mA sur l'échantillon avec barrière de 100 nm. (b) Spectres à différentes températures obtenus pour un courant injecté de 30 mA sur l'échantillon avec barrière de 200 nm.

n'ont pas été mesurés à des voltages supérieurs à 2 V appliqués sur l'échantillon. Cela est dû au champ électrique de rupture de l'AlInAs. En effet, ici les barrières d'AlInAs peuvent être vues comme des condensateurs avec une armature (l'interface couche de contact haute/barrière AlInAs) portée à un potentiel +V et une autre (interface barrière AlInAs/ InGaAs dopé) avec un potentiel nul. Ainsi, il est possible de calculer le voltage de rupture du matériau connaissant son champ de rupture  $E_{rupture}$ . Pour l'AlInAs il est de  $E_{rupture} \approx 2 \times 10^5 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ . Si nous calculons le voltage appliqué correspondant à cette valeur par  $\Delta V = E_{rupture} \times d$  (avec  $\Delta V$  la différence de potentiel appliquée sur la barrière et  $d$  son épaisseur), cela correspond à un voltage appliqué de 2 V pour la structure avec les barrières de 100 nm et de 4 V pour la structure avec les barrières de 200 nm. Ce résultat est en accord avec nos observations. En effet, les échantillons se détériorent pour des voltages appliqués supérieurs à ces valeurs. La signature de ce phénomène est une variation brutale de la barrière Schottky (décroissance brutale).



**Figure 4.32** – Signal émis par l'échantillon à 300 K et 150 K (bleu et noir respectivement) pour l'échantillon avec les barrières de 100 nm (a) et 200 nm (b).

Bien que je n'ai pas pu réaliser des mesures à fort voltage, j'ai réalisé des mesures au dessus de la barrière Schottky pour les deux échantillons. J'ai ainsi mesuré des spectres à parité de courant injecté (30 mA et 50 mA) sur les deux échantillons à 150 K. Les résultats de ces mesures sont présentés dans la figure 4.33.



**Figure 4.33** – (a) Spectres obtenus à 30 mA, 150 K et 100 KHz de modulation. Cela correspond à un voltage de 1.8 V et 3 V pour les échantillons avec respectivement petites barrières et grandes barrières. (b) Spectres obtenus à 50 mA, 150 K et 100 KHz de modulation. Cela correspond à un voltage de 1.9 V et 3.1 V pour les échantillons avec respectivement petites barrières et grandes barrières.

Les voltages appliqués correspondant aux différentes valeurs de courant sont résumés dans le tableau 4.1. Nous voyons un fait important dans ces spectres. Dans les deux cas étudiés les amplitudes des pics plasmoniques sont identiques. Nous voyons ainsi que le voltage (et donc l'énergie cinétique des électrons injectés) n'a pas d'effet notable sur la puissance émise par le dispositif. Nous ne voyons pas non plus de décalage en énergie ni d'augmentation de l'amplitude du pic plasmonique à parité de courant. Nous ne sommes donc probablement pas dans le cas d'un processus de LEIT comme présenté dans la référence [52].

	100 nm	200 nm
30 mA	1.8 V	3 V
50 mA	1.9 V	3.1 V

**Table 4.1** – Valeur de voltage correspondant aux courants injectés dans l'échantillon pour les deux tailles de barrières utilisées.

## Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté la possibilité d'obtenir l'émission d'un plasmon bidimensionnel dans le moyen infrarouge en utilisant une technique d'excitation basée non sur un processus thermique, mais sur une interaction résonante entre un flux électronique et une couche fortement dopée. J'ai montré que cette émission possédait des caractéristiques superradiantes et qu'elle pouvait être obtenue dans une structure ne possédant pas de barrière d'AlInAs. J'ai, dans ce cadre, démontré que le comportement du plasmon bidimensionnel dans une structure sans barrières présentait les mêmes caractéristiques optique qu'un plasmon bidimensionnel dans une structure identique possédant des barrières. Il serait intéressant de comparer également les propriétés de l'émission obtenue sous injection verticale entre la structure sans barrières (InP1716) et la structure avec barrières (InP1710). Je n'ai pas réalisé cette mesure au cours de ma thèse par manque de temps. Dans la seconde partie de ce chapitre, j'ai montré que, bien que l'utilisation d'électrons avec une énergie cinétique importante soit nécessaire pour obtenir l'émission plasmonique, il n'y a pas de dépendance de la puissance émise par rapport au voltage appliqué. Cela montre que l'émission n'est probablement pas obtenue via un processus d'effet tunnel inélastique.

Pour comprendre de façon plus claire le mécanisme permettant l'obtention de l'émission plasmonique sous excitation résonnante, il serait nécessaire d'étudier des structures dans lesquelles la vitesse des électrons du flux électronique pourrait être modifiée. Cela pourrait permettre de vérifier si un effet de seuil sur la vitesse des électrons existe et à quel niveau il se situe. Des structures avec différentes hauteurs de barrières de potentiels pourraient dans ce cas être utilisées. Il serait ainsi possible d'identifier clairement si une vitesse critique est nécessaire pour obtenir l'émission.



# Conclusions et perspectives

Cette thèse s'est concentrée sur la réalisation et l'étude expérimentale d'émetteurs infrarouges basés sur les excitations collectives dans des structures semi-conductrices fortement dopées. J'ai ainsi utilisé des plasmons bidimensionnels pour réaliser des émetteurs aux propriétés originales. Leur réponse collective permet d'obtenir des émetteurs quasi-monochromatiques dans l'infrarouge moyen ( $\sim 8 \mu\text{m}$ ). Cette longueur d'onde d'émission peut être choisie en modifiant la taille de la couche dopée. J'ai montré qu'il était possible d'augmenter la puissance émise par ces dispositifs sous excitation thermique sans augmenter la puissance électrique. Ceci est réalisé en chauffant de façon indirecte le plasmon. J'ai également prouvé que ces émetteurs étaient modulables rapidement en fréquence. Le dernier point étudié a été la possibilité d'obtenir une émission plasmonique superradiante via un processus d'excitation résonant. De plus, ces émetteurs sont directifs comme montré par des travaux précédents dans le groupe [42]. Ils regroupent donc les caractéristiques principales recherchées pour la réalisation d'émetteurs dans le moyen infrarouge (notamment thermiques) (i. e quasi-monochromatique, directif, modulable rapidement en fréquence et avec une bonne efficacité quantique).

Le chapitre 1 de cette thèse a permis dans un premier temps de présenter les matériaux III-V utilisés tout au long de ce travail et notamment les hétérostructures d'InGaAs/AlInAs/InP. J'ai montré que ces matériaux pouvaient être utilisés pour former des puits quantiques avec des possibilités de transitions intersousbandes pour les électrons. L'augmentation de la densité électronique dans ce type de structure entraîne l'obtention d'un mode collectif brillant unique concentrant toute la force d'oscillateur, un plasmon bidimensionnel. J'ai ensuite décrit une méthode permettant de simuler l'absorption optique des puits quantiques par éléments finis et la méthode de mesure de la transmission des puits quantiques à l'angle de Brewster. La dernière partie de ce chapitre a permis de présenter le phénomène de superradiance.

Dans le chapitre 2, j'ai présenté une nouvelle méthode d'excitation thermique des plasmons. La première partie de ce chapitre a porté sur la présentation des aspects théoriques permettant de comprendre le comportement des émetteurs thermiques. Cela a permis de mettre en évidence qu'un émetteur thermique aura toujours comme borne supérieure de puissance émise celle d'un corps noir à la même température et pour la même longueur d'onde d'émission. J'ai ensuite montré le rôle de la résistance thermique de l'élément chauffant dans la puissance optique émise et comment cette puissance pouvait être calculée dans le cas des plasmons confinés. J'ai ensuite présenté un dispositif pour l'émission thermique et décrit comment était réalisée la modulation de température. Les études spectrales permettant d'extraire les puissances optiques et la résistance thermique de la couche dopée sont ensuite montrées pour une structure où la couche plasmonique est chauffée

directement par effet Joule. La seconde partie de ce chapitre montre une méthode permettant d'augmenter la puissance émise par le plasmon sous excitation thermique par rapport au cas où la couche plasmonique est chauffée directement. J'ai ainsi augmenté la puissance optique émise d'un facteur  $\sim 5$  (à 400 mW). Pour finir, j'ai montré des mesures préliminaires dans lesquels il se dessinait la possibilité de moduler rapidement en fréquence les émetteurs thermiques basés sur les plasmons bidimensionnels.

Le chapitre 3 a permis de montrer que l'utilisation des plasmons bidimensionnels permet de réaliser des émetteurs thermiques infrarouges pouvant être modulés jusqu'à 50 MHz. Pour cela, un dispositif réalisé par B. Dailly au cours de sa thèse a été utilisé. Ce dispositif permet d'obtenir une émissivité unitaire perpendiculairement à la surface. Après avoir présenté les montages expérimentaux utilisés, leurs caractérisations en fréquence et en longueur d'onde ont été décrites. J'ai ensuite montré qu'il était possible d'obtenir un émetteur thermique infrarouge conservant ses propriétés d'émission sur une plage de fréquence allant de quelques Hertz à 50 MHz. Cela est rendu possible par la faible inertie thermique des électrons eux-mêmes. En effet, la dernière partie de ce chapitre a montré, qu'à haute fréquence la puissance optique ne vient que de la modulation de la chaleur des électrons. Cela se traduit par un plateau d'émission. À contrario, à basse fréquence la température du réseau cristallin entre en jeu et une augmentation de la puissance optique est visible.

Le dernier chapitre de cette thèse montre qu'il est possible d'utiliser un processus résonant pour exciter le plasmon bidimensionnel plutôt qu'un processus thermique. J'ai montré qu'il était possible d'obtenir un plasmon bidimensionnel dans une structure sans barrières d'AlInAs. Une comparaison à une structure similaire possédant des barrières d'AlInAs a également montré que le comportement avec et sans barrières était identique. J'ai ensuite montré que l'utilisation d'un flux d'électrons injecté verticalement (i.e perpendiculairement au plasmon) permettait d'obtenir une émission plasmonique non thermique. La seconde partie de ce chapitre a porté plus spécifiquement sur les caractéristiques électriques nécessaires à l'obtention de l'émission plasmonique. Deux nouvelles structures possédant des barrières Schottky de différentes hauteurs ont été présentées. Cette étude a permis de montrer la nécessité d'une barrière Schottky et qu'une l'émission plasmonique obtenue, il n'y avait plus de dépendance de la puissance émise par rapport au voltage appliqué.

Il est possible d'imaginer plusieurs perspectives à ce travail. La première concerne l'augmentation de la puissance optique émise par les dispositifs plasmoniques sous excitation thermique. Comme nous l'avons vu, il est possible d'utiliser une couche faiblement dopée, chauffée localement pour augmenter la puissance émise par le plasmon bidimensionnel. Il serait possible de réaliser un échantillon possédant une couche d'InGaAs plus faiblement dopée ou moins épaisse, servant d'élément chauffant, séparée du plasmon seulement par des barrières d'AlInAs. Cette technique permettrait d'utiliser une conductivité thermique plus faible que celle des couches dopées présentées ici et d'augmenter significativement la résistance thermique. En utilisant une telle structure, la puissance optique émise serait ainsi plus importante.

Une seconde perspective de ce travail porte sur la modulation rapide de l'émission. Nous avons vu qu'il est possible, en utilisant l'inertie thermique très faible des électrons, d'atteindre une fréquence de modulation de l'émission de 50 MHz. Cependant, j'ai été limité par la bande passante du détecteur. Pour déterminer la fréquence de modulation maximale

atteignable avec notre structure, il serait intéressant d'utiliser, par exemple, un détecteur QWIP. En effet, notre équipe a développé des QWIP dont la longueur d'onde de détection est adaptée à nos émetteurs [68]. Ces QWIP ont une fréquence de coupure bien plus importante que les détecteurs MCT (de l'ordre de 5-10 GHz pouvant aller jusqu'à 80 GHz avec un circuit électrique adapté [59] [68]). Il serait ainsi possible d'explorer la réponse en fréquence du gaz d'électron jusqu'à ces fréquences pour déterminer la fréquence de coupure de notre émetteur.

Des études plus étendues sur l'injection résonante pourraient être menées pour vérifier si le phénomène d'émission provient d'un effet de seuil sur la vitesse des électrons. Pour cela, il serait possible d'utiliser des structures avec différentes barrières de potentiels pour changer la vitesse des électrons. Il serait ainsi possible de faire passer la vitesse des électrons au dessus ou en dessous de la vitesse critique nécessaire pour obtenir l'émission plasmonique.

À plus long terme, il est possible d'imaginer des applications concrètes à ces émetteurs. Ils pourraient, par exemple, être placés en regard de détecteurs infrarouges pour réaliser des micro-capteurs infrarouges. En fonction de la longueur d'onde d'émission, il serait possible de détecter préférentiellement certaines substances (détecteurs de monoxyde de carbone pour les habitations ou d'explosifs pour l'armée et les aéroports). La fréquence de modulation élevée qu'il est possible d'atteindre pourrait également permettre de les utiliser comme sources pour la communication dans des micro-systèmes optiques. Cette fréquence de modulation élevée fait qu'ils sont également de bons candidats pour les détecteurs acousto-optiques permettant de détecter des quantités extrêmement faibles de molécules dans l'air. Grâce à la possibilité d'obtenir une émission basée sur un procédé non thermique, il serait également possible de réaliser des émetteurs infrarouges efficaces sans utiliser de processus d'émission stimulée.





# Annexe A

## Fiche de croissance

InP1728

Description	Dopage	Epaisseur (nm)
InGaAs		50
AllnAs		15
InGaAs i	$1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	45
AllnAs		15
InGaAs		100
Buffer		
InP: Fe		

InP1826

Description	Dopage	Epaisseur (nm)
InGaAs i	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	100
AllnAs		20
InGaAs i	$1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	45
AllnAs		15
InGaAs		100
Buffer		
InP: Fe		

## InP1821

Description	Dopage	Epaisseur (nm)
InGaAs		50
AllnAs		15
InGaAs i	$1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	45
AllnAs		15
InGaAs		1000
InGaAs i	$1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	2000
Buffer		
InP: Fe		

## InP1716

Description	Dopage	Epaisseur (nm)
InGaAs i	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	20
InGaAs i	$2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	80
InGaAs		30
AllnAs		10
InGaAs		30
InGaAs i	$2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	150
InGaAs		70
InGaAs i	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	300
Buffer		
InP: Fe		

## InP1710

Description	Dopage	Epaisseur (nm)
InGaAs i	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	20
InGaAs i	$2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	80
AllnAs		30
InGaAs		10
AllnAs		30
InGaAs i	$2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	150
AllnAs		70
InGaAs i	$1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	300
Buffer		
InP: Fe		

## InP1640

Description	Dopage	Epaisseur (nm)
InGaAs i	$2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	10
AllnAs		200
InGaAs i	$1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	18.5
AllnAs		200
InGaAs i	$2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	700
Buffer		
InP: Fe		

## InP1641

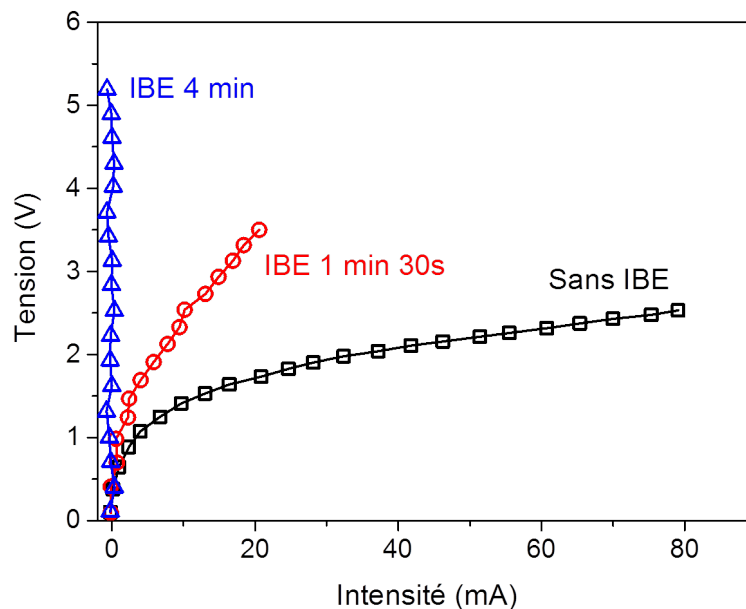
Description	Dopage	Epaisseur (nm)
InGaAs i	$2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	10
AllnAs		100
InGaAs i	$1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	18.5
AllnAs		100
InGaAs i	$2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	700
Buffer		
InP: Fe		



## Annexe B

### Effet du décapage ionique sur les caractéristiques électriques

Au cours de son stage dans l'équipe, Riccardo Cacocciola a mis en évidence une dépendance intéressante entre le temps de décapage ionique utilisé durant le procédé de fabrication en salle blanche et la forme des caractéristiques V-I des échantillons. Pour cela, il a fabriqué un dispositif pour l'injection résonante sur l'échantillon InP1640 (présenté dans la section 4.4) en suivant un procédé similaire à celui présenté dans le chapitre 4. Seule l'étape d'IBE du contact supérieur a été changée. Une partie de l'échantillon a été réalisée sans IBE, une autre avec IBE de 1 min 30s et une autre avec IBE de 4 min. Les caractéristiques V-I des dispositifs obtenus avec les différents temps d'IBE sont présentées en figure 4.34.



**Figure 4.34** – Caractéristiques V-I des échantillons avec les différents temps d'IBE. Noir : sans IBE, rouge : IBE 1 min 30s, bleu : IBE 4 min. La hauteur de la barrière Schottky augmente avec l'augmentation du temps de décapage ionique.

---

Nous voyons que ce paramètre influe beaucoup sur la caractéristique V-I des dispositifs. Plus l'IBE est long, plus la hauteur de la barrière Schottky est élevée. La présence d'une barrière Schottky dans la V-I de l'échantillon InP1716 peut donc être imputable à cela. Cet effet provient d'une dégradation de l'état de surface du site de dépôt du contact supérieur avec l'utilisation du décapage ionique.



# Bibliographie

- [1] Mohammed Nadhim ABBAS, Cheng-Wen CHENG, Yia-Chung CHANG, Min-Hsiung SHIH, Hung-Hsin CHEN et Si-Chen LEE. “Angle and Polarization Independent Narrow-Band Thermal Emitter Made of Metallic Disk on SiO<sub>2</sub>”. en. In : *Applied Physics Letters* 98.12 (mar. 2011), p. 121116. DOI : [10.1063/1.3571442](https://doi.org/10.1063/1.3571442).
- [2] S. J. ALLEN, D. C. TSUI et R. A. LOGAN. “Observation of the Two-Dimensional Plasmon in Silicon Inversion Layers”. en. In : *Physical Review Letters* 38.17 (avr. 1977), p. 980-983. DOI : [10.1103/PhysRevLett.38.980](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.38.980).
- [3] S.J. ALLEN, D.C. TSUI et B. VINTER. “On the Absorption of Infrared Radiation by Electrons in Semiconductor Inversion Layers”. en. In : *Solid State Communications* 20.4 (oct. 1976), p. 425-428. DOI : [10.1016/0038-1098\(76\)90541-X](https://doi.org/10.1016/0038-1098(76)90541-X).
- [4] Tsuneya ANDO, Alan B. FOWLER et Frank STERN. “Electronic Properties of Two-Dimensional Systems”. en. In : *Reviews of Modern Physics* 54.2 (avr. 1982), p. 437-672. DOI : [10.1103/RevModPhys.54.437](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.54.437).
- [5] Takashi ASANO, Masahiro SUEMITSU, Kohei HASHIMOTO, Menaka DE ZOYSA, Tatsuya SHIBAHARA, Tatsunori TSUTSUMI et Susumu NODA. “Near-Infrared-to-Visible Highly Selective Thermal Emitters Based on an Intrinsic Semiconductor”. en. In : *Science Advances* 2.12 (déc. 2016), e1600499. DOI : [10.1126/sciadv.1600499](https://doi.org/10.1126/sciadv.1600499).
- [6] B ASKENAZI, A VASANELLI, A DELTEIL, Y TODOROV, L C ANDREANI, G BEAUDOIN, I SAGNES et C SIRTORI. “Ultra-Strong Light-Matter Coupling for Designer Reststrahlen Band”. In : *New Journal of Physics* 16.4 (avr. 2014), p. 043029. DOI : [10.1088/1367-2630/16/4/043029](https://doi.org/10.1088/1367-2630/16/4/043029).
- [7] Benjamin ASKENAZI. “Du Couplage Ultra-Fort Lumière-Matière : Nouvelle Ingénierie de Métamatériaux TéraHertz”. Thèse. Paris : Paris 7, 2015.
- [8] Denis G. BARANOV, Yuzhe XIAO, Igor A. NECHEPURENKO, Alex KRASNOK, Andrea ALÙ et Mikhail A. KATS. “Nanophotonic Engineering of Far-Field Thermal Emitters”. In : *arXiv :1806.03372 [physics]* (juin 2018). arXiv : [1806.03372 \[physics\]](https://arxiv.org/abs/1806.03372).
- [9] Gerald BASTARD. *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures*. eng. Nachdr. Monographies de physique. OCLC : 22388684. Les Ulis Cedex : Les Éd. de Physique [u.a.], 1991.
- [10] Richard BERNDT, James K. GIMZEWSKI et Peter JOHANSSON. “Inelastic Tunneling Excitation of Tip-Induced Plasmon Modes on Noble-Metal Surfaces”. en. In : *Physical Review Letters* 67.27 (déc. 1991), p. 3796-3799. DOI : [10.1103/PhysRevLett.67.3796](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.3796).

- [11] A. BERROU, M. RAYBAUT, A. GODARD et M. LEFEBVRE. “High Resolution Photoacoustic and Direct Absorption Spectroscopy of Main Greenhouse Gases by Use of a Pulsed Entangled Cavity Doubly Resonant OPO”. en. In : *Applied Physics B* 98.1 (jan. 2010), p. 217-230. DOI : [10.1007/s00340-009-3710-x](https://doi.org/10.1007/s00340-009-3710-x).
- [12] Palash BHARADWAJ, Alexandre BOUHELIER et Lukas NOVOTNY. “Electrical Excitation of Surface Plasmons”. en. In : *Physical Review Letters* 106.22 (juin 2011). DOI : [10.1103/PhysRevLett.106.226802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.226802).
- [13] Gabriel BIENER, Nir DAHAN, Avi NIV, Vladimir KLEINER et Erez HASMAN. “Highly Coherent Thermal Emission Obtained by Plasmonic Bandgap Structures”. en. In : *Applied Physics Letters* 92.8 (fév. 2008), p. 081913. DOI : [10.1063/1.2883948](https://doi.org/10.1063/1.2883948).
- [14] Satyendranath BOSE. “Planck’s Law and the Light Quantum Hypothesis”. en. In : *Z.Phys* 26.178 (1924), p. 1-5. DOI : [10.1007/BF03010400](https://doi.org/10.1007/BF03010400).
- [15] David G. CAHILL. “Thermal Conductivity Measurement from 30 to 750 K : The 3omega Method”. en. In : *Review of Scientific Instruments* 61.2 (fév. 1990), p. 802-808. DOI : [10.1063/1.1141498](https://doi.org/10.1063/1.1141498).
- [16] David G. CAHILL, Wayne K. FORD, Kenneth E. GOODSON, Gerald D. MAHAN, Arun MAJUMDAR, Humphrey J. MARIS, Roberto MERLIN et Simon R. PHILLPOT. “Nanoscale Thermal Transport”. en. In : *Journal of Applied Physics* 93.2 (jan. 2003), p. 793-818. DOI : [10.1063/1.1524305](https://doi.org/10.1063/1.1524305).
- [17] Rémi CARMINATI et Jean-Jacques GREFFET. “Near-Field Effects in Spatial Coherence of Thermal Sources”. en. In : *Physical Review Letters* 82.8 (fév. 1999), p. 1660-1663. DOI : [10.1103/PhysRevLett.82.1660](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.1660).
- [18] W.P. CHEN, Y.J. CHEN et E. BURSTEIN. “The Interface EM Modes of a Surface Quantized Plasma Layer on a Semiconductor Surface”. en. In : *Surface Science* 58.1 (août 1976), p. 263-265. DOI : [10.1016/0039-6028\(76\)90149-7](https://doi.org/10.1016/0039-6028(76)90149-7).
- [19] Marvin L. COHEN et James R. CHELIKOWSKY. *Electronic Structure and Optical Properties of Semiconductors*. Sous la dir. de Manuel CARDONA, Peter FULDE, Klaus VON KLITZING et Hans-Joachim QUEISSER. T. 75. Springer Series in Solid-State Sciences. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 1988. DOI : [10.1007/978-3-642-97080-1](https://doi.org/10.1007/978-3-642-97080-1).
- [20] Christopher M. CORNELIUS et Jonathan P. DOWLING. “Modification of Planck Blackbody Radiation by Photonic Band Gap Structures”. en. In : *Physical Review A* 59.6 (juin 1999), p. 4736-4746. DOI : [10.1103/PhysRevA.59.4736](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.59.4736).
- [21] S.M. CRISTESCU, S.T. PERSIJN, S. TE LINTEL HEKKERT et F.J.M. HARREN. “Laser Based Systems for Trace Gas Detection in Life Sciences”. en. In : *Applied Physics B* 92.3 (sept. 2008), p. 343-349. DOI : [10.1007/s00340-008-3127-y](https://doi.org/10.1007/s00340-008-3127-y).
- [22] Nir DAHAN, Avi NIV, Gabriel BIENER, Yuri GORODETSKI, Vladimir KLEINER et Erez HASMAN. “Enhanced Coherency of Thermal Emission : Beyond the Limitation Imposed by Delocalized Surface Waves”. en. In : *Physical Review B* 76.4 (juil. 2007). DOI : [10.1103/PhysRevB.76.045427](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.76.045427).
- [23] Baptiste DAYLLI. “PROPRIETES OPTIQUES DE PLASMONS SUPERRADIANTS”. Thèse de doct. Paris : Université Paris Diderot, 2018.

- [24] A. DELTEIL, A. VASANELLI, Y. TODOROV, C. FEUILLET PALMA, M. RENAUDAT ST-JEAN, G. BEAUDOIN, I. SAGNES et C. SIRTORI. “Charge-Induced Coherence between Intersubband Plasmons in a Quantum Structure”. en. In : *Physical Review Letters* 109.24 (déc. 2012). DOI : [10.1103/PhysRevLett.109.246808](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.246808).
- [25] A. DELTEIL, A. VASANELLI, Y. TODOROV, B. PAULILLO, G. BIASIOL, L. SORBA et C. SIRTORI. “Gate Controlled Coupling of Intersubband Plasmons”. en. In : *Applied Physics Letters* 102.3 (jan. 2013), p. 031102. DOI : [10.1063/1.4788753](https://doi.org/10.1063/1.4788753).
- [26] Aymeric DELTEIL. “Exaltation multicorps du couplage lumière-matière”. Français. Thèse. Université Paris Diderot, déc. 2012.
- [27] R. H. DICKE. “Coherence in Spontaneous Radiation Processes”. en. In : *Physical Review* 93.1 (jan. 1954), p. 99-110. DOI : [10.1103/PhysRev.93.99](https://doi.org/10.1103/PhysRev.93.99).
- [28] J. DREVILLON, K. JOULAIN, P. BEN-ABDALLAH et E. NEFZAOUI. “Far Field Coherent Thermal Emission from a Bilayer Structure”. en. In : *Journal of Applied Physics* 109.3 (fév. 2011), p. 034315. DOI : [10.1063/1.3544359](https://doi.org/10.1063/1.3544359).
- [29] Michael DYAKONOV et Michael SHUR. “Shallow Water Analogy for a Ballistic Field Effect Transistor, New Mechanism of Plasma Wave Generation by Dc Current”. en. In : *Physical Review Letters* 71.15 (oct. 1993), p. 2465-2468. DOI : [10.1103/PhysRevLett.71.2465](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.2465).
- [30] Albert EINSTEIN. *Quantentheorie Des Einatomigen Idealen Gases*. Akademie der Wissenschaften. in Kommission bei W. de Gruyter, 1924.
- [31] Angela ELIA, Pietro Mario LUGARÀ, Cinzia DI FRANCO et Vincenzo SPAGNOLO. “Photoacoustic Techniques for Trace Gas Sensing Based on Semiconductor Laser Sources”. en. In : *Sensors* 9.12 (déc. 2009), p. 9616-9628. DOI : [10.3390/s91209616](https://doi.org/10.3390/s91209616).
- [32] J. FAIST, F. CAPASSO, D. L. SIVCO, C. SIRTORI, A. L. HUTCHINSON et A. Y. CHO. “Quantum Cascade Laser”. en. In : *Science* 264.5158 (avr. 1994), p. 553-556. DOI : [10.1126/science.264.5158.553](https://doi.org/10.1126/science.264.5158.553).
- [33] Richard A. FERRELL. “Predicted Radiation of Plasma Oscillations in Metal Films”. en. In : *Physical Review* 111.5 (sept. 1958), p. 1214-1222. DOI : [10.1103/PhysRev.111.1214](https://doi.org/10.1103/PhysRev.111.1214).
- [34] Mark FOX. *Optical Properties of Solids*. eng. 2. ed., reprinted (with corrections). Oxford master series in condensed matter physics 3. OCLC : 772954632. Oxford : Oxford Univ. Press, 2011.
- [35] G FRUCCI, S HUPPERT, A VASANELLI, B DAILLY, Y TODOROV, G BEAUDOIN, I SAGNES et C SIRTORI. “Cooperative Lamb Shift and Superradiance in an Optoelectronic Device”. In : *New Journal of Physics* 19.4 (avr. 2017), p. 043006. DOI : [10.1088/1367-2630/aa631d](https://doi.org/10.1088/1367-2630/aa631d).
- [36] Jean-Jacques GREFFET, Patrick BOUCHON, Giovanni BRUCOLI et François MARQUIER. “Light Emission by Nonequilibrium Bodies : Local Kirchhoff Law”. en. In : *Physical Review X* 8.2 (avr. 2018). DOI : [10.1103/PhysRevX.8.021008](https://doi.org/10.1103/PhysRevX.8.021008).
- [37] Jean-Jacques GREFFET, Rémi CARMINATI, Karl JOULAIN, Jean-Philippe MULET, Stéphane MAINGUY et Yong CHEN. “Coherent Emission of Light by Thermal Sources”. en. In : *Nature* 416.6876 (mar. 2002), p. 61-64. DOI : [10.1038/416061a](https://doi.org/10.1038/416061a).

- [38] M. GROSS et S. HAROCHE. “Superradiance : An Essay on the Theory of Collective Spontaneous Emission”. en. In : *Physics Reports* 93.5 (déc. 1982), p. 301-396. DOI : [10.1016/0370-1573\(82\)90102-8](https://doi.org/10.1016/0370-1573(82)90102-8).
- [39] B. HARBECKE, B. HEINZ et P. GROSSE. “Optical Properties of Thin Films and the Berreman Effect”. en. In : *Applied Physics A Solids and Surfaces* 38.4 (déc. 1985), p. 263-267. DOI : [10.1007/BF00616061](https://doi.org/10.1007/BF00616061).
- [40] Mordehai HEIBLUM. “Tunneling Hot Electron Transfer Amplifiers (Theta) : Amplifiers Operating up to the Infrared”. en. In : *Solid-State Electronics* 24.4 (avr. 1981), p. 343-366. DOI : [10.1016/0038-1101\(81\)90029-0](https://doi.org/10.1016/0038-1101(81)90029-0).
- [41] S. HUPPERT, A. VASANELLI, G. PEGOLOTTI, Y. TODOROV et C. SIRTORI. “Strong and Ultrastrong Coupling with Free-Space Radiation”. en. In : *Physical Review B* 94.15 (oct. 2016). DOI : [10.1103/PhysRevB.94.155418](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.94.155418).
- [42] Simon HUPPERT, Angela VASANELLI, Thibault LAURENT, Yanko TODOROV, Giulia PEGOLOTTI, Grégoire BEAUDOIN, Isabelle SAGNES et Carlo SIRTORI. “Radiatively Broadened Incandescent Sources”. en. In : *ACS Photonics* 2.12 (déc. 2015), p. 1663-1668. DOI : [10.1021/acsp Photonics.5b00415](https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.5b00415).
- [43] Takuya INOUE, Takashi ASANO, Menaka DE ZOYSA, Ardavan OSKOOI et Susumu NODA. “Design of Single-Mode Narrow-Bandwidth Thermal Emitters for Enhanced Infrared Light Sources”. en. In : *Journal of the Optical Society of America B* 30.1 (jan. 2013), p. 165. DOI : [10.1364/JOSAB.30.000165](https://doi.org/10.1364/JOSAB.30.000165).
- [44] Takuya INOUE, Menaka De ZOYSA, Takashi ASANO et Susumu NODA. “Realization of Dynamic Thermal Emission Control”. en. In : *Nature Materials* 13.10 (oct. 2014), p. 928-931. DOI : [10.1038/nmat4043](https://doi.org/10.1038/nmat4043).
- [45] Mikhail A. KATS, Deepika SHARMA, Jiao LIN, Patrice GENEVET, Romain BLANCHARD, Zheng YANG, M. Mumtaz QAZILBASH, D. N. BASOV, Shriram RAMANATHAN et Federico CAPASSO. “Ultra-Thin Perfect Absorber Employing a Tunable Phase Change Material”. en. In : *Applied Physics Letters* 101.22 (nov. 2012), p. 221101. DOI : [10.1063/1.4767646](https://doi.org/10.1063/1.4767646).
- [46] J. KEAVENEY, A. SARGSYAN, U. KROHN, I. G. HUGHES, D. SARKISYAN et C. S. ADAMS. “Cooperative Lamb Shift in an Atomic Vapor Layer of Nanometer Thickness”. en. In : *Physical Review Letters* 108.17 (avr. 2012). DOI : [10.1103/PhysRevLett.108.173601](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.173601).
- [47] Gustav KIRCHHOFF. “Über Den Zusammenhang Zwischen Emission Und Absorption von Licht Und Warm”. In : *Monatsberichte der Akademie der Wissenschaften zu Berlin* (1859), p. 783-787.
- [48] Charles KITTEL. *Introduction to Solid State Physics*. eng. 8. ed. OCLC : 255250235. Hoboken, NJ : Wiley, 2005.
- [49] W. KNAP, J. LUSAKOWSKI, T. PARENTY, S. BOLLAERT, A. CAPPY, V. V. POPOV et M. S. SHUR. “Terahertz Emission by Plasma Waves in 60 Nm Gate High Electron Mobility Transistors”. en. In : *Applied Physics Letters* 84.13 (mar. 2004), p. 2331-2333. DOI : [10.1063/1.1689401](https://doi.org/10.1063/1.1689401).
- [50] Yee Kan KOH et David G. CAHILL. “Frequency Dependence of the Thermal Conductivity of Semiconductor Alloys”. en. In : *Physical Review B* 76.7 (août 2007). DOI : [10.1103/PhysRevB.76.075207](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.76.075207).

- [51] Bernardo LAKS et D. L. MILLS. “Photon Emission from Slightly Roughened Tunnel Junctions”. en. In : *Physical Review B* 20.12 (déc. 1979), p. 4962-4980. DOI : [10.1103/PhysRevB.20.4962](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.20.4962).
- [52] John LAMBE et S. L. MCCARTHY. “Light Emission from Inelastic Electron Tunneling”. en. In : *Physical Review Letters* 37.14 (oct. 1976), p. 923-925. DOI : [10.1103/PhysRevLett.37.923](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.37.923).
- [53] M. LAROCHE, C. ARNOLD, F. MARQUIER, R. CARMINATI, J.-J. GREFFET, S. COLLIN, N. BARDOU et J.-L. PELOUARD. “Highly Directional Radiation Generated by a Tungsten Thermal Source”. en. In : *Optics Letters* 30.19 (oct. 2005), p. 2623. DOI : [10.1364/OL.30.002623](https://doi.org/10.1364/OL.30.002623).
- [54] T. LAURENT, Y. TODOROV, A. VASANELLI, A. DELTEIL, C. SIRTORI, I. SAGNES et G. BEAUDOIN. “Superradiant Emission from a Collective Excitation in a Semiconductor”. en. In : *Physical Review Letters* 115.18 (oct. 2015). DOI : [10.1103/PhysRevLett.115.187402](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.187402).
- [55] Thibault LAURENT, Yanko TODOROV, Angela VASANELLI, Isabelle SAGNES, Grégoire BEAUDOIN et Carlo SIRTORI. “Electrical Excitation of Superradiant Intersubband Plasmons”. en. In : *Applied Physics Letters* 107.24 (déc. 2015), p. 241112. DOI : [10.1063/1.4937806](https://doi.org/10.1063/1.4937806).
- [56] M. LEVINSHTEIN, S.L. RUMYANTSEV et M.S. SHUR. *Handbook Series on Semiconductor Parameters*. EBL-Schweitzer vol. 1. World Scientific, 1996.
- [57] Michail E. LEVINŠTEJN, éd. *Handbook Series on Semiconductor Parameters. Vol. 2 : Ternary and Quaternary III-V Compounds*. eng. OCLC : 246633763. Singapore : World Scientific, 1999.
- [58] H. C. LIU, éd. *Intersubband Transitions in Quantum Wells : Physics and Device Applications*. eng. Semiconductors and semimetals 66. OCLC : 62064738. San Diego, Calif. : Acad. Press, 2000.
- [59] H. C. LIU, Jianmeng LI, E. R. BROWN, K. A. MCINTOSH, K. B. NICHOLS et M. J. MANFRA. “Quantum Well Intersubband Heterodyne Infrared Detection up to 82 GHz”. en. In : *Applied Physics Letters* 67.11 (sept. 1995), p. 1594-1596. DOI : [10.1063/1.114950](https://doi.org/10.1063/1.114950).
- [60] Antonia LOPS, Vincenzo SPAGNOLO et Gaetano SCAMARCIO. “Thermal Modeling of GaInAs AlInAs Quantum Cascade Lasers”. en. In : *Journal of Applied Physics* 100.4 (août 2006), p. 043109. DOI : [10.1063/1.2222074](https://doi.org/10.1063/1.2222074).
- [61] David MANN, Y. K. KATO, Anika KINKHABWALA, Eric POP, Jien CAO, Xinran WANG, Li ZHANG, Qian WANG, Jing GUO et Hongjie DAI. “Electrically Driven Thermal Light Emission from Individual Single-Walled Carbon Nanotubes”. en. In : *Nature Nanotechnology* 2.1 (jan. 2007), p. 33-38. DOI : [10.1038/nnano.2006.169](https://doi.org/10.1038/nnano.2006.169).
- [62] J. A. MASON, S. SMITH et D. WASSERMAN. “Strong Absorption and Selective Thermal Emission from a Midinfrared Metamaterial”. en. In : *Applied Physics Letters* 98.24 (juin 2011), p. 241105. DOI : [10.1063/1.3600779](https://doi.org/10.1063/1.3600779).
- [63] P.D. MAYCOCK. “Thermal Conductivity of Silicon, Germanium, III–V Compounds and III–V Alloys”. en. In : *Solid-State Electronics* 10.3 (mar. 1967), p. 161-168. DOI : [10.1016/0038-1101\(67\)90069-X](https://doi.org/10.1016/0038-1101(67)90069-X).

- [64] Z. MEIR, O. SCHWARTZ, E. SHAHMOON, D. ORON et R. OZERI. “Cooperative Lamb Shift in a Mesoscopic Atomic Array”. en. In : *Physical Review Letters* 113.19 (nov. 2014). DOI : [10.1103/PhysRevLett.113.193002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.193002).
- [65] Arvind NARAYANASWAMY, Jeff MAYO et Carlo CANETTA. “Infrared Selective Emitters with Thin Films of Polar Materials”. en. In : *Applied Physics Letters* 104.18 (mai 2014), p. 183107. DOI : [10.1063/1.4875699](https://doi.org/10.1063/1.4875699).
- [66] Pieter NEUTENS, Liesbet LAGAE, Gustaaf BORGHES et Pol VAN DORPE. “Electrical Excitation of Confined Surface Plasmon Polaritons in Metallic Slot Waveguides”. en. In : *Nano Letters* 10.4 (avr. 2010), p. 1429-1432. DOI : [10.1021/nl1003416](https://doi.org/10.1021/nl1003416).
- [67] Taiichi OTSUJI, Yahya Moubarak MEZIANI, Mitsuhiro HANABE, Takuya NISHIMURA et Eiichi SANO. “Emission of Terahertz Radiation from InGaP/InGaAs/-GaAs Grating-Bicoupled Plasmon-Resonant Emitter”. en. In : *Solid-State Electronics* 51.10 (oct. 2007), p. 1319-1327. DOI : [10.1016/j.sse.2007.07.017](https://doi.org/10.1016/j.sse.2007.07.017).
- [68] Daniele PALAFERRI et al. “Room-Temperature Nine-Um-Wavelength Photodetectors and GHz-Frequency Heterodyne Receivers”. In : *Nature* 556.7699 (mar. 2018), p. 85-88. DOI : [10.1038/nature25790](https://doi.org/10.1038/nature25790).
- [69] W. J. PARKER, R. J. JENKINS, C. P. BUTLER et G. L. ABBOTT. “Flash Method of Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity, and Thermal Conductivity”. en. In : *Journal of Applied Physics* 32.9 (sept. 1961), p. 1679-1684. DOI : [10.1063/1.1728417](https://doi.org/10.1063/1.1728417).
- [70] G. PEGOLOTTI, A. VASANELLI, Y. TODOROV et C. SIRTORI. “Quantum Model of Coupled Intersubband Plasmons”. en. In : *Physical Review B* 90.3 (juil. 2014). DOI : [10.1103/PhysRevB.90.035305](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.90.035305).
- [71] Max PLANCK. “Ueber das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum”. de. In : *Annalen der Physik* 309.3 (1901), p. 553-563. DOI : [10.1002/andp.19013090310](https://doi.org/10.1002/andp.19013090310).
- [72] U. K. REDDY, J. CHEN, C. K. PENG et H. MORKOÇ. “InGaAs/InAlAs Hot-electron Transistor”. en. In : *Applied Physics Letters* 48.26 (juin 1986), p. 1799-1801. DOI : [10.1063/1.96791](https://doi.org/10.1063/1.96791).
- [73] R. ROHLSBERGER, K. SCHLAGE, B. SAHOO, S. COUET et R. RUFFER. “Collective Lamb Shift in Single-Photon Superradiance”. en. In : *Science* 328.5983 (juin 2010), p. 1248-1251. DOI : [10.1126/science.1187770](https://doi.org/10.1126/science.1187770).
- [74] Emmanuel ROSENCHER et Børge VINTER. *Optoélectronique : cours et exercices corrigés*. French. OCLC : 1014060561. Paris : Dunod, 2002.
- [75] Allan ROSENCWAIG. “Photoacoustic Spectroscopy”. en. In : *Advances in Electronics and Electron Physics*. T. 46. Elsevier, 1978, p. 207-311. DOI : [10.1016/S0065-2539\(08\)60413-8](https://doi.org/10.1016/S0065-2539(08)60413-8).
- [76] Emilie SAKAT, Léo WOJSZVZYK, Jean-Paul HUGONIN, Mondher BESBES, Christophe SAUVAN et Jean-Jacques GREFFET. “Enhancing Thermal Radiation with Nanoantennas to Create Infrared Sources with High Modulation Rates”. en. In : *Optica* 5.2 (fév. 2018), p. 175. DOI : [10.1364/OPTICA.5.000175](https://doi.org/10.1364/OPTICA.5.000175).
- [77] Guillaume SCHULL, Michael BECKER et Richard BERNDT. “Imaging Confined Electrons with Plasmonic Light”. en. In : *Physical Review Letters* 101.13 (sept. 2008). DOI : [10.1103/PhysRevLett.101.136801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.136801).

- [78] M. O. SCULLY et A. A. SVIDZINSKY. “The Super of Superradiance”. en. In : *Science* 325.5947 (sept. 2009), p. 1510-1511. DOI : [10.1126/science.1176695](https://doi.org/10.1126/science.1176695).
- [79] Carlo SIRTORI, Federico CAPASSO, Jérôme FAIST et Sandro SCANDOLO. “Nonparabolicity and a Sum Rule Associated with Bound-to-Bound and Bound-to-Continuum Intersubband Transitions in Quantum Wells”. en. In : *Physical Review B* 50.12 (sept. 1994), p. 8663-8674. DOI : [10.1103/PhysRevB.50.8663](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.50.8663).
- [80] W. STREYER, S. LAW, G. ROONEY, T. JACOBS et D. WASSERMAN. “Strong Absorption and Selective Emission from Engineered Metals with Dielectric Coatings”. en. In : *Optics Express* 21.7 (avr. 2013), p. 9113. DOI : [10.1364/OE.21.009113](https://doi.org/10.1364/OE.21.009113).
- [81] Costel SUBRAN, Michael RADUNSKY et Michael HENSON. “Lasers a Cascade Quantique Dans Les Applications Militaires Modernes”. In : *Photoniques* 55 (sept. 2011), p. 52-55. DOI : [10.1051/photon/20115552](https://doi.org/10.1051/photon/20115552).
- [82] Pol TORRES ALVAREZ. *Thermal Transport in Semiconductors*. Springer Theses. Cham : Springer International Publishing, 2018. DOI : [10.1007/978-3-319-94983-3](https://doi.org/10.1007/978-3-319-94983-3).
- [83] D.C. TSUI, E. GORNIK et R.A. LOGAN. “Far Infrared Emission from Plasma Oscillations of Si Inversion Layers”. en. In : *Solid State Communications* 35.11 (sept. 1980), p. 875-877. DOI : [10.1016/0038-1098\(80\)91043-1](https://doi.org/10.1016/0038-1098(80)91043-1).
- [84] Angela VASANELLI, Yanko TODOROV et Carlo SIRTORI. “Ultra-Strong Light-Matter Coupling and Superradiance Using Dense Electron Gases”. en. In : *Comptes Rendus Physique* 17.8 (oct. 2016), p. 861-873. DOI : [10.1016/j.crhy.2016.05.001](https://doi.org/10.1016/j.crhy.2016.05.001).
- [85] T WANG, E BOER-DUCHEMIN, Y ZHANG, G COMTET et G DUJARDIN. “Excitation of Propagating Surface Plasmons with a Scanning Tunnelling Microscope”. In : *Nanotechnology* 22.17 (avr. 2011), p. 175201. DOI : [10.1088/0957-4484/22/17/175201](https://doi.org/10.1088/0957-4484/22/17/175201).
- [86] R. J. WARBURTON, C. GAUER, A. WIXFORTH, J. P. KOTTHAUS, B. BRAR et H. KROEMER. “Intersubband Resonances in InAs-AlSb Quantum Wells : Selection Rules, Matrix Elements, and the Depolarization Field”. en. In : *Physical Review B* 53.12 (mar. 1996), p. 7903-7910. DOI : [10.1103/PhysRevB.53.7903](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.53.7903).
- [87] R. J. WARBURTON, K. WEILHAMMER, J. P. KOTTHAUS, M. THOMAS et H. KROEMER. “Influence of Collective Effects on the Linewidth of Intersubband Resonance”. en. In : *Physical Review Letters* 80.10 (mar. 1998), p. 2185-2188. DOI : [10.1103/PhysRevLett.80.2185](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.80.2185).
- [88] R.J WARBURTON, K WEILHAMMER, C JABS, J.P KOTTHAUS, M THOMAS et H KROEMER. “Collective Effects in Intersubband Transitions”. en. In : *Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures* 7.1-2 (avr. 2000), p. 191-199. DOI : [10.1016/S1386-9477\(99\)00285-4](https://doi.org/10.1016/S1386-9477(99)00285-4).
- [89] L. C. WEST et S. J. EGLASH. “First Observation of an Extremely Large-dipole Infrared Transition within the Conduction Band of a GaAs Quantum Well”. en. In : *Applied Physics Letters* 46.12 (juin 1985), p. 1156-1158. DOI : [10.1063/1.95742](https://doi.org/10.1063/1.95742).
- [90] Peter Y. YU et Manuel CARDONA. *Fundamentals of Semiconductors*. Graduate Texts in Physics. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2010. DOI : [10.1007/978-3-642-00710-1](https://doi.org/10.1007/978-3-642-00710-1).

- 
- [91] V. I. YUKALOV et E. P. YUKALOVA. “Dynamics of Quantum Dot Superradiance”. en. In : *Physical Review B* 81.7 (fév. 2010). DOI : [10.1103/PhysRevB.81.075308](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.81.075308).



# Table des figures

1.1	Représentation de la structure de bande des métaux, des semi-conducteurs et des isolants . . . . .	16
1.2	Structure cristalline III-V . . . . .	17
1.3	Structure de bande de l'Arséniure d'Indium et Gallium . . . . .	17
1.4	Exemple permittivité modèle de Drude et frontière plasma . . . . .	20
1.5	Coefficient d'absorption matériau massif et couche mince . . . . .	22
1.6	Accord de maille semi-conducteurs . . . . .	23
1.7	Profil de bandes InGaAs . . . . .	24
1.8	Module carrés fonction d'onde et dispersion des sousbandes paraboliques .	25
1.9	Permittivité issue du modèle de Drude-Lorentz . . . . .	29
1.10	Spectre d'absorption d'un puits de 4 nm dopé à $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . . . . .	29
1.11	Schéma des transitions électroniques pour un puits faiblement dopé . . . .	30
1.12	Transition électronique pour un puits fortement dopé avec une sousbande peuplée . . . . .	32
1.13	Spectre d'absorption d'un puits de 4 nm pour plusieurs densités électroniques	32
1.14	Modules carrés des fonctions d'onde et sousbandes associées pour un puits d'InGaAs de 18.5 nm fortement dopé . . . . .	33
1.15	Spectre d'absorption avec et sans effets collectifs pour un puits quantique de 18.5 nm fortement dopé . . . . .	34
1.16	Passage d'un plasmon intersousbande vers un plasmon multisousbande et jusqu'à un mode de Berreman . . . . .	35
1.17	Représentation des situations limites du modèle du plasmon multisousbande et du cas intermédiaire . . . . .	36
1.18	Schéma de principe d'une simulation d'absorption à l'angle de Brewster avec le logiciel COMSOL . . . . .	37

1.19	Comparaison spectre d'absorption simulé et d'un spectre issu d'une mesure à Brewster . . . . .	38
1.20	Schéma de la structure et du trajet de la lumière pour une mesure de transmission à l'angle de Brewster . . . . .	39
1.21	Schéma du montage expérimental permettant la mesure du spectre de transmission à l'angle de Brewster . . . . .	41
1.22	Comparaison des spectres TM et TE obtenue par la mesure à Brewster . . .	41
1.23	Spectre d'absorption du puits quantique obtenu par la mesure à Brewster .	42
1.24	Représentation d'un ensemble d'émetteur identique séparé par une distance inférieure à la longueur d'onde . . . . .	43
1.25	Temps d'émission spontanée calculé pour un angle d'émission de $60^\circ$ pour différents dopages . . . . .	44
1.26	Largeur à mi-hauteur du pic plasmonique mesuré à différents angles d'émissions pour trois dopages différents . . . . .	45
2.1	Exemple de molécules actives dans l'infrarouge . . . . .	49
2.2	Fenêtre de transmission optique de l'atmosphère . . . . .	50
2.3	Exemple d'émetteur infrarouge directif . . . . .	51
2.4	Schéma du dispositif utilisé pour l'émission thermique . . . . .	52
2.5	Schéma représentant les dimensions géométriques nécessaires au calcul de la résistance thermique . . . . .	53
2.6	Puissance optique émise en fonction de la résistance thermique pour une couche d'InGaAs dopée . . . . .	54
2.7	Schéma de la structure de l'échantillon de référence InP1728 . . . . .	55
2.8	Spectre d'absorption issu d'une mesure de transmission à l'angle de Brewster sur l'échantillon InP1728 . . . . .	56
2.9	Première partie des étapes de fabrication des échantillons de référence (InP1728) . . . . .	57
2.10	Deuxième partie des étapes de fabrication des échantillons de référence (InP1728) . . . . .	58
2.11	Troisième partie des étapes de fabrication des échantillons de référence (InP1728) . . . . .	58
2.12	Dispositif de référence après fabrication . . . . .	59
2.13	Schéma de l'échantillon monté sur son embase . . . . .	59
2.14	Schéma de la sonde de courant utilisée . . . . .	60

2.15 Montage expérimental permettant la mesure des spectres d'émission sous excitation thermique . . . . .	61
2.16 Caractéristique V-I échantillon InP1728 et spectre d'émission mesuré . . .	62
2.17 Procédure d'extraction du pic lorentzien . . . . .	63
2.18 Spectres obtenus après élimination de la composante thermique du réseau cristallin . . . . .	63
2.19 Puissance optique émise par l'échantillon en fonction de la puissance électrique injectée (InP1728) . . . . .	64
2.20 Schéma de la structure de l'échantillon (InP1826) . . . . .	66
2.21 Schéma du dispositif utilisé pour augmenter l'émission thermique . . . . .	66
2.22 Processus de fabrication du dispositif utilisé pour augmenter l'émission thermique . . . . .	67
2.23 Schéma du dispositif utilisé pour augmenter l'émission thermique avec gravure	67
2.24 Processus de gravure de la couche résistive . . . . .	68
2.25 Caractéristique V-I et spectre d'émission de l'échantillon sans gravure de la couche résistive . . . . .	69
2.26 Caractéristique V-I et spectre d'émission de l'échantillon avec gravure de la couche résistive . . . . .	69
2.27 Comparaison des spectres obtenus avec et sans gravure de la couche résistive	70
2.28 Comparaison de la variation de la puissance optique émise en fonction de la puissance électrique injectée pour les différents dispositifs utilisés . . . . .	71
2.29 Comparaison des spectres obtenus avec les trois types d'échantillons . . . . .	72
2.30 Comparaison des résistances thermiques obtenues avec les trois types d'échantillons . . . . .	73
2.31 Pics plasmoniques principaux correspondant à trois fréquences de modulations sur l'échantillon de référence . . . . .	74
3.1 Dispositif utilisé pour moduler l'émission thermique jusqu'à 600kHz dans la référence [44] . . . . .	76
3.2 Schéma de la structure de la référence [76] . . . . .	77
3.3 Schéma des différentes couches de l'échantillon InP1821 . . . . .	78
3.4 Présentation du dispositif InP1821 et V-I du canal de conduction . . . . .	79
3.5 Schéma de la structure utilisée pour les simulations COMSOL . . . . .	80
3.6 Simulation des spectres en réflexion pour des tailles de cavité variable . . .	81

3.7	Simulation de l'émissivité de la structure totale . . . . .	81
3.8	Évolution de l'énergie des deux pics d'absorption en fonction de l'épaisseur de la cavité . . . . .	82
3.9	Montage permettant les mesures spectrales de 15 MHz à 50 MHz . . . . .	83
3.10	Partie optique permettant la mesure de la puissance optique sans passer par le FTIR . . . . .	84
3.11	Spectre mesuré à 10 kHz pour 400 mW de puissance injectée, Comparaison au spectre d'émissivité simulé et signal mesuré en fonction de la fréquence de modulation . . . . .	85
3.12	Réponse spectrale du montage expérimental . . . . .	86
3.13	Caractérisation de la transmission des lentilles en germanium . . . . .	87
3.14	Caractérisation de la réponse en fréquence du Bias-T . . . . .	89
3.15	Schéma du montage permettant la caractérisation du gain de l'amplificateur	90
3.16	Caractérisation de la réponse du détecteur en fréquence . . . . .	90
3.17	Spectres d'émission mesurés à 2 kHz, 500 kHz et 50 MHz . . . . .	91
3.18	Superposition de la variation du signal émis par l'échantillon avec la réponse en fréquence du détecteur . . . . .	93
3.19	Puissance optique émise redressée par les réponses en fréquence et spectrale des différents instruments . . . . .	94
3.20	Schéma de la structure considérée pour le calcul de l'équation de la chaleur	95
3.21	Simulation des deux composantes de $\Delta T_{réseau}$ . . . . .	96
3.22	Mesure du déphasage entre le signal mesuré et la modulation électrique . .	97
3.23	Superposition du calcul de la profondeur de pénétration du flux de chaleur avec la mesure du déphasage du signal . . . . .	99
3.24	Simulation du taux de variation de $\Delta T$ en fonction de la fréquence de modulation . . . . .	101
3.25	Schéma du déphasage entre excitation thermique et puissance optique émise	101
3.26	Comparaison du spectre du QWIP et du spectre d'émission d'un dispositif	102
4.1	Schéma d'un FET avec instabilité de Diakonov-Shur . . . . .	104
4.2	Comparaison entre l'émission issue de l'excitation thermique et issue de l'excitation résonante . . . . .	105
4.3	L-I pour une excitation thermique et pour une excitation résonante . . . .	106

4.4	Schéma des différentes couches de la structure sans barrières InP1716 . . .	106
4.5	Schéma des différentes couches de l'échantillon de la structure avec barrières InP1710 . . . . .	107
4.6	Schéma de l'étude en réflexion avec et sans lentille hémicylindrique . . . .	108
4.7	Montage expérimental permettant les mesures en réflectivité . . . . .	109
4.8	Exemple de spectre de réflectivité mesuré en TM et en TE . . . . .	109
4.9	Spectres d'absorption de l'échantillon sans barrière . . . . .	110
4.10	Spectres d'absorption de l'échantillon avec barrières . . . . .	111
4.11	Largeur à mi-hauteur en fonction de l'angle interne pour les échantillons avec et sans barrières . . . . .	112
4.12	Temps de vie radiatif calculé grâce aux mesures de FWHM . . . . .	113
4.13	Processus de fabrication des échantillons pour l'injection résonante . . . .	115
4.14	Images au microscope optique de deux dispositifs finaux . . . . .	116
4.15	Schéma de l'échantillon pour l'injection verticale monté sur l'embase . . . .	116
4.16	Montage expérimental utilisé pour la mesure des spectres d'émission en injection verticale . . . . .	117
4.17	Schéma en coupe d'un dispositif pour l'excitation résonante . . . . .	117
4.18	V-I de l'échantillon sans barrières . . . . .	118
4.19	Spectre d'émission sous excitation résonante à température ambiante . . .	119
4.20	V-I et L-I en température de la structure sans barrières . . . . .	120
4.21	Spectre d'émission à 78 K pour la structure sans barrières . . . . .	121
4.22	Exemples de spectres d'émission et FWHM mesurés à différents angles à 78 K . . . . .	121
4.23	Temps de vie radiatif calculé grâce aux mesures de FWHM . . . . .	122
4.24	Caractéristique V-I de deux dispositifs présentant des barrière Schottky différentes. Spectres d'émission correspondants au deux dispositif . . . . .	123
4.25	Caractéristique V-I de l'échantillon sans barrière à 300 K. Spectres correspondant à deux points de mesures (injection positive et négative) . . . . .	124
4.26	Schéma de la structure avec petites barrières (InP1641) . . . . .	125
4.27	Schéma de la structure avec grandes barrières (InP1640) . . . . .	126
4.28	Schéma en coupe d'un dispositif pour l'injection résonante . . . . .	126

---

4.29 Images au microscope optique des dispositifs obtenus après le procédé de fabrication (InP1640 et InP1641) . . . . .	127
4.30 V-I à différentes températures des deux échantillons (InP1640 et InP1641)	128
4.31 Spectres en températures sur les deux échantillons (InP1640 et InP1641) .	128
4.32 Signal émis par les échantillons à 300 K et 150 K en fonction de l'intensité	129
4.33 Spectres d'émission en voltage à intensité constante sur les deux échantillons (In1640 et InP1641) . . . . .	129
4.34 Caractéristiques V-I des échantillons avec différents temps d'IBE . . . . .	141