



RAPPORT DE STAGE

Absorption saturable aux fréquences THz et MIR dans le graphène multicouche

Auteur :
Grégory Quinchart

Maitre de stage :
Juliette Mangeney

Avril-Juillet 2016 Stage M1

Table des matières

1	Introduction	2
1.1	Le Laboratoire Pierre Aigrain	2
1.2	Contexte : La technologie Téraherz	2
1.3	Objectifs scientifiques	3
2	Le graphène	4
2.1	Structure cristallographique	4
2.2	Structure de bande	4
2.3	L'absorption dans le graphène	6
2.4	Substrat de SiC	7
3	Expériences	9
3.1	Dispositif expérimental	9
3.1.1	Laser à cascades quantiques	9
3.1.2	Montage optique et matériel	10
3.2	Mesure du diamètre du laser	11
3.3	Premiers résultats	13
	Remerciements	15

1 Introduction

Étudiant en 1^{er} année de Master de Physique et Applications à l'Université Pierre et Marie Curie, c'est durant le printemps 2016 que j'ai eu le plaisir d'effectuer mon stage dans un laboratoire public de recherche. Ainsi, 12 semaines durant, j'ai pu me familiariser avec le monde de la Recherche et développer de nouvelles compétences aussi bien théoriques qu'expérimentales.

Dans ce rapport, après une brève introduction du laboratoire et de la technologie Terahertz, une deuxième partie est consacrée au graphène et ses propriétés d'absorptions. Dans la dernière partie, le montage expérimental ainsi que les tout premiers résultats d'absorption saturable dans le moyen-infrarouge sont présentés.

1.1 Le Laboratoire Pierre Aigrain

Le Laboratoire Pierre Aigrain (LPA) fait parti des acteurs majeurs en physique de la matière condensée. Rattaché au département de physique de l'École Normale Supérieure, ses principaux domaines de recherche concernent les propriétés optiques (du terahertz à l'ultra-violet) de nanostructures semi-conductrices et métalliques (boîtes quantiques et microcavités de semi-conducteurs, lasers à cascade quantique, nano-structures carbonées). S'inscrivant dans une démarche aussi bien expérimentale que théorique, ces travaux ouvrent la voie à des applications aussi diversifiées que l'opto-électronique, l'information quantique ou l'électronique moléculaire.

1.2 Contexte : La technologie TéraHertz

De 0,1 à 10 THz, la gamme des ondes terahertz se situe à l'interface des domaines optiques et électroniques. Les énergies équivalentes, de l'ordre de 0,4 à 40 meV, sont typiques des énergies intrabandes des semiconducteurs ou de vibration de réseau cristallin [1]. Les ondes THz sont fortement absorbées par l'eau et elles traversent les diélectriques ce qui laisse envisager de nombreuses applications allant de l'étude d'échantillons biologiques [2] à la sécurité aéroportuaire [3]. Cependant les ondes THz sont difficiles à émettre et à détecter par des technologies électroniques [4]. Par ailleurs, la gamme d'énergies mise en jeu rend également la réalisation de sources lasers difficile car l'énergie de transition radiative est de l'ordre de l'agitation thermique $k_B T$. C'est pourquoi la bande de fréquences TeraHertz a longtemps été connue comme un fossé technologique. Dans ce contexte, de nombreuses recherches visant à réaliser des émetteurs THz puissants et des détecteurs sensibles voient le jour. L'étude présentée ici s'inscrit dans cette démarche.

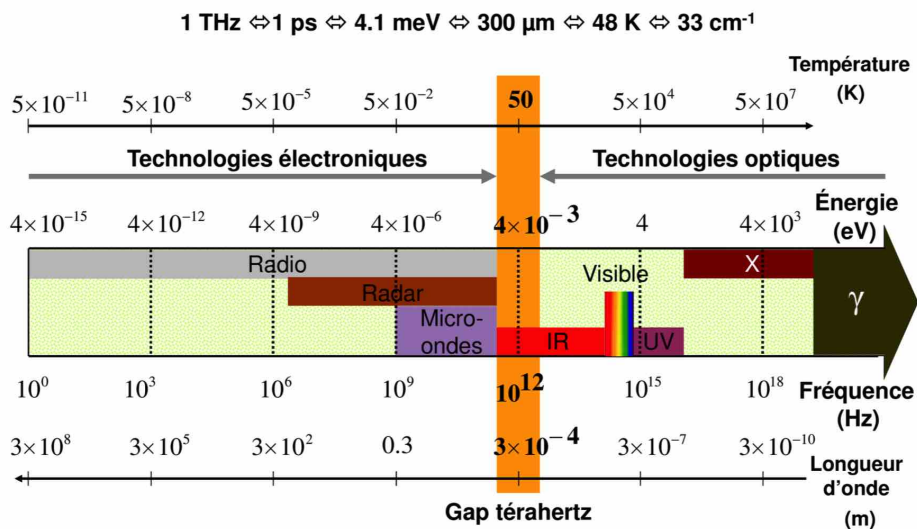


FIGURE 1 – Spectre électromagnétique avec les différentes échelles de longueurs d'onde, fréquences, énergies et températures.

1.3 Objectifs scientifiques

Le but de ce stage est d'étudier les propriétés d'absorptions saturables du graphène entre 3 et 30 THz, ce qui à ce jour n'a pas encore été réalisée. Bien que l'utilisation d'absorbants saturables soit déjà largement répandue dans la conception de lasers pulsés [5], le manque de sources impulsionnelles compactes dans la gamme de fréquences térahertz nous motive à entreprendre cette étude.

Pour réaliser ce travail, j'ai mis au point l'expérience d'optique suivante : Une source laser installée sur une table optique est focalisée sur un échantillon de graphène. En mesurant la puissance transmise ou réfléchiée par le graphène en fonction de la puissance incidente, il est alors possible de déterminer le coefficient d'absorption de l'échantillon. En régime non saturé, la relation entre puissance incidente et absorption est linéaire [6]. L'objectif de ces travaux est d'atteindre un régime non linéaire de l'absorption. Afin de caractériser au mieux ce phénomène, d'autres expériences annexes sont nécessaires : La mesure de la taille du faisceau laser afin de déterminer la fluence (énergie par unité de surface) ainsi que la mesure du spectre d'absorption du substrat de SiC sur lequel le graphène a été déposé. Ces expériences préliminaires ont occupé l'essentiel de mon stage à ce jour.

2 Le graphène

Le graphène est un cristal de carbone d'épaisseur atomique dont les propriétés de conduction thermique et électronique font l'objet de nombreuses recherches [7, 8, 9]. En effet, les électrons de ce cristal bidimensionnel ont une masse effective nulle et peuvent s'apparenter à des particules "ultra-relativistes" telles que le photon ou le neutrino [10]. La mobilité de ces porteurs laisse envisager de nombreuses applications électroniques à hautes fréquences. Rappelons que le but de cette étude est d'étudier l'absorption saturable dans le graphène. À saturation, c'est à dire lorsque tous les états de la bande peuplée par les porteurs photo-excités sont occupés, le graphène n'est alors plus capable d'absorber d'avantage de lumière. On dit alors que le matériau est transparent au rayonnement.

2.1 Structure cristallographique

Le graphène est un solide bidimensionnel cristallisé en réseau hexagonal. Les atomes de carbones qui le constituent possèdent 6 électrons. Son état fondamental est donc : $1s^2 2s^2 2p^2$. Parmi ses 4 électrons de valence, 3 sont impliqués dans des liaisons covalentes σ . Le quatrième forme une liaisons pendante π (Figure 2). C'est cet électron qui est responsable des propriétés hautes fréquences du graphène.

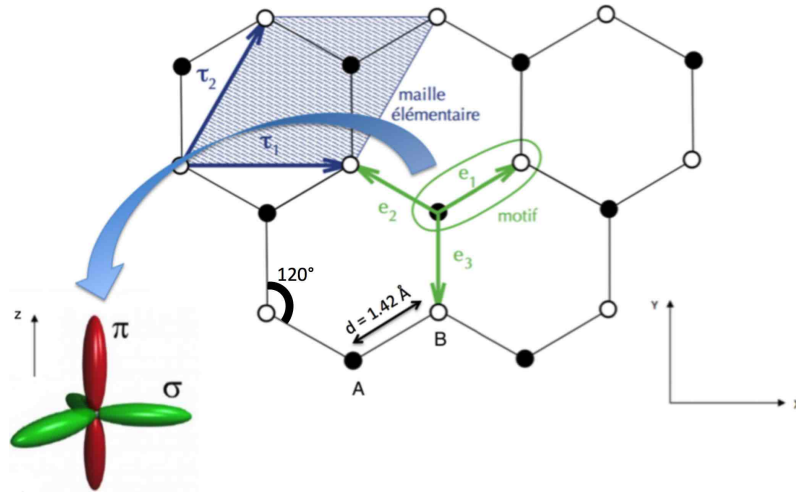


FIGURE 2 – Liaisons et structure cristallographique du graphène. Le motif primitif est constitué de 2 atomes de carbone (A en noir et B en blanc). Dans la base (\vec{x}, \vec{y}) les 3 translations du réseau s'écrivent :

$$\vec{e}_1 = \frac{d}{2}(\sqrt{3}, 1), \vec{e}_2 = \frac{d}{2}(-\sqrt{3}, 1), \vec{e}_3 = (0, -d)$$

2.2 Structure de bande

Étudions à présent la structure de bande du graphène. Pour ce faire nous utilisons la méthode des liaisons fortes. Cette méthode peut être utilisée dans les situations où, comme dans le cas du graphène, le recouvrement entre orbitales atomiques est faible (ici les $2p_z$) [11]. Le point de départ est la construction d'une base d'états appelés états de Bloch. Ces états sont obtenus par combinaison linéaire d'orbitales atomiques $|2p_z\rangle$. On va chercher une base d'états de Bloch associées à un vecteur d'onde \vec{k} vérifiant la condition de Bloch :

$$\psi_{\vec{k}}(\vec{r} + \vec{R}) = e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}} \psi_{\vec{k}}(\vec{r}) \quad (1)$$

avec \vec{k} parcourant la première zone de Brillouin et \vec{R} un vecteur du réseau de Bravais. Pour une maille à deux atomes (A et B) nous avons donc deux états de Bloch :

$$|\psi_{\vec{k}}^A\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_j e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}_j} |\phi_j^A\rangle \quad \text{et} \quad |\psi_{\vec{k}}^B\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_j e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}_j} |\phi_j^B\rangle \quad (2)$$

avec $|\phi_j^A\rangle$ et $|\phi_j^B\rangle$ correspondant aux orbitales $|2p_z\rangle$ centrées respectivement sur un atome A et B, dans la maille associée au vecteur \vec{R}_j et N le nombre de maille dans le cristal. Le hamiltonien de l'électron du j-ième atome (sur A ou B)

$\hat{H}_{cristal} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \hat{V}_j$ peut se décomposer sous la forme :

$$\hat{H}_{cristal} = \underbrace{\frac{\hat{p}^2}{2m} + \hat{V}_j}_{\hat{H}_j^0} + \hat{W}_j \quad (3)$$

où \hat{W}_j représente le potentiel perturbatif créé par tous les ions différents de j et \hat{V}_j^{at} le potentiel associé à la maille j de tel sorte que $\hat{H}_j^0 |\phi_{\vec{R}_j}\rangle = E_0 |\phi_{\vec{R}_j}\rangle$. E_0 est donc l'énergie de l'état fondamental associé à l'état propre $|\phi_{\vec{R}_j}\rangle$.

Le modèle des liaisons fortes que nous utilisons dans l'approximation de Hückel nous amènent à considérer les intégrales suivantes [12] :

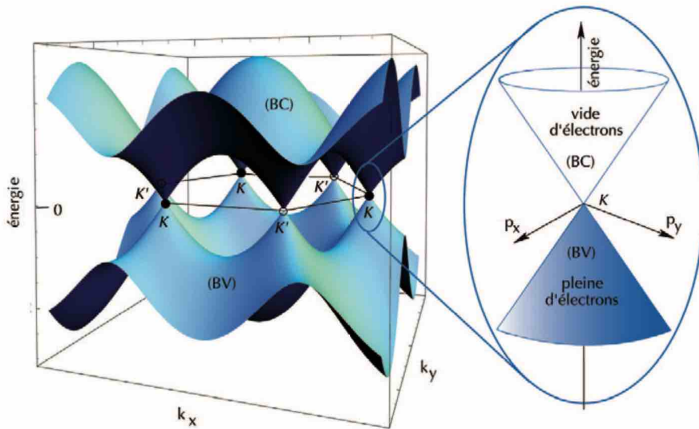
- $\langle \phi_j | \phi_j \rangle = 1$ C'est la normalisation des fonctions d'onde orbitales.
- $\langle \phi_{j'} | \phi_j \rangle = 0$. On suppose les orbitales fortement localisées.
- $\langle \phi_j | \hat{W}_j | \phi_j \rangle = 0$: L'intégrale de Coulomb.
- $\langle \phi_{j'} | \hat{W}_j | \phi_j \rangle = \beta$ si ϕ_j et $\phi_{j'}$ sont des plus proches voisins. C'est l'intégrale de transfert.
- $\langle \phi_{j'} | \hat{W}_j | \phi_j \rangle = 0$ sinon.

Avec ces hypothèses, en prenant $E_0 = 0$, pour \vec{k} fixé, on écrit le hamiltonien dans la base $|\psi_{A,\vec{k}}\rangle$, $|\psi_{B,\vec{k}}\rangle$:

$$\hat{H}_k = \begin{pmatrix} 0 & \beta \sum_{j=1}^3 \exp[i(\vec{k} \cdot \vec{e}_j)] \\ \beta \sum_{j=1}^3 \exp[-i(\vec{k} \cdot \vec{e}_j)] & 0 \end{pmatrix} \quad (4)$$

La détermination des énergies revient à diagonaliser cette matrice. On obtient deux valeurs propres :

$$E_{\pm}(\vec{k}) = \pm \beta \sqrt{\left(1 + 4 \cos \frac{3k_x d}{2} \cos \frac{\sqrt{3}k_y d}{2} + 4 \cos^2 \frac{\sqrt{3}k_y d}{2}\right)} \quad (5)$$



À proximité des points K du réseau réciproque, l'énergie devient linéaire en k (voir Figure 3). Cette relation rappelle celle des photons $E = \hbar ck$ où c est remplacée par la vitesse de Fermi. Cette analogie conduit à écrire le hamiltonien à proximité des point K en utilisant l'équation relativiste de Dirac. La vitesse de ces électrons est 10 fois supérieurs à celle des porteurs dans les meilleurs semi-conducteurs ordinaires, ce qui fait du graphène un candidat de choix pour l'électronique rapide.

FIGURE 3 – Structure de bande du graphène. Au voisinage des points K, la relation de dispersion est linéaire et s'écrit : $E(\vec{k}) = \pm \hbar v_F \|\vec{k}\|$ avec $v_F = \frac{3d\beta}{2\hbar}$

2.3 L'absorption dans le graphène

Bien que le processus de saturation de l'absorption dans le graphène soit un processus complexe qui ne sera pas abordé en détail dans ce manuscrit, il peut être décrit, en première approximation, par un système à deux niveaux [13]. Dans un tel système, la dynamique des populations N_1 et N_2 entre les niveaux E_1 et E_2 est décrite par :

$$\frac{d\Delta N}{dt} = -\Delta N \left(\frac{1}{\tau} + 2W \right) + \frac{1}{\tau} N_t \quad (6)$$

avec :

- $\Delta N = N_2 - N_1$
- $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{sp}} + \frac{1}{\tau_{nr}}$ où τ_{sp} et τ_{nr} sont respectivement les temps caractéristiques des processus de désexcitations spontanées et de désexcitations non radiatives.
- W est le coefficient d'Einstein décrivant l'absorption, $W = \sigma \Phi$, où σ est la section efficace, Φ le flux de photons.

Ainsi à l'équilibre nous avons la condition :

$$\frac{d\Delta N}{dt} = 0 \implies \Delta N = \frac{N_t}{1 + 2W\tau} \quad (7)$$

Puisque $W = \frac{I\sigma}{h\nu}$ avec I et ν l'intensité et la fréquence du faisceau incident et h la constante de Planck, l'équation (7) peut se réécrire comme :

$$\Delta N = \frac{N_t}{1 + (I/I_s)} \quad (8)$$

Avec l'intensité de saturation : $I_s = h\nu/2\sigma\tau$

La différence de population entre les niveaux E_1 et E_2 est donc inversement proportionnelle à l'intensité du faisceau incident. Puisque le coefficient d'absorption α est par définition donné par :

$$\alpha = \sigma\Delta N \quad (9)$$

ce coefficient sera directement dépendant de l'intensité de la source lumineuse. Dans le cas du graphène non saturé, α est indépendant de la fréquence et égal à 2,3 % par couche [14].

La Figure 4 illustre le mécanisme d'absorption saturable dans le graphène. De la même manière que dans les autres semi-conducteurs, le phénomène de saturation résulte du principe d'exclusion de Pauli.

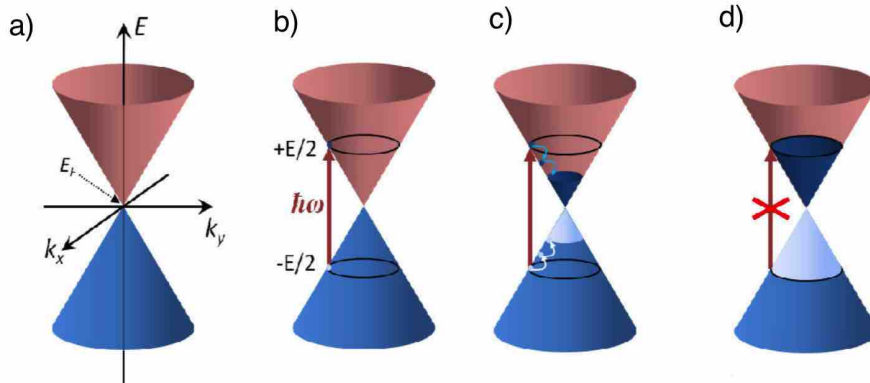


FIGURE 4 – a) Structure de bande du graphène. En rouge la bande de conduction et en bleu la bande de valence. b) Un photon d'énergie $E = \hbar\omega$ excite un électron de la bande de valence vers la bande de conduction. c) Recombinaison des paires trou-électron après thermalisation de l'électron excité. d) Lorsque la bande de conduction est pleine, les électrons sont bloqués dans la bande de valence.

2.4 Substrat de SiC

Une caractérisation importante pour démarrer nos investigations est le spectre d'absorption des échantillons étudiés. Nous venons de voir que l'absorption dans le graphène est indépendante de la fréquence. En revanche, le substrat utilisé lors de la fabrication du graphène peut agir comme un filtre selon la fréquence du laser utilisé. Il est donc important de caractériser ce substrat. On constate [15] que l'énergie totale émise par une source se transforme sur le corps irradié selon 3 composantes :

— L'**Absorbance (A)** : C'est le rapport entre la puissance spectrale absorbée par échantillon et celle du rayonnement incident.

— La **Réfectance (R)** : C'est le rapport entre la puissance spectrale réfléchie par un échantillon et celle du rayonnement incident.

— La **Transmittance (T)** : C'est le rapport entre la puissance spectrale transmise à travers un échantillon et celle du rayonnement incident.

Avec $A + R + T = 1$. La connaissance de ces différents paramètres permet d'adapter la longueur d'onde du laser à utiliser et la géométrie de l'expérience (en transmission ou en réflexion).

Dans le cadre de notre étude, le spectre d'absorption du substrat de SiC a été mesuré en utilisant la spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier («*FTIR*» en anglais). Plus rapide qu'une spectroscopie monochromatique classique, la spectrométrie FTIR permet de mesurer l'ensemble d'un spectre en quelques secondes. Cette efficacité repose sur l'utilisation combinée de trois éléments principaux : une source thermique moyen-infrarouge polychromatique, un interféromètre de Michelson et les transformations de Fourier.

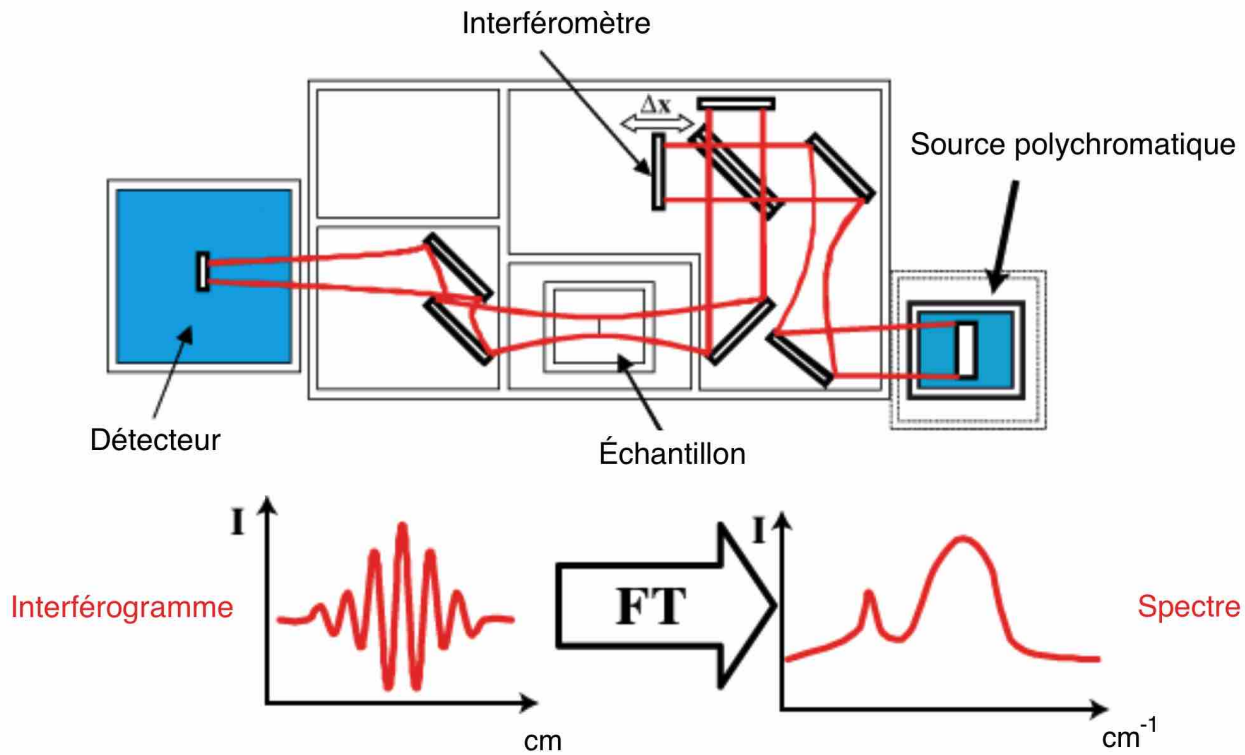


FIGURE 5 – Schéma d'un interféromètre à transformée de Fourier.

Brièvement, le principe du FTIR est le suivant : Un signal source composée de plusieurs fréquences rentre tout d'abord dans un interféromètre de Michelson. Ce premier dispositif permet de produire des interférences, c'est à dire des variations de l'intensité en fonction de la différence de marche Δx [16]. La mesure de l'intensité lumineuse en fonction de la différence de marche s'appelle un interférogramme. Cet interférogramme possède la propriété que chaque point qui le constitue contient une information sur chaque fréquence provenant de la source. C'est la transformée de Fourier du signal source. L'interféromètre produit donc un signal modulé contenant toutes les informations requises pour produire un spectre et peut être mesuré en quelques secondes. On place l'échantillon après l'interféromètre et on mesure le signal transmis. Pour récupérer tout le spectre de l'échantillon, il suffit de faire la transformée de Fourier inverse sur l'interférogramme collecté par le détecteur.

La Figure 6 montre le spectre d'absorption et l'interférogramme correspondant au substrat de SiC de l'échantillon étudié. On constate une très faible transmission dans la gamme de longueurs d'onde qui nous intéressent (quelques pour-cent entre 1666 et 666 cm^{-1} soit entre 6 et 15 μm). Disposant d'un laser émettant à 9 μm pour commencer notre étude, je choisis de travailler en réflexion.

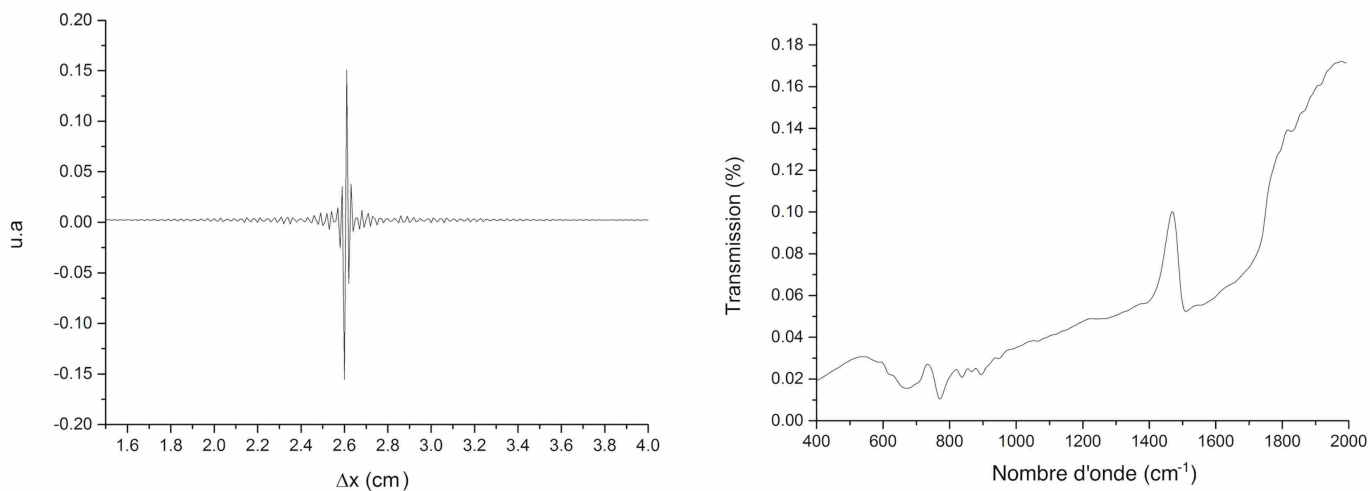


FIGURE 6 – Interférogramme et spectre en transmission du substrat de SiC de 5 à 25 μm

3 Expériences

3.1 Dispositif expérimental

3.1.1 Laser à cascades quantiques

Les lasers à cascades quantiques ou QCL pour «*Quantum Cascade Laser*» sont des dispositifs très prometteurs en tant que sources de rayonnement THz. Réalisés pour la première fois en 1994, ces lasers semi-conducteurs émettaient initialement dans l'infrarouge [17]. L'idée originale de ces lasers consiste à exploiter les transitions intersousbandes de semi-conducteurs grâce à une structure périodique de confinements quantiques aussi appelés *puits quantiques*. Partons du cas simple d'un puit de potentiel infini de largeur L_z (Figure 7a). On peut montrer [18] que les énergies propres sont de la forme :

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* L_z^2} n^2$$

Avec m^* la masse effective. On peut voir dans cette équation que les niveaux d'énergies dans un puit quantique sont proportionnels à $1/L_z^2$. Ainsi, les transitions entre niveaux peuvent être "accordées" simplement à partir de la largeur du puits. Ceci permettra de choisir une longueur d'onde pour l'émission laser indépendamment des matériaux utilisées pour construire les puits. De plus, le profil de dispersion étant le même d'une sous-bande à une autre, le spectre d'émission de ces lasers est piqué et donc d'une grande pureté spectrale.

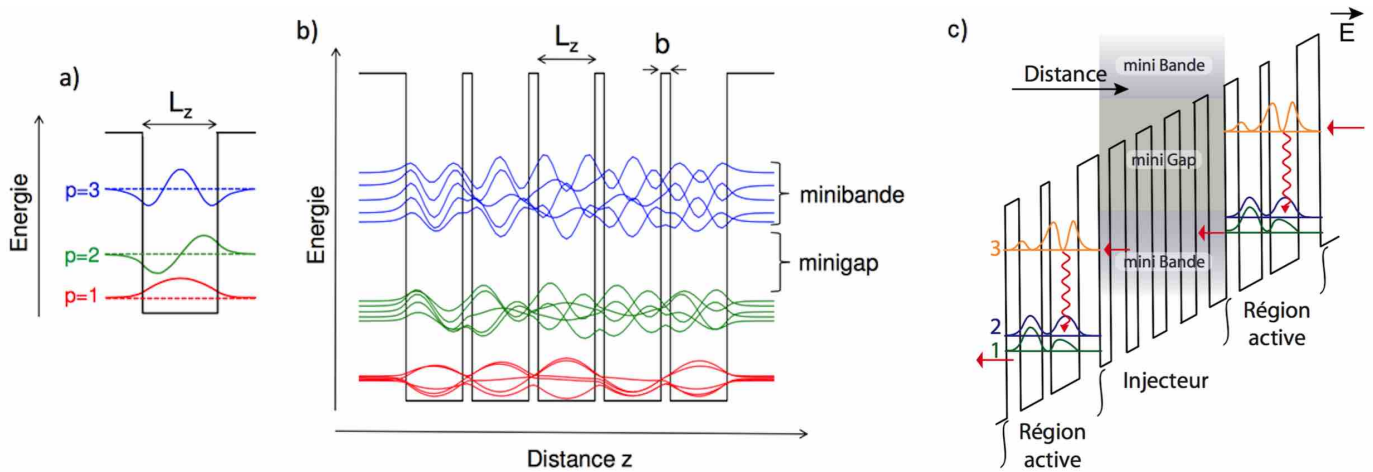


FIGURE 7 – a) Puits quantique idéal. Les trois premiers niveaux d'énergie sont représentés ainsi que les fonctions d'ondes associées. b) Cinq puits couplés par une barrière fine. La levée de dégénérescence des états des cinq puits conduit à l'apparition de sous-bandes ou "minibandes". c) Structure de bande soumise à un champ électrique. L'émission radiative se produit entre les états 3 et 2. L'inversion de population est assurée par la transition 1 vers 3.

Considérons maintenant le cas d'une structure périodique constituée de puits et de barrières de potentiel de largeur b (Figure 7b). Si les barrières de potentiel sont suffisamment étroites, un couplage entre les puits apparaît conduisant à une levée de dégénérescence des niveaux d'énergie. Ces couplages vont alors former des minibandes d'énergies et conduire à la délocalisation des fonctions d'onde électroniques permettant alors aux électrons de passer d'un puit à un autre par effet tunnel [18].

L'un des prérequis de base d'un système laser est une inversion de population. Dans le cas des QCL, cette inversion est réalisée via l'application d'un champ électrique \vec{E} . Ce champ va avoir pour effet d'incliner la structure de bande comme sur la Figure 7 c). Ainsi, après une désexcitation radiative dans une zone active, un électron va pouvoir alimenter l'état excité de la région active suivante en passant à travers une zone de transport pur, appelé injecteur, par effet tunnel. C'est de cette géométrie en cascade que ces types de lasers tirent leur nom. L'énergie $h\nu$ rayonnée par de tels lasers (quelques meV) est de l'ordre de l'agitation thermique. Bien que beaucoup de recherches soient menées pour améliorer les températures de fonctionnement des lasers à cascades quantiques, il faut le plus souvent les installer dans un cryostat pour les refroidir (90K pour le moyen infrarouge et 10K pour le terahertz). Les différents lasers utilisés dans cette étude sont refroidie à l'azote ou à l'hélium.

3.1.2 Montage optique et matériel

Pour démarrer cette étude, je dispose du matériel suivant :

- Un laser à cascade quantique émettant à $9\ \mu\text{m}$ installé dans un cryostat permettant de le maintenir à 90 K.
- Un jeu de lentille plan-concave de focale 25 mm.
- Une séparatrice
- Un photo-détecteur

Les mesures sont réalisées via un oscilloscope et une détection synchrone et collectées sur ordinateur grâce au logiciel LabVIEW. Le dispositif est présenté sur la Figure 8. Le graphène, un échantillon de SiC et un miroir (Figure 9) sont installés sur une plaque métallique pouvant être déplacée selon les 3 axes x, y, z.

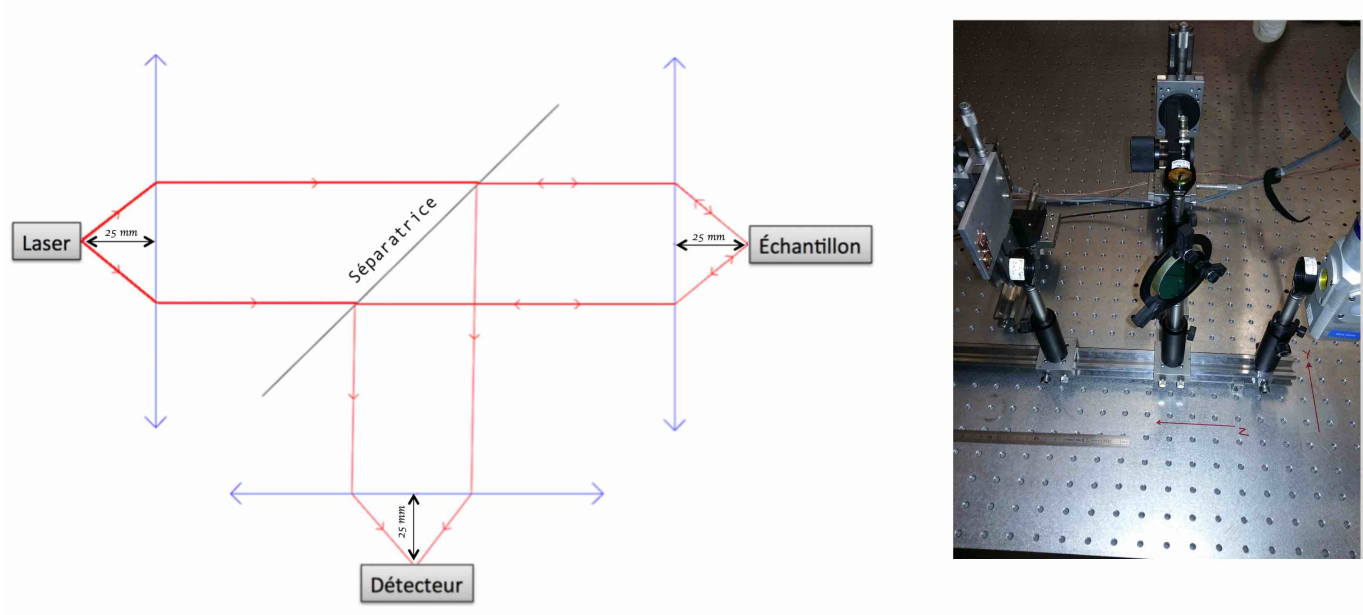


FIGURE 8 – Montage expérimental

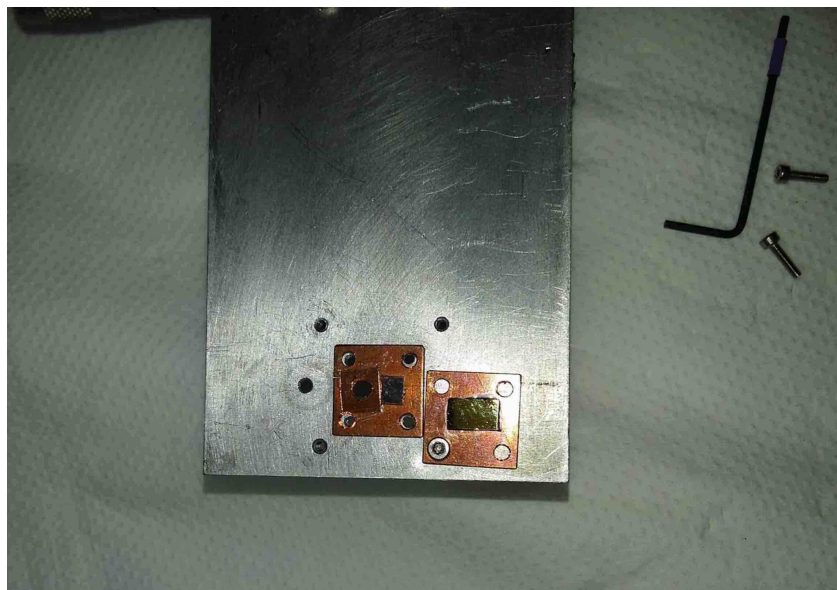


FIGURE 9 – Échantillons de SiC (à gauche), de graphène (au milieu) et le miroir (à droite).

3.2 Mesure du diamètre du laser

La mesure précise du diamètre d'un faisceau laser est importante dans beaucoup d'applications [19, 20, 21]. De nombreuses techniques ont été développées à cette fin, comme la technique du «*slit scan*» [22] ou encore du «*pinhole*» [23]. Parmi toutes ces méthodes, la technique de la lame de rasoir ou «*knife-edge technique*» est sans doute la plus utilisée [24, 25, 26]. Appréciée pour son efficacité et sa précision, elle est considérée comme un standard pour la caractérisation de faisceaux gaussiens [27]. Le principe consiste à placer une lame perpendiculairement au sens de propagation du laser et de mesurer la puissance totale transmise en fonction de la position de la lame. L'expérience que j'ai réalisée dans le cadre de cette étude est présentée sur la Figure 10.

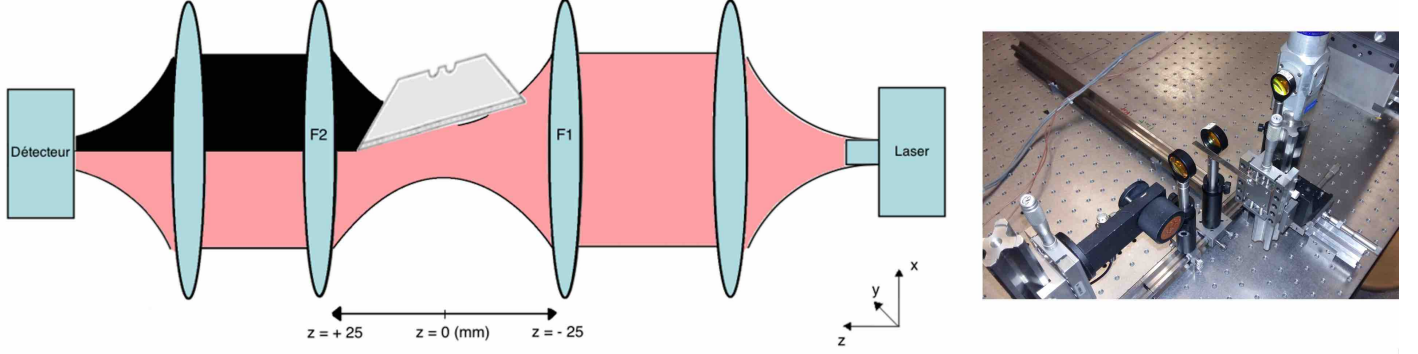


FIGURE 10 – Montage expérimental de la méthode «*knife-edge*».

La finesse de la lame permet de s'affranchir des problèmes de diffraction [28] et sa position est mesurée grâce à une vis micrométrique. Nous savons que le profil d'intensité d'un faisceau gaussien est donné par :

$$I(x, y) = I_0 e^{-2\frac{x^2+y^2}{w_x^2 w_y^2}} \quad (10)$$

avec w_x et w_y les rayons à $1/e^2$ du faisceau respectivement dans la direction x et y [29]. Il vient alors :

$$P_{totale} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I(x, y) dx dy = I_0 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2\frac{y^2}{w_y^2}} dy \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2\frac{x^2}{w_x^2}} dx$$

$$P_{totale} = I_0 \frac{\pi}{2} w_x w_y \quad (11)$$

Ainsi, en présence de la lame, la puissance mesurée est alors :

$$P(X) = P_{totale} - I_0 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2\frac{y^2}{w_y^2}} dy \int_{-\infty}^X e^{-2\frac{x^2}{w_x^2}} dx = P_{totale} - I_0 \sqrt{\frac{\pi}{2}} w_y \left(\int_{-\infty}^0 e^{-2\frac{x^2}{w_x^2}} dx + \int_0^X e^{-2\frac{x^2}{w_x^2}} dx \right) \quad (12)$$

En utilisant le changement de variable $u^2 = \frac{2x^2}{w_x^2}$ et la fonction d'erreur complémentaire définie par :

$$erfc(x) = \left[1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \right]$$

L'équation (12) peut alors se mettre sous la forme :

$$P(X) = A erfc\left(\frac{X\sqrt{2}}{w_x}\right) \quad (13)$$

avec A une constante homogène à une puissance.

Résultats et traitement des données

Une fois le dispositif installé et aligné, la puissance $P(X)$ peut être mesurée suivant le protocole précédent. Nous plaçons la lame entre les lentilles f_1 et f_2 ayant chacune une focale de 25 mm. La Figure 11 a) présente la valeur de $P(X)$ pour différentes valeur de Z et la Figure 11 b) l'allure du faisceau en fonction Z , reconstituée à partir des différentes tranches mesurées.

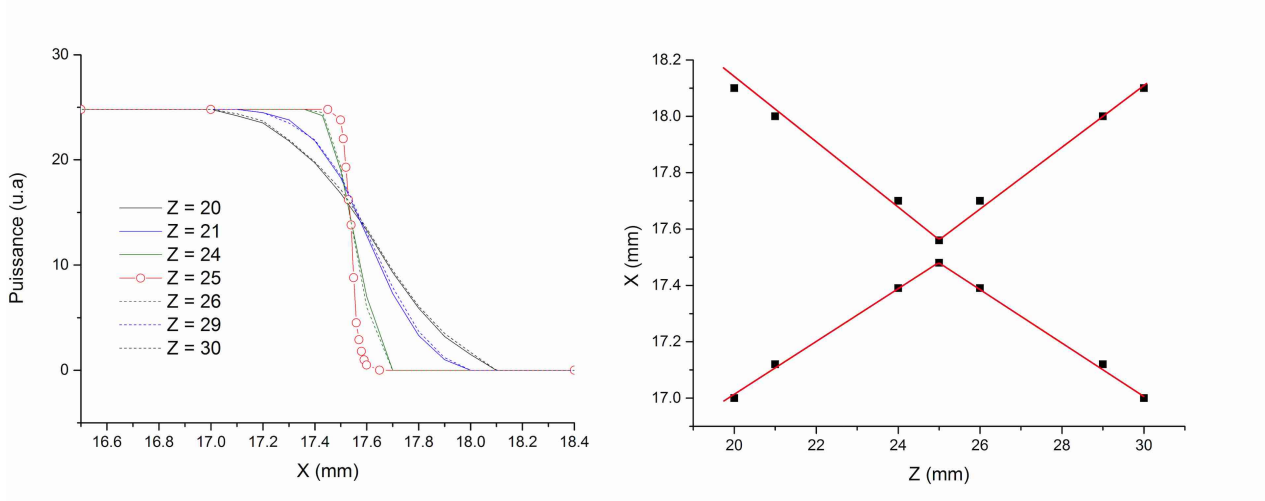


FIGURE 11 – a) La valeur de la puissance transmise en fonction de X pour différentes tranches en Z . b) Allure qualitative reconstituée à partir des différentes tranches.

Pour déterminer de manière précise le diamètre du faisceau, nous ajustons les données expérimentales avec l'équation (13), puis nous effectuons la dérivée. La taille du faisceau peut être donnée par son waist (w_x) ou par la largeur à mi-hauteur de cette dérivée [30]. Ces différentes étapes de traitement sont présentées sur la Figure 12. Finalement la taille du faisceau dans cet exemple est de $60 \mu\text{m} \pm 10^1$. On observe un très bon accord entre les points expérimentaux et la modélisation en utilisant la fonction erreur (eq.13).

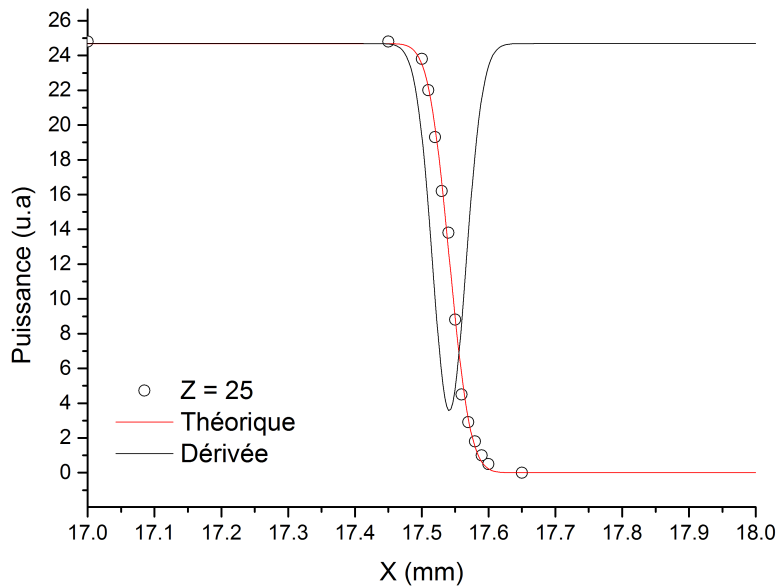


FIGURE 12 – Dérivée du faisceau en $Z = 25$ mm

1. Cette incertitude tient compte de l'erreur sur la mesure de puissance, estimée à ± 0.5 et de l'erreur sur X , estimée à 0.01 mm

3.3 Premiers résultats

La Figure 13 montre les puissances mesurées en fonction de l'intensité du courant d'alimentation du laser. De 0 à 0.1 la source n'a pas encore atteint le régime laser. La première pente correspond uniquement à un couplage parasite entre l'alimentation du laser et le détecteur. À partir de 0.1 ampère, le laser commence à émettre. Les différentes puissances mesurées sont linéaires et augmentent avec le courant. La puissance mesurée sur le miroir est considérée comme la puissance incidente de référence. Ces courbes vont nous permettre d'étudier les variations du coefficient d'absorption α en fonction du courant et donc en fonction de la puissance incidente. Pour cela, il suffit de tracer la puissance réfléchie par le graphène ou le SiC en fonction de la puissance réfléchie par le miroir. La Figure 14 montre ce type de courbe dans le cas du graphène.

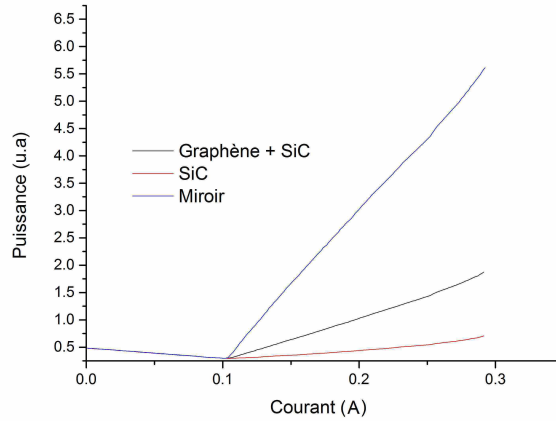


FIGURE 13 – Puissance mesurée en fonction du courant pour le graphène avec le substrat de SiC, un échantillon de SiC et le miroir

Sur la Figure 14 on constate, dans le cas du graphène, que la puissance réfléchie est proportionnelle à la puissance incidente. Aucun phénomène non linéaire n'est visible ce qui signifie que le régime de saturation n'a pas été atteint.



FIGURE 14 – Puissance réfléchie en fonction de la puissance incidente dans le cas du graphène.

Perspectives

L'hypothèse la plus probable pour expliquer l'absence de saturation est le manque de fluence. Pour augmenter l'énergie par unité de surface deux paramètres peuvent être optimisés :

- L'énergie émise par le laser (actuellement à 40 mW). Des demandes sont en cours afin d'obtenir un laser plus puissant (plusieurs centaines de milliwatts) dans la même gamme de longueur d'onde.
- La taille du spot. Cette piste est à privilégier puisque la fluence augmente quadratiquement avec l'inverse du diamètre du faisceau. Il est possible de diminuer la taille du spot en travaillant avec des lentilles dotées d'une grande ouverture numérique. Cependant la focalisation reste toujours limitée par les phénomènes de diffraction (*Limite de Rayleigh*). Dans notre cas, la limite de focalisation est de 10 μm .

La dernière semaine précédant l'écriture de ce rapport a été consacrée à cette deuxième piste. Un système comprenant un miroir parabolique afin de focaliser au maximum le faisceau est en cours de réalisation.

L'amélioration de tous ces paramètres devrait permettre d'observer la saturation d'absorption dans le moyen-infrarouge d'ici quelques semaines. Une fois cette étape franchie, le reste du stage pourra être consacré à l'observation de ce phénomène dans les fréquences térahertz.

Bilan personnel

Durant la première partie de mon stage, j'ai étudié le phénomène d'absorption saturable dans le moyen-infrarouge dans le cas du graphène. Pour cela j'ai commencé par m'intéresser aux différents aspects théoriques (absorption saturable, physique des laser à cascades quantiques, propriétés du graphène...) puis, dans un second temps, j'ai imaginé et réalisé une expérience d'optique permettant d'observer et de caractériser l'absorption saturable. Bien qu'aucun effet de saturation n'a pu être observé à ce jour, je suis optimiste quant à la suite de mon stage.

Une grande liberté m'a été accordée dans mon travail ce qui m'a permis d'acquérir beaucoup d'autonomie. Outre les nombreux aspects théoriques avec lesquels j'ai pu me familiariser, ce stage me permet de développer de nombreux réflexes et le pragmatisme essentiel en laboratoire. Les aspects théoriques que j'ai rencontrés ainsi que leur manipulation dans des problèmes concrets m'ont permis de développer ou renforcer certaines "intuitions" en physique quantique notamment, me préparant à ma prochaine année universitaire.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à adresser toute ma gratitude à ma maîtresse de stage, Juliette Mangeney, pour la confiance qu'elle m'a accordée et son aide pour guider mes premiers pas en laboratoire ainsi que ses conseils pour la réalisation de mes premières expériences.

Je remercie également toute l'équipe du LPA pour sa bienveillance et sa dévotion dans sa mission pédagogique auprès des jeunes scientifiques : Sarah Houver n'hésitant jamais à sacrifier du temps (et son matériel!) pour me venir en aide et Armand Lebreton pour tous ses conseils pratiques et les déjeuners "Aux Irlandais". Merci à vous deux pour m'avoir accueilli dans votre bureau.

Enfin merci au professeur Jérôme Tignon, pour m'avoir aidé à trouver ce stage.

Références

- [1] Yun-Shik Lee. *Principles of Terahertz Science and Technology*. Springer, 2009.
- [2] M. Tonouchi. "Cutting-edge terahertz technology". *Nature Photonics*, Vol. **1**(97) :105, 2007.
- [3] M.C. Kemp, P.F. Taday, B.E. Cole, J.A. Cluff, A.J. Fitzgerald, and W.R. Tribe. "Security applications of terahertz technology". *Proc. SPIE*, Vol. **5070** :44–52, 2003.
- [4] Olivier Vanbésien. *Sources et Détecteurs aux Fréquences Terahertz*. Techniques Ingénieur, 2007.
- [5] M. D. Shirk1 and P. A. Molian. "A review of ultrashort pulsed laser ablation of materials". *J. Laser Appl*, Vol. **10** :18–22, 1998.
- [6] Tiago Pinheiro de Faria Pinto. *Ultrafast Saturable absorption in Single-Layer Graphene*. PhD thesis, Faculdade de Ciências, 2013.
- [7] J. Maysonnave. *Dynamique ultrarapide de lasers à cascade quantique Terahertz - Le graphène comme émetteur Terahertz*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2014.
- [8] K. S. Novoselov, V. I. Fal'ko and L. Colombo, P. R. Gellert, and M. G. Schwab and K. Kim. "A roadmap for graphene". *Nature*, Vol. **490** :192–200, 2012.
- [9] A. K. Geim. "Graphene : Status and Prospects". *Science*, Vol. **324** :1530–1534, 2009.
- [10] T. Hasan F. Bonaccorso, Z. Sun and A.C. Ferrari. "Graphene photonics and optoelectronics". *Nature Photonics*, Vol. **4** :611–622, 2010.
- [11] J. C. Slater and G. F. Koster. "Simplified LCAO method for the Periodic Potential Problem". *Physical Review*, Vol. **94** :1498–1524, 1994.
- [12] Guillaume Albert. *Transport mésoscopique dans des nanostructures hybrides supraconducteur-graphène*. PhD thesis, CEA Grenoble, 2014.
- [13] Orazio Svelto. *Principles of Lasers*. Springer, 2010.
- [14] R. R. Nair and al. "Fine Structure Constant Defines Visual Transparency of Graphene". *Science*, Vol. **320** :1308, 2008.
- [15] J. M. Hollas. *Modern Spectroscopy*. Wiley, 2004.
- [16] A. A. Michelson and E.W. Morley. "On the Relative Motion of the Earth and the Luminiferous Ether". *American Journal of Science*, Vol. **34** :333–345, 1887.
- [17] Jerome Faist, Federico Capasso, Deborah L. Sivco1, Carlo Sirtori1, Albert L. Hutchinson, and Alfred Y. Cho1. "Quantum Cascade Laser". *Science*, Vol. **264** :553–556, 1994.
- [18] C. Cohen-Tannoudji. *Mécanique quantique I*. Hermann, 1997.
- [19] S. Nemoto. "Determination of waist parameters of a Gaussian beam". *Appl. Opt*, Vol. **25** :3859–3863, 1986.
- [20] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T. H. Wei, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland. "Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam". *IEEE J. Quantum Electron*, Vol. **26** :760–769, 1990.
- [21] M. L. Baesso, J. Shen, and R. D. Snook. "Mode-mismatched thermal lens determination of temperature coefficient of optical path length in soda lime glass at different wavelengths". *Appl. Phys*, Vol. **75** :3732–3737, 1994.
- [22] R. L. McCally. "Measurement of Gaussian beam parameters". *Appl. Opt*, Vol. **23** :2227, 1984.
- [23] P. J. Shayler. "Laser beam distribution in the focal region". *Appl. Opt*, Vol. **17** :2673–2674, 1978.
- [24] J.A. Arnaud, W.M. Hubbard, G. D. Mandeville, B. Clavière, E. A. Franke, and J. M. Franke. "Technique for fast measurement of Gaussian laser beam parameters". *Appl. Opt*, Vol. **10** :2775–2776, 1971.
- [25] D. R. Skinner and R. E. Whitcher. "Measurement of the radius of a high-power laser beam near the focus of a lens". *J. Phys. E*, Vol. **5** :237–238, 1972.
- [26] J. M. Khosrofi and B. A. Garetz. "Measurement of a Gaussian laser beam diameter through the direct inversion of knife edgedata". *Appl. Opt*, Vol. **22** :3406–3410, 1983.
- [27] D. Wright, P. Greve, J. Fleischer, and L. Austin. "Laser beamwidth, divergence and beam propagation factor : an international standardization approach". *Opt. Quantum Electron*, Vol. **24** :S993–S1000, 1992.
- [28] José-Philippe Pérez. *Optique : Fondements et applications*. Dunod, 2004.
- [29] Daniel Hennequin, Véronique Zehnl, and Didier Dangoisse. *Les lasers*. Dunod, 2013.
- [30] M. A. C. de Araújo, R. Silva, E. de Lima, D. P. Pereira, and P. C. de Oliveira. "Measurement of Gaussian laser beam radius using the knife-edge technique : improvement on data analysis". *App. Opt*, Vol. **48** :393–396, 2009.