



HAL
open science

Modulation rapide de l'émission infrarouge de métasurfaces incandescentes

Léo Wojszvzyk

► **To cite this version:**

Léo Wojszvzyk. Modulation rapide de l'émission infrarouge de métasurfaces incandescentes. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COMUE), 2019. Français. NNT : 2019SACLO016 . tel-02461300

HAL Id: tel-02461300

<https://pastel.hal.science/tel-02461300>

Submitted on 30 Jan 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.

Modulation rapide de l'émission infrarouge de métasurfaces incandescentes

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay
préparée à l'Institut d'Optique Graduate School
et soutenue à Palaiseau le vendredi 6 décembre 2019

École doctorale n°572 Ondes et Matière (EDOM)
Spécialité de doctorat : Physique

Léo Wojszzyk

Composition du jury :

Karl Joulain Professeur, Institut P', Université de Poitiers	Rapporteur
Xavier Letartre Directeur de recherche, CNRS – INL, École Centrale de Lyon	Rapporteur
Béatrice Dagens Directrice de recherche, CNRS – Université Paris-Saclay	Présidente
Thierry Taliercio Maître de conférences, IES, Université de Montpellier	Examineur
Philippe Adam DGA – Agence pour l'innovation de défense	Invité
Jean-Jacques Greffet Professeur, Institut d'Optique Graduate School	Directeur de thèse

À Yaël et Élise

Avant-propos

Ce document présente les travaux que j'ai effectués pour la préparation de la thèse de doctorat, qui s'inscrit dans le cadre de ma formation initiale d'ingénieur de l'armement à la Direction générale de l'armement (DGA). J'ai ainsi été accueilli pendant trois ans dans le groupe de nanophotonique du laboratoire Charles Fabry à l'Institut d'Optique *Graduate School*.

En outre, ce travail doctoral fait partie d'un projet financé par l'Agence nationale de la recherche (ANR) intitulé IRENA, pour *InfraRed Emitter with NanoAntennas*, porté par des équipes de trois laboratoires :

- le laboratoire Charles Fabry ;
- le Centre de nanosciences et de nanotechnologies (C2N) ;
- l'Institut d'électronique, de microélectronique et de nanotechnologie (IEMN).

Son objectif est de produire de nouvelles sources dans le moyen infrarouge qui soient modulables très rapidement, au-delà du mégahertz, en restant compactes et bon marché. Pour cela, deux volets sont explorés : l'électroluminescence et l'incandescence, qui est l'objet de cette thèse.

Pour commencer, je remercie les deux rapporteurs, Karl Joulain et Xavier Letartre, d'avoir lu et évalué mon travail avec attention et bienveillance. Merci également à Béatrice Dagens d'avoir présidé le jury ainsi qu'à Thierry Taliercio et Philippe Adam, qui y a représenté la DGA. C'est justement grâce au soutien de la DGA et du corps des ingénieurs de l'armement que j'ai pu consacrer trois ans à faire l'expérience de la recherche académique pour terminer ma formation. Ces années ont notamment été suivies par Jérôme de Dinechin (Conseil général de l'armement), Philippe Leriche (Ressources humaines) et Sylvie Paolacci-Riera (Direction technique).

Ce travail est également l'aboutissement de mes études de physique et d'optique dans lesquelles j'ai beaucoup bénéficié de l'enseignement de mes professeurs successifs : Julien Cubizolles et Dominique Guest en classes préparatoires au lycée Louis le Grand, Riad Haïdar et Alain Aspect à l'École polytechnique et tous ceux dont j'ai suivi les cours à l'Institut d'optique *Graduate school*. J'ai ensuite été accueilli avec bienveillance au laboratoire Charles Fabry par son directeur Patrick Georges, dont la disponibilité et les qualités d'écoute sont précieuses.

Je remercie sincèrement mon directeur de thèse, Jean-Jacques Greffet, de m'avoir confié ce sujet de thèse et de m'avoir fait confiance pour le mener à bien, tout en restant toujours très disponible pour travailler ensemble et me former. Je mesure le privilège d'avoir eu un tel professeur.

Au sein du groupe nanophotonique, Émilie Sakat a grandement contribué à mettre ce projet sur des rails en me guidant dans l'étude et la conception numérique des échantillons, avec le souci de faire coïncider théorie et pratique. L'ensemble de cette thèse doit beaucoup à ses idées. Je tiens à remercier également Christophe Sauvan pour le travail en commun sur l'optimisation de l'absorption grâce à une nanoantenne. Toutes ces simulations numériques d'électromagnétisme reposent sur les codes RETICOLO de Jean-Paul Hugonin, sa grande gentillesse et son efficacité redoutable m'ont beaucoup apporté. Dans le domaine thermique, je remercie Mondher Besbes pour son aide et tous les développements qu'il a apportés à son code SIMPHOTONICS pour répondre à mes problèmes.

Ma gratitude va également à Ioana Doyen et François Marquier qui m'ont encadré et formé à l'optique dans l'infrarouge, à l'émission thermique et à l'utilisation du FTIR. Merci également à Simon Vassant pour ses visites qui sont autant d'occasions de lui poser des questions. Merci bien sûr à Benjamin Vest qui reprend le flambeau de la gestion des manips et qui m'a apporté son aide en optique à de nombreuses reprises. Je tiens à remercier tous les autres collègues du groupe nanophotonique avec qui je n'ai pas travaillé directement : Henri Bénisty et Philippe Ben Abdallah qui ont su régulièrement s'intéresser à mon sujet et me suggérer des pistes, ainsi que Riccardo Messina, même si notre collaboration a été bien plus musicale que scientifique. Les doctorants et post-doctorants ne sont pas en reste et j'espère que les échanges scientifico-amicaux de la réunion bimensuelle vont se poursuivre : merci à Marie-Christine, Nick, Ilan, Cheng, Anton, Ivan, Wolfgang, Hector, Marta, Meiping, Élise, Anne et Aurélian.

La nanofabrication n'est pas le cœur de cette thèse, elle en constitue néanmoins une part indispensable pour laquelle j'ai été encadré par Anne-Lise Coutrot. Merci pour toutes les heures passées en salle blanche chez Thalès Research & Technology. J'y ai bénéficié de l'aide bienveillante de Sophie Collin pour la lithographie laser, Stéphane Xavier pour la lithographie électronique, Dmitri Daineka pour les dépôts de nitrure de silicium et Patrick Plouhinec pour les dépôts métalliques. J'ai pu également m'appuyer sur l'expertise du Centre de nanosciences et de nanotechnologies (C2N) : merci à Xavier Lafosse pour les dépôts de fluorure d'yttrium et toutes les tentatives qui vont avec, à Nathalie Isac pour le *wire bonding* et à Francesca Chiodi et Dominique Débarre pour le dopage des substrats SOI. Cheng Zhang m'a rendu de grands services en réalisant une lithographie électronique alors que le masqueur habituel était en panne, c'est finalement cet échantillon qui a fonctionné et a donné les principaux résultats ! Merci enfin à Raphaël Guillemet (TRT) et Christophe Dupuis (C2N) d'avoir pris le temps de réaliser des images de mes échantillons au microscope électronique à balayage.

En matière expérimentale, Marc Apfel m'a été d'une grande aide pour concevoir, fabriquer et souder un support d'échantillon très pratique ainsi que pour échanger et tenter de trouver l'origine du problème de boucle de masse qui empoisonnait les mesures au-delà du mégahertz. Merci à Christophe Hecquet de reprendre en main progressivement l'expé-

rience de FTIR depuis son arrivée au laboratoire. Cette mise à jour et l'automatisation seront bienvenues! Merci également à Tiphaine Berberian et Marc Hanna d'avoir rendu possible la caractérisation de notre détecteur MCT. Je tiens également à remercier l'ensemble des collègues du laboratoire Charles Fabry qui en font un lieu propice à la recherche et aux discussions scientifiques. En particulier, merci à ceux qui m'ont fait confiance pour les missions d'enseignement : Hervé Sauer, Charles Bourassin-Bouchet et Mondher Besbes en calcul scientifique, François Marquier en électromagnétisme et Jean-Jacques Greffet en physique statistique.

Hors du laboratoire, ces travaux ont tiré profit de la collaboration autour du projet ANR IRENA : merci à Raffaele Colombelli, Adel Bousseksou et Oussama Ouznali, ainsi qu'à Mario Malerba et Stefano Pirotta au C2N ; Jean-François Lampin, Emilien Peytavit et Stefano Barbieri à l'IEMN.

Je tiens également à remercier les collègues de l'ONERA pour tous les échanges fructueux et les services rendus, en matière de détecteurs et de spectromètre notamment. Merci à Baptiste Fix, Patrick Bouchon, Julien Jaeck et Isabelle Ribet ainsi qu'aux doctorants que j'ai eu le plaisir de voir régulièrement en conférence et en école d'été : Claire Li, Ludivine Emeric, Eslam El Shamy et Jean Nghiem.

Lors de ma troisième année, j'ai eu l'opportunité d'encadrer une équipe d'élèves polytechniciens pour leur projet scientifique de deuxième année. Merci à Jean-Baptiste Mansoux, Sokratis Varelogiannis et Valentin Guichard pour nos séances de travail du mercredi après-midi sur la polarisation circulaire. Puis, au moment où j'ai commencé à rédiger ce manuscrit, Anne Nguyen est arrivée pour prendre la relève et poursuivre dans sa thèse le travail que j'ai entamé sur la modulation rapide de l'émission thermique. Merci pour cette aide importante et efficace, notamment pour avancer les manip le plus vite possible avant l'envoi aux rapporteurs.

Je remercie enfin mes amis, en particulier ceux qui soutiennent aussi leur thèse cette année, et ma famille : mes parents et ma sœur qui m'ont accompagné pendant tout mon parcours, Élise et Yaël.

Nomenclature

Infrarouge

Bande I	ou SWIR (<i>short-wave infrared</i>), longueurs d'onde comprises entre 1 μm et 2,5 μm ;
Bande II	ou MWIR (<i>mid-wave infrared</i>), longueurs d'onde comprises entre 3 μm et 5 μm ;
Bande III	ou LWIR (<i>long-wave infrared</i>), longueurs d'onde comprises entre 8 μm et 13 μm .

Général

F	Fréquence de modulation électrique, le signal thermique et optique oscille à $2F$;
$\Omega = 2\pi F$	Pulsation associée.

Dimensions géométriques

$\mathbf{r} = (x, y, z)$	Vecteur position ;
$\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$	Repère cartésien lié à un échantillon : \mathbf{e}_z est le vecteur normal à la surface de l'émetteur ;
$\Lambda, \Lambda_x, \Lambda_y$	Période d'un réseau, selon x , selon y ;
h	Épaisseur d'une couche ;
a, a_x, a_y	Taille transverse de la zone active, selon x , selon y ;
w	Largeur de trait d'un réseau.

Optique

λ	Longueur d'onde ;
$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$	Pulsation optique ;
Φ	Flux optique ;
δ	Délai d'un interférogramme mesuré par FTIR ;
L	Luminance.

Thermique

T	Température ;
T_0	Température ambiante ;
ΔT_{DC}	Élévation moyenne de la température ;
ΔT_{AC}	Amplitude d'oscillation de la température ;
κ	Conductivité thermique ;
ρ	Masse volumique ;
C_P	Chaleur massique ;
$D = \frac{\kappa}{\rho C_P}$	Diffusivité thermique ;
ϕ	Flux thermique.

Constantes

$h \approx 6,63 \times 10^{-34} \text{ J s}$	Constante de Planck ;
$c \approx 3,0 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$	Vitesse de la lumière dans le vide ;
$k_B \approx 1,38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$	Constante de Boltzmann ;
$\epsilon_0 \approx 8,85 \times 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$	Permittivité diélectrique du vide ;
$\sigma_W \approx 2900 \text{ } \mu\text{m K}$	Constante de Wien ;
$\sigma_{SB} \approx 5,67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$	Constante de Stefan-Boltzmann.

Sommaire

Introduction	1
Chapitre 1 Généralités sur la modulation de l'émission thermique	5
Chapitre 2 Source thermique en bande II modulable rapidement	33
Chapitre 3 Source thermique modulable et polarisée linéairement	69
Chapitre 4 Propositions de métasurfaces pour la polarisation circulaire et l'émission en bande III	83
Conclusion	109
Annexe A Procédés de fabrication des échantillons	113
Annexe B Méthodes de caractérisation expérimentale	125
Annexe C Données des matériaux	145
Bibliographie	153
Table des matières	163

Introduction

Au sein du spectre électromagnétique, le domaine infrarouge représente un intérêt pour bon nombre d'applications. Citons par exemple la spectroscopie puisque beaucoup de molécules présentent des résonances dans l'infrarouge, ce qui permet de les détecter, notamment le dioxyde de carbone et divers explosifs. Les molécules d'eau absorbent également dans l'infrarouge à certaines longueurs d'onde, si bien que l'atmosphère n'est pas intégralement transparente. Nous pouvons distinguer trois bandes spectrales principales dans lesquelles l'absorption est faible : la bande I ou SWIR (*short-wave infrared*) de $\lambda = 1$ à $2,5 \mu\text{m}$, la bande II ou MWIR (*mid-wave infrared*) de $\lambda = 3$ à $5 \mu\text{m}$ et la bande III ou LWIR (*long-wave infrared*) de $\lambda = 8$ à $13 \mu\text{m}$. Les dénominations peuvent varier selon le domaine où elles sont utilisées (astronomie, vision nocturne, etc.).

Pour une grande part de ces applications, il est très intéressant de disposer de sources modulables en amplitude. Dans le domaine militaire, nous pouvons également mentionner les communications en espace libre qui utilisent des faisceaux infrarouges pour transmettre de l'information à distance. Pour la détection de molécules par exemple, une méthode habituelle est de mesurer le spectre d'absorption d'un échantillon de gaz. Il est possible de le faire en utilisant une source à spectre large ainsi qu'un spectromètre à transformée de Fourier (FTIR) mais, si on s'intéresse à une molécule en particulier, il suffit d'éclairer à sa longueur d'onde de résonance, ce qui permet de se passer de spectromètre. Cependant, on peut alors se retrouver face à un problème courant en détection infrarouge : le signal provenant de l'échantillon est potentiellement faible par rapport au rayonnement émis thermiquement par l'environnement. Une solution usuelle est alors de moduler la source et d'extraire la composante à la bonne fréquence dans le signal du détecteur. Nous voyons ici l'intérêt d'une source infrarouge intrinsèquement modulable qui permette de se passer d'un hacheur optique. Le problème auquel nous nous intéressons dans cette thèse est celui de la conception d'une source infrarouge compacte, bon marché et modulable en amplitude. En outre nous souhaitons contrôler d'autres caractéristiques du rayonnement émis : le spectre – par exemple monochromatique, la directivité ou encore la polarisation.

Plusieurs procédés sont déjà couramment utilisés pour émettre dans l'infrarouge de façon modulable. Les diodes électroluminescentes (LED) seraient effectivement des sources compactes mais le taux d'émission spontanée décroît comme l'inverse du cube de la longueur d'onde et rend donc impossible leur utilisation dans le moyen infrarouge (MIR). On trouve également peu de sources laser, à part les lasers à cascade quantique (QCL). Les oscillateurs paramétriques optiques (OPO) sont très accordables et permettent d'atteindre les longueurs d'onde MIR tout en ayant des taux de modulation dépassant la centaine de mégahertz. Ils restent néanmoins assez peu miniaturisables. Enfin l'émission thermique

constitue une autre source de rayonnement dans l'infrarouge mais on considère généralement qu'il n'est pas possible de la moduler rapidement à cause de l'inertie thermique. De plus c'est un processus fondamentalement incohérent, ce qui semble interdire tout contrôle du spectre, de la directivité ou de la polarisation. Le développement de la nanophotonique, qui étudie la lumière dans des milieux structurés à une échelle inférieure à la longueur d'onde, a cependant mis en évidence ces vingt dernières années qu'il était possible de contrôler l'émission thermique : modifier le spectre ou rendre l'émission directionnelle par exemple. En effet, la luminance émise par un corps à une certaine température est donnée par le produit de l'émissivité et de la luminance d'un corps noir à la même température. C'est en agissant sur l'émissivité qu'on a pu ajuster le spectre ou la directivité de l'émission notamment. Pour moduler rapidement en amplitude, deux possibilités s'offrent donc à nous : moduler la température – ce qui est souvent limité à la dizaine de hertz à cause de l'inertie thermique – et moduler l'émissivité [GREFFET 2011 ; VASSANT et al. 2013]. Cette idée a abouti à la démonstration en 2014 de la modulation électrique de l'émissivité [INOUE et al. 2014] avec une fréquence de coupure de 600 kHz.

Forts de ces avancées récentes en nanophotonique, nous pouvons donc nous demander s'il est possible de réaliser une source infrarouge incandescente modulable au-delà du mégahertz, en agissant sur la température. En effet, la limitation usuelle à quelques hertz n'est imposée que par la taille de l'émetteur. Cela s'explique par le fait que la fréquence de modulation est limitée par le temps de refroidissement de l'émetteur qui est le temps de diffusion de la chaleur. Il est donc possible d'obtenir une fréquence de modulation supérieure au mégahertz en la réduisant en-deçà du micron. L'émetteur devient alors sub-longueur d'onde, ce qui nous place bien dans le cadre de la nanophotonique.

Nous commencerons donc dans le premier chapitre par donner quelques rappels sur l'émission thermique ; nous passerons en revue les propositions existantes pour moduler rapidement le rayonnement thermique puis nous esquisserons une proposition de source reposant sur la modulation de température en donnant les ordres de grandeur importants.

Le deuxième chapitre sera consacré à la démonstration d'une source modulable rapidement en bande II, fondée sur le principe de l'écran de Salisbury. Nous présenterons d'abord son comportement optique : le principe théorique, l'optimisation numérique puis la mesure expérimentale du spectre. Puis nous mesurerons la réponse en fréquence du signal infrarouge pour prouver le caractère rapide de l'émetteur et nous donnerons un modèle expliquant son comportement thermique, qui pilote la réponse en fréquence.

En nous appuyant sur les résultats du chapitre 2, nous présenterons ensuite un échantillon produisant un rayonnement modulable rapidement et également polarisé linéairement. Pour cela, nous montrerons dans le troisième chapitre qu'en remplaçant l'écran de Salisbury par un réseau il est possible de n'émettre que dans la polarisation transverse électrique.

Enfin, le quatrième chapitre sera consacré à la présentation de perspectives sur le contrôle d'autres propriétés du rayonnement thermique. Nous traiterons d'abord l'émis-

sion en polarisation circulaire en donnant quelques idées directrices qui peuvent guider la conception de nouvelles sources incandescentes modulables rapidement et polarisées circulairement. Dans un second temps, nous présenterons un nouveau concept de source incandescente reposant sur un réseau d'émetteurs diélectriques chauds couplés à des antennes froides, offrant ainsi des degrés de liberté supplémentaires pour le choix de la géométrie des échantillons. Cela permettra notamment d'émettre en bande III de l'infrarouge.

Généralités sur la modulation de l'émission thermique

Pour apporter une nouvelle réponse à la problématique de la modulation rapide au-delà du mégahertz dans l'infrarouge, nous proposons de concevoir de nouvelles sources utilisant le rayonnement thermique. Dans ce chapitre nous allons commencer par rappeler quelques définitions essentielles à l'émission thermique ainsi que des exemples du contrôle du rayonnement grâce à la nanophotonique. Dans un second temps, nous exposerons l'état de l'art de la modulation rapide du rayonnement thermique. Enfin la troisième partie sera consacrée à la présentation de notre nouveau concept de source infrarouge thermique dont la température est modulable au-delà du mégahertz.

I. Rappels sur l'émission thermique

Lorsqu'un corps quelconque est à l'équilibre thermodynamique à une température T , les particules qui le composent sont soumises à des mouvements aléatoires qui constituent l'agitation thermique. Par conséquent, lorsqu'il s'agit de particules chargées, l'agitation thermique crée un courant fluctuant \mathbf{j} , qui rayonne un champ électromagnétique qu'on appelle émission thermique ou incandescence.

A. Loi de Kirchhoff

Pour étudier le rayonnement thermique, nous allons rappeler quelques définitions de radiométrie en suivant le cours de Jean-Louis Meyzonnette et Thierry Lépine [MEYZONNETTE et al. 2001].

Flux La puissance transportée par un champ électromagnétique est appelée flux, exprimée en watt, et est donnée par la norme de la valeur moyenne du vecteur de Poynting $\mathbf{\Pi} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$.

Luminance La luminance L est le flux dans une direction \mathbf{u} , par unité d'angle solide, par unité de surface. Elle s'exprime donc en watt par mètre carré par stéradian.

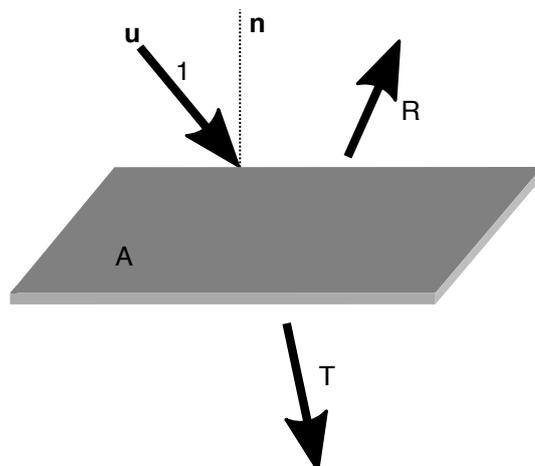


FIGURE 1.1 – Définition des facteurs de réflexion, transmission, absorption. Une surface, de normale \mathbf{n} est éclairée par un flux d'amplitude 1. Une fraction R de la puissance est réfléchie, une fraction T est transmise et le reste A est absorbé dans le matériau.

Nous pouvons également définir la luminance spectrique L_λ telle que la luminance émise entre les longueurs d'onde λ et $\lambda + \delta\lambda$ soit $L_\lambda(\lambda)\delta\lambda$. Dans ce manuscrit nous utiliserons systématiquement la luminance spectrique, qui sera désormais notée simplement L et appelée luminance.

Définissons en outre la luminance polarisée $L_{(l)}$ qui désigne la luminance émise dans la polarisation $l = \text{TE}$ ou TM (transverse électrique ou transverse magnétique). Ainsi,

$$L = L_{TE} + L_{TM}. \quad (1.1)$$

Intensité L'intensité I est le flux dans une direction \mathbf{u} par unité d'angle solide. Elle s'exprime en watt par stéradian.

Exitance L'exitance M est le flux émis dans un demi-espace, par unité de surface de la source. Ainsi,

$$M = \int_{\text{demi-espace}} L(\mathbf{u}) \cos(\theta) d\Omega, \quad (1.2)$$

où θ est l'angle entre la direction \mathbf{u} et la normale à la surface \mathbf{n} , comme illustré sur la figure 1.1.

Loi de Kirchhoff La loi de Kirchhoff [KIRCHHOFF 1860] permet d'établir que

$$L(T, \lambda, \mathbf{u}, l) = A(\lambda, \mathbf{u}, l) L_0(T, \lambda, \mathbf{u}, l), \quad (1.3)$$

où L_0 désigne la luminance émise par un corps noir que nous calculerons dans le paragraphe suivant.

Si on définit l'émissivité comme L/L_0 , on peut alors écrire que l'émissivité est égale à l'absorptivité.

B. Rayonnement de corps noir

Considérons un corps noir, parfaitement absorbant. Nous pouvons nous figurer par exemple une enceinte fermée et vide aux parois parfaitement réfléchissantes. Ainsi, un photon à l'intérieur de cette enceinte est réfléchi sur les parois un très grand nombre de fois et se thermalise. Il s'agit donc d'étudier un gaz de photons à l'équilibre thermodynamique à une température T . Pour étudier le rayonnement qui sort d'une telle enceinte, perçons-la d'un trou infiniment petit, c'est-à-dire tel qu'on puisse toujours considérer que le photon se réfléchit un très grand nombre de fois sur les parois. En suivant par exemple la démonstration donnée dans le cours d'Antoine Georges et Marc Mézard [GEORGES et al. 2010], on peut alors calculer la luminance émise.

Loi de Planck La loi de Planck donne l'expression de la luminance du corps noir, c'est-à-dire la puissance émise par unité d'angle solide, par unité de surface de la source et par unité de longueur d'onde :

$$L_0(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(\frac{hc}{\lambda kT}) - 1}. \quad (1.4)$$

Nous constatons ainsi que la luminance du corps noir est indépendante de la direction d'émission et de la polarisation. Par conséquent, la luminance polarisée dans la polarisation p est égale à $L_0(\lambda, T)/2$.

Nous pouvons en tirer deux corollaires, appelés loi de Wien et loi de Stefan-Boltzmann.

Loi du déplacement de Wien À une température T , L_0 présente un maximum en fonction de λ donné par

$$\lambda_{max} = \frac{\sigma_W}{T}, \quad (1.5)$$

où σ_W est appelée constante de Wien et vaut $\frac{hc}{4,97k_B} = 2900 \mu\text{m K}$.

Loi de Stefan-Boltzmann Nous pouvons en outre calculer la puissance totale émise dans un demi-espace, par unité de surface de la source, c'est-à-dire son exitance :

$$M(T) = \int_0^\infty \int \int L(\lambda, T) d\Omega d\lambda = \sigma_{SB} T^4, \quad (1.6)$$

avec σ_{SB} la constante de Stefan-Boltzmann qui vaut $\frac{\pi^2 k_B^4}{60\hbar^3 c^2} = 5,67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$.

Terminons par quelques remarques. Premièrement, l'absorptivité est par définition inférieure à 1. Par conséquent, un corps à une température T ne peut pas émettre plus de puissance en champ lointain qu'un corps noir à une longueur d'onde, dans une polarisation et dans une direction données.

Ensuite, l'émissivité permet de rendre compte de toutes les propriétés spécifiques au corps considéré tandis que L_0 reflète la dépendance en température qui est parfaitement générale. Nous voyons ainsi que, paradoxalement, concevoir un bon émetteur thermique revient à imaginer un bon absorbant. Le calcul explicite est détaillé dans [RYTOV et al. 1989] et [JOULAIN et al. 2005]. Dans le cas d'une interface plane, l'absorptivité et l'émissivité sont en fait égales à la transmission de l'interface, ce qui constitue un cas particulier de la loi de Kirchhoff.

Dans ce manuscrit, nous appellerons A indifféremment absorptivité ou émissivité selon le contexte.

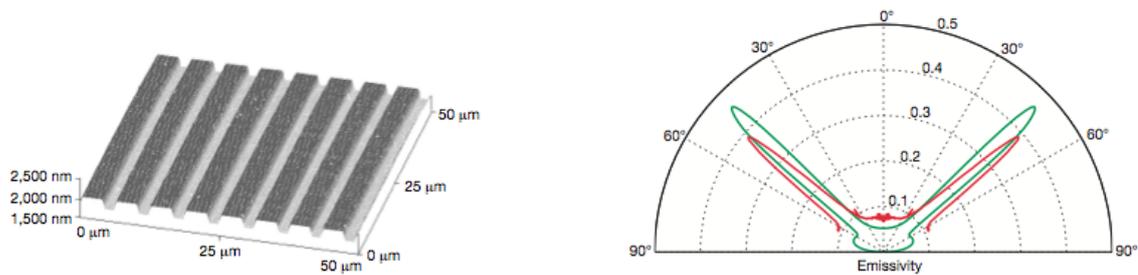
C. Contrôle de l'émissivité en longueur d'onde, direction et polarisation

L'émissivité est donc une grandeur qui caractérise uniquement l'incandescence d'un corps. Elle dépend de la longueur d'onde et de la direction d'émission. Cependant, la première idée qui vient à l'esprit à propos de l'incandescence est le rayonnement de corps noir, c'est-à-dire une émissivité constante égale à 1. Cela implique un rayonnement isotrope et large spectralement mais ces propriétés ne sont pas intrinsèques à l'incandescence. Nous allons donc donner quelques exemples du contrôle de l'émissivité, qui permet de réaliser des sources incandescentes aux propriétés différentes.

C.1. Cohérence spatiale

Dans le cas d'un corps noir, le rayonnement thermique est isotrope : cela provient du fait que la source est incohérente spatialement. En effet, les courants fluctuants créés par l'agitation thermique ne présentent pas de corrélation spatiale. Autrement dit, l'agitation thermique en un point du corps noir est décorrélée de l'agitation thermique en un autre point. Les champs émis par les différents points de l'échantillon ne peuvent donc pas interférer constructivement dans certaines directions et destructivement dans d'autres. Comment peut-on alors concevoir un objet qui émette de manière directionnelle lorsqu'il est porté à une température T ?

Dans l'article [GREFFET et al. 2002], les auteurs ont gravé un réseau sur un substrat de carbure de silicium, représenté sur la figure 1.2a. La figure 1.2b représente l'émissivité mesurée de la structure à $\lambda = 11,36 \mu\text{m}$ ainsi que l'absorptivité en fonction de l'angle d'émission. On démontre ainsi que l'émission thermique à cette longueur d'onde a lieu dans une direction préférentielle. Cette directionnalité implique que le rayonnement émis par différents points de l'échantillon est cohérent, comme nous l'avons mentionné au paragraphe



(a) Image du réseau obtenue à l'aide d'un microscope à force atomique. La période $d = 0,55\lambda$ ($\lambda = 11,36 \mu\text{m}$) a été choisie pour qu'une onde de surface se propageant le long de l'interface puisse se coupler à une onde propagative dans le domaine de longueurs d'onde considéré. La profondeur $h = \lambda/40$ a été optimisée pour que le maximum d'émissivité vaille 1 à $\lambda = 11,36 \mu\text{m}$.

(b) Emissivité à $\lambda = 11,36 \mu\text{m}$ du réseau de la figure 1.2a en fonction de la direction d'émission. En rouge : mesure ; en vert : calcul numérique.

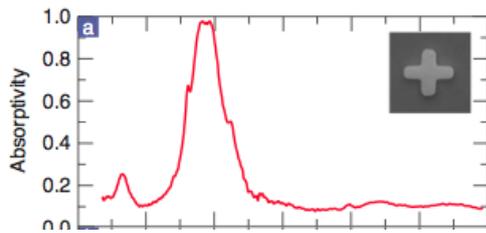
FIGURE 1.2 – Démonstration expérimentale d'un échantillon dont l'émissivité dépend de la direction, utilisant un réseau de carbure de silicium. Figures reproduites avec l'autorisation de Springer Nature : J.-J. GREFFET et al., « Coherent emission of light by thermal sources », *Nature* **416**, 61-64 [2002].

précédent. Comment l'expliquer ?

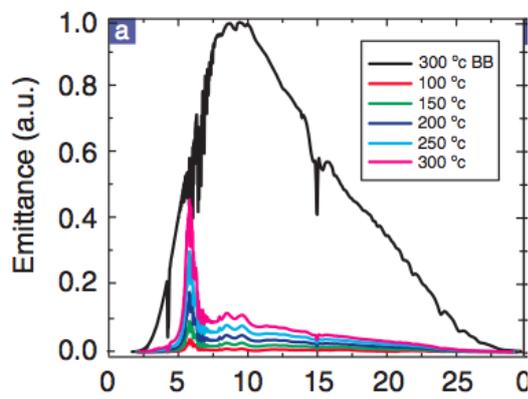
Ce type de structure est capable d'absorber de façon résonante du fait de l'excitation d'un phonon polariton de surface. L'absorption présente alors un pic à un angle et une fréquence donnés. En vertu de la loi de Kirchhoff, on s'attend donc à un pic d'émission.

À cause de l'agitation thermique, chaque élément de volume de l'échantillon peut donc être modélisé comme une source ponctuelle dipolaire, qui excite ensuite le mode du système qu'est cette onde de surface. Ce phonon polariton présente de la cohérence sur une distance caractéristique qui est sa longueur de propagation l . Cependant, usuellement, nous ne l'observons pas puisque le vecteur d'onde associé est plus grand que $2\pi/\lambda$, ce qui signifie que l'onde est évanescence. C'est pour permettre le couplage de ce mode évanescence à des ondes propagatives que les auteurs ont gravé ce réseau qui translate le vecteur d'onde.

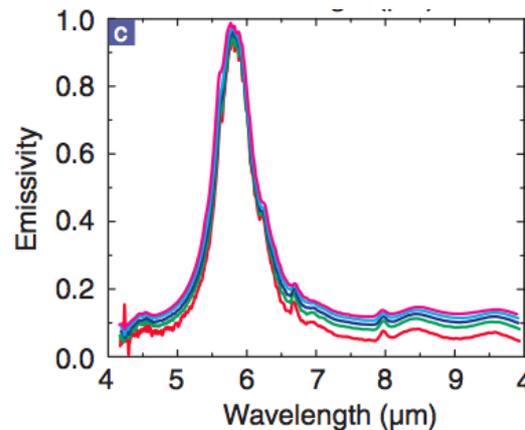
Par conséquent, ce réseau permet de mettre en évidence la possibilité d'émettre un rayonnement thermique cohérent spatialement lorsque la source supporte des ondes de surface. Cela se traduit par une émission directionnelle qui diffère de la luminance isotrope du corps noir.



(a) Absorptivité mesurée d'une métasurface composée de croix métalliques en or sur un espaceur diélectrique en BCB (benzocyclobutène) reposant sur une couche d'or.



(b) Spectres du même échantillon en émission, à différentes températures, comparés au spectre mesuré d'un corps noir à 300 °C.



(c) Emissivité mesurée à partir des données de la figure 1.3b.

FIGURE 1.3 – Démonstration expérimentale d'un échantillon dont l'émissivité dépend de la longueur d'onde. Figures reproduites avec l'autorisation de l'éditeur. X. LIU et al., « Taming the Blackbody with Infrared Metamaterials as Selective Thermal Emitters », *Phys. Rev. Lett.* **107**, 045901 [2011]. Copyright 2011 American Physical Society.

C.2. Cohérence temporelle

D'autre part, l'émission thermique par un corps noir est caractérisée par une faible cohérence temporelle, c'est-à-dire un spectre large. De manière similaire au paragraphe précédent, il est en fait possible de concevoir une source telle que son émissivité dépende de la longueur d'onde, notamment pour obtenir un spectre étroit. Cela a d'abord été démontré par Irina Puscasu et William Schaich [PUSCASU et al. 2008] puis par le groupe de Willie Padilla dans l'article [X. LIU et al. 2011]. La loi de Kirchhoff indique qu'il faut créer un échantillon qui soit un absorbant total à une longueur d'onde. C'est ce que les auteurs ont réalisé en employant une structure métal-isolant-métal (MIM), dont l'absorptivité est représentée sur la figure 1.3a.

En chauffant cette structure à différentes températures, il est donc possible de mesurer

la puissance émise en fonction de la longueur d'onde, représentée sur la figure 1.3b avec le spectre d'un corps noir à 300 °C. Cela montre bien que, pour cet échantillon absorbant à une longueur d'onde bien définie, le spectre d'émission thermique présente un pic à cette même longueur d'onde.

En calculant le rapport de la puissance émise par l'échantillon à celle d'un corps noir à la même température, les auteurs mesurent l'émissivité. Elle présente effectivement un pic à $\lambda = 5,8 \mu\text{m}$ comme l'absorptivité, ce qui est prédit par la loi de Kirchhoff. En revanche, elle varie légèrement avec la température : les auteurs attribuent cette dépendance à la dilatation de la couche de diélectrique en fonction de la température.

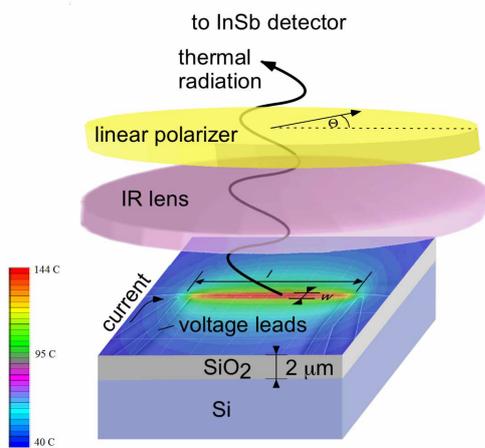
En conclusion, il est possible de réaliser une source thermique à spectre étroit en contrôlant les propriétés d'absorption de l'échantillon.

C.3. Polarisation

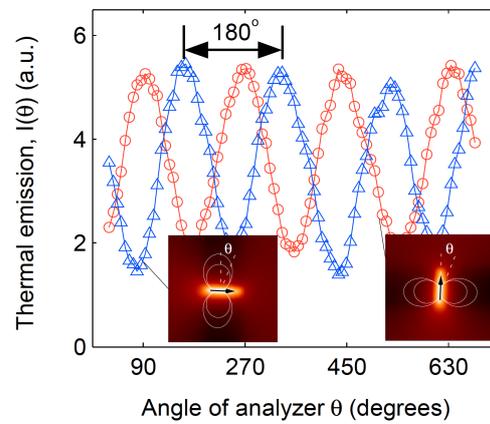
L'absorptivité pouvant dépendre de la polarisation de la lumière incidente, la loi de Kirchhoff nous indique donc que le rayonnement peut aussi être polarisé, contrairement au rayonnement de corps noir. Dans le cas du réseau de [GREFFET et al. 2002] par exemple, l'absorptivité n'est significative qu'en polarisation TE. Dans l'autre polarisation, le réseau ne joue aucun rôle et le carbure de silicium est essentiellement réfléchissant.

La polarisation du rayonnement thermique a également été démontrée par l'étude de nanobâtonnets de platine chauds dans [INGVARSSON et al. 2007]. Un bâtonnet de platine représenté sur la figure 1.4a rayonne de la même façon qu'un dipôle : le rayonnement en champ lointain est donc polarisé, comme le montre la figure 1.4b.

Une étude complète de la polarisation du rayonnement thermique par un réseau de carbure de silicium en fonction de la direction d'émission a été réalisée dans [MARQUIER et al. 2008].



(a) Schéma du dispositif. Un nanobâtonnet de platine est posé sur un substrat de silice sur silicium et on mesure le rayonnement thermique vers le haut dans une direction de polarisation θ .



(b) Intensité mesurée en fonction de l'orientation du polariseur. Le dispositif est tourné de 90° entre les deux courbes.

FIGURE 1.4 – Démonstration expérimentale d'un échantillon dont l'émissivité dépend de la polarisation. Figures reproduites avec l'autorisation de l'éditeur. S. INGVARSSON et al., « Enhanced thermal emission from individual antenna-like nanoheaters », Opt. Express **15**, 11249 [2007] Copyright 2007 Optical Society of America.

II. État de l'art de la modulation rapide du rayonnement thermique

Intéressons-nous maintenant au problème plus spécifique de la modulation rapide du rayonnement thermique et rappelons l'équation 1.3 exprimant la luminance d'un corps quelconque à la température T , à la longueur d'onde λ et dans la direction \mathbf{u} :

$$L(\lambda, \mathbf{u}, T) = \epsilon(\lambda, \mathbf{u}) L_0(\lambda, T). \quad (1.7)$$

Pour moduler L , nous n'avons que deux possibilités : soit moduler la température dans le facteur de droite, soit moduler directement l'émissivité dans le facteur de gauche. Nous allons passer en revue les sources incandescentes modulables qui figurent dans la littérature en suivant ces deux grandes catégories. On pourra se référer également aux articles de revue suivants : [W. LI et al. 2018 ; BARANOV et al. 2019].

A. Modulation de la température

A.1. Modulation de la température de l'émetteur

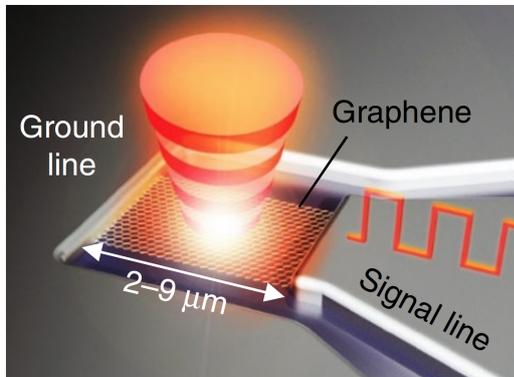
La solution la plus évidente pour moduler en amplitude le rayonnement thermique est de moduler la température de l'ensemble de l'émetteur. En effet, la luminance du corps noir L_0 dépend exponentiellement de la température, ce qui permet d'atteindre un fort contraste entre l'état chaud et l'état froid.

Micro-membranes Des émetteurs utilisant des micro-membranes de platine ont été réalisés [HILDENBRAND et al. 2010]. Ils modulent la température entre 800 °C et 20 °C, mais la fréquence est limitée à 10 Hz. Dans le même esprit, [ALI et al. 2015] atteignent une fréquence de coupure de 70 Hz. Ces émetteurs à micro-membranes sont limités par l'inertie thermique de la structure.

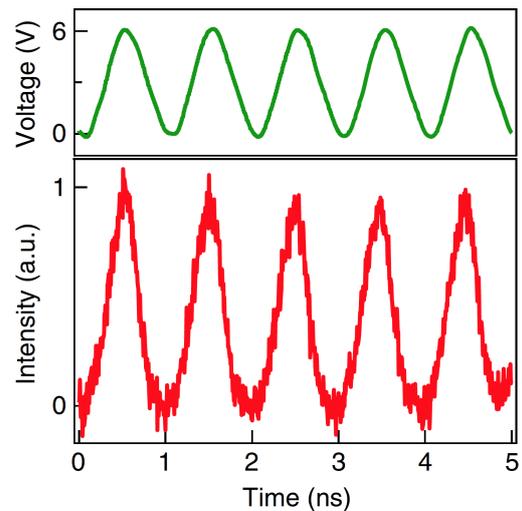
Graphène Le rayonnement thermique dans le graphène a d'abord été utilisé pour rendre compte des propriétés électriques et thermiques du matériau : [BAE et al. 2010 ; BAE et al. 2011 ; FREITAG et al. 2009 ; GROSSE et al. 2011 ; LUXMOORE et al. 2013 ; SON et al. 2017].

Mais il est également possible de s'en servir comme source incandescente rapide : [LAWTON et al. 2014] rapportent ainsi une fréquence de modulation de 100 kHz cependant le contraste à 100 kHz est à peu près 100 fois plus faible qu'à 1 kHz. Par la suite, [MAHLMEISTER et al. 2016] proposent d'augmenter la résistance thermique entre l'émetteur de graphène et le substrat, ainsi que d'encapsuler le système dans du nitrure de bore hexagonal (hBN). [BARNARD et al. 2016] ont effectivement démontré l'émission thermique du graphène encapsulé dans du hBN, sans toutefois caractériser la réponse en fréquence.

[MIYOSHI et al. 2018] atteignent un temps de réponse de 100 ps pour un échantillon d'une



(a) Un feuillet carré de graphène repose sur un substrat de silice sur silicium. Il est connecté à deux électrodes (*signal* et *ground*).



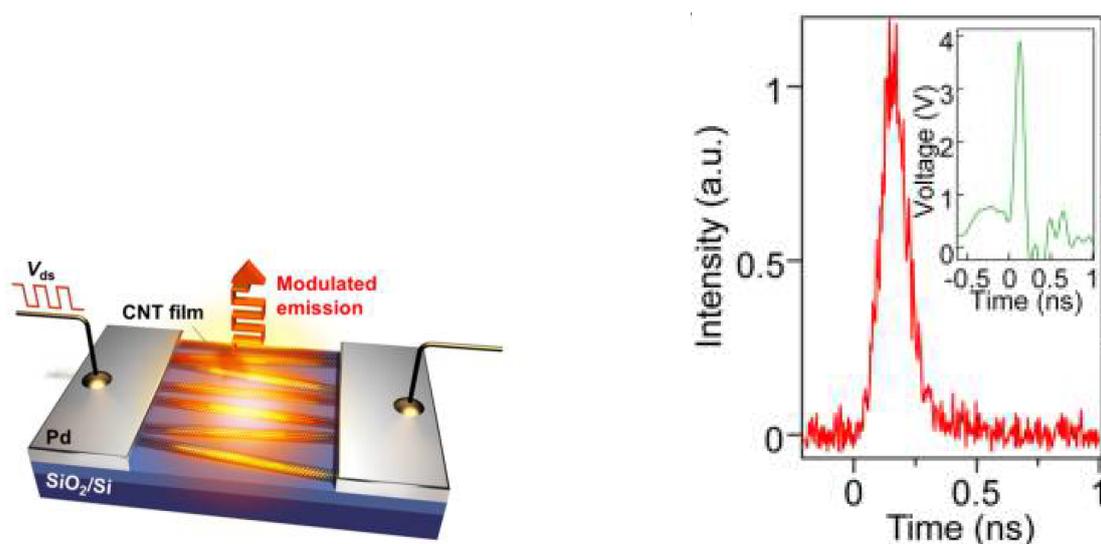
(b) En alimentant le système par une tension alternative de fréquence 1 GHz d'amplitude 0-6 V (haut), les auteurs détectent du rayonnement thermique modulé à la même fréquence (bas).

FIGURE 1.5 – Modulation rapide de la température d'un échantillon de graphène. Figures extraites de l'article Y. MIYOSHI et al., « High-speed and on-chip graphene blackbody emitters for optical communications by remote heat transfer », *Nat. Commun.* **9**, 1279 [2018], sous licence Creative Commons Attribution 4.0 International.

surface de $1 \mu\text{m}^2$. Cela leur permet notamment de démontrer la modulation du rayonnement thermique à une fréquence de 1 GHz (cf. figure 1.5). Ce temps de réponse très court peut laisser penser que le problème de la modulation rapide est réglé définitivement. Cependant le graphène n'est pas idéal à tous points de vue car son émissivité demeure faible, de l'ordre de 2% et les échantillons produits demeurent fragiles.

Nanotubes de carbone Il est également possible de produire du rayonnement thermique en chauffant électriquement des nanotubes de carbone par effet Joule. Les premières démonstrations statiques ont été réalisées avec des fagots de nanotubes [P. LI et al. 2003 ; WEI et al. 2004] puis des couches minces [ITKIS et al. 2008 ; P. LIU et al. 2009 ; ESTRADA et al. 2011 ; FUJIWARA et al. 2013], des réseaux de nanotubes verticaux [SVENINGSSON et al. 2002] puis des nanotubes uniques [MANN et al. 2007 ; FAN et al. 2009 ; SINGER et al. 2011 ; Z. LIU et al. 2011 ; KHASHMINSKAYA et al. 2014].

Ensuite on peut les utiliser pour une source modulable rapidement : [P. LIU et al. 2009] chauffent électriquement jusqu'à une température de 1500 K avec un temps de réponse de 1 ms. [MORI et al. 2014] atteint des impulsions de 140 ps, comme illustré sur la figure 1.6.



(a) Schéma du dispositif : une fine couche de nanotubes de carbone repose sur un substrat de silice sur silicium et est connectée à deux électrodes de palladium qui permettent d'alimenter les nanotubes électriquement et de les chauffer par effet Joule.

(b) Émission d'une impulsion de rayonnement thermique de 140 ps en alimentant par une impulsion de tension de 120 ps.

FIGURE 1.6 – Modulation rapide de la température d'une couche de nanotubes de carbone. Figures reproduites avec l'autorisation de l'éditeur. T. MORI et al., « An Electrically Driven, Ultrahigh-Speed, on-Chip Light Emitter Based on Carbon Nanotubes », *Nano Lett.* **14**, 3277-3283 [2014]. Copyright 2014 American Chemical Society.

Puits quantiques Une nouvelle source a été récemment proposée par le groupe de Carlo Sirtori et Angela Vasanelli (cf. la thèse de Sébastien Cosme [COSME 2019]). Elle repose sur l'absorption due à un plasmon dans un puits quantique d'InGaAs fortement dopé entouré de barrières d'AlInAs. Un réseau métallique posé sur la structure permet de réaliser le couplage entre le plasmon et le mode propagatif dans la direction normale à la surface de l'échantillon. En outre, le chauffage est réalisé par effet Joule, via l'injection dans la couche d'InGaAs. Les premières démonstrations expérimentales ont mis en évidence une modulation jusqu'à 50 MHz, limitée par la réponse du détecteur utilisé.

A.2. Modulation de la température électronique

Une possibilité pour avoir une inertie thermique plus faible et donc atteindre des fréquences de modulation plus élevées est d'utiliser un système où seuls les électrons sont chauffés, le réseau cristallin demeurant à température ambiante. En effet, leur capacité calorifique est très faible, ce qui permet de les chauffer et refroidir très rapidement.

L'émission thermique d'un gaz d'électrons à une température plus élevée que le réseau

a été utilisée pour mesurer la température de nanocylindres métalliques [CARATTINO et al. 2018]. Ce phénomène a également été mis en évidence dans une couche de graphène alimentée électriquement [FREITAG et al. 2010; KIM et al. 2015; M. PARK et al. 2018], dans une jonction créée par une pointe de microscope à effet tunnel à la surface d'une couche métallique [DOWNES et al. 2002] ou par des nanojonctions d'or [MALINOWSKI et al. 2016; BURET et al. 2015].

En excitant ces électrons optiquement avec une impulsion laser femtoseconde, il est possible d'atteindre des temps de chauffage très courts et de n'être limité que par la dynamique de refroidissement, c'est-à-dire le temps caractéristique de l'interaction entre les électrons et les phonons qui est de l'ordre de la centaine de femtosecondes. L'émission thermique suite à une excitation femtoseconde a été démontrée dans le graphène [LUI et al. 2010], dans une couche métallique [AGRANAT et al. 2015], dans un semiconducteur [XIAO et al. 2019] et dans des nanoparticules métalliques [HWANG et al. 2002; HAUG et al. 2015].

Une source rapide alimentée électriquement a été démontrée en utilisant du graphène [KIM et al. 2018]. Les auteurs ont atteint une température de l'ordre de 2000 K, permettant une émission jusque dans le visible, avec une modulation jusqu'à une fréquence de 10 GHz et des impulsions de 92 ps de durée à mi-hauteur (cf. figure 1.7). En outre, ils ont montré dans un autre article [SHIUE et al. 2019] qu'il était également possible de modifier le spectre émis par un tel échantillon en couplant le gaz d'électrons chauds du graphène à une nanocavité créée par un cristal photonique.

B. Modulation de l'émissivité

L'autre possibilité pour la modulation du rayonnement thermique est de faire varier l'émissivité. Pour cela, différentes stratégies sont possibles : électriquement, optiquement, par changement de température ou par l'application d'une contrainte mécanique..

B.1. Modulation électrique de l'émissivité

Le contrôle électrique de l'émissivité a d'abord été mis en évidence avec des matériaux électrochromiques, dont les propriétés optiques sont modifiées par l'application d'une tension, tels que le trioxyde de tungstène (WO_3) et l'oxyde de nickel (NiO). [HALE et al. 1999] démontrent en effet une variation d'émissivité entre 5,7% et 59,5% sur la bande spectrale allant de 2 μm à 13,8 μm . Cependant un tel dispositif est lent et à spectre large.

Pour produire une source au spectre plus étroit, il faut partir d'un matériau non-absorbant et ajouter une résonance qui puisse être contrôlée électriquement. C'est l'approche utilisée par [VASSANT et al. 2013] : l'absorption repose sur un mode *epsilon near zero* (ENZ) dans un puits quantique. En contrôlant électriquement la densité de porteurs dans ce puits quantique, il est possible d'empêcher cette résonance.

De la même façon, le groupe de Susumu Noda [INOUE et al. 2014] utilise une transition

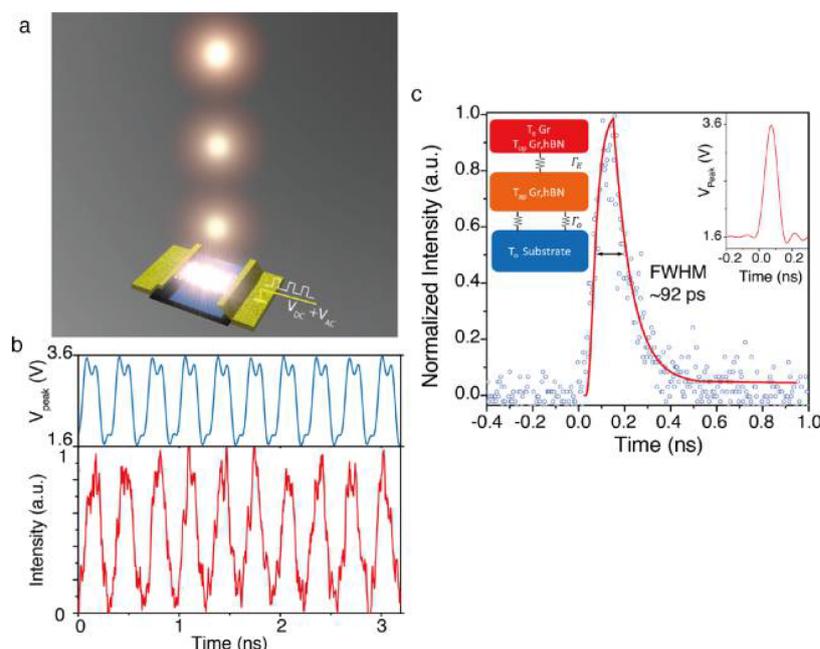


FIGURE 1.7 – Modulation rapide de la température d'un gaz d'électrons dans un échantillon de graphène. Figures reproduites avec l'autorisation de l'éditeur. Y. D. KIM et al., « Ultrafast graphene light emitters », *Nano Lett.* **18**, 934-940 [2018] Copyright 2018 American Chemical Society.

inter-sous-bande de puits quantiques couplée à un cristal photonique. L'absorption de cette transition peut être contrôlée électriquement en injectant plus ou moins de porteurs dans les puits quantiques. Ils atteignent ainsi un contraste d'émissivité de $\Delta\epsilon = 0,74 - 0,24 = 0,5$ à $\lambda = 9\mu\text{m}$. La caractérisation en fréquence du dispositif donne ensuite une fréquence de coupure à -3dB de 600 kHz. Par la suite, ils ont également réalisé un dispositif comprenant quatre émetteurs avec des pics d'émissivité à des longueurs d'ondes différentes, qu'on peut allumer individuellement de manière alternative [INOUE et al. 2016]. Le changement de matériau du puits quantique (de GaAs/AlGaAs à GaN/AlGaN) dans l'article [KANG et al. 2017] a ensuite permis de chauffer l'échantillon à des températures plus élevées, 700 °C au lieu de 200 °C, ce qui permet d'augmenter considérablement le signal. Enfin ils ont démontré la modulation rapide du rayonnement avec ce type d'échantillon, chauffé à 500 °C, atteignant une fréquence de coupure de 50 kHz [KANG et al. 2019].

[BRAR et al. 2015] utilisent un feuillet de graphène en configuration Salisbury (comme proposé en absorption dans [JANG et al. 2014] et [THONGRATTANASIRI et al. 2012]) ce qui permet de moduler l'émissivité en variant la densité de porteurs dans le graphène, avec un contraste de $\Delta\epsilon = 0,02$ à une température de 250 °C. La modulation n'a été démontrée expérimentalement que jusqu'à quelques kilohertz.

[SALIHOGU et al. 2018] ont récemment utilisé ce contrôle de l'émissivité dans le graphène pour réaliser un camouflage thermique. L'émissivité (intégrée en longueur d'onde)

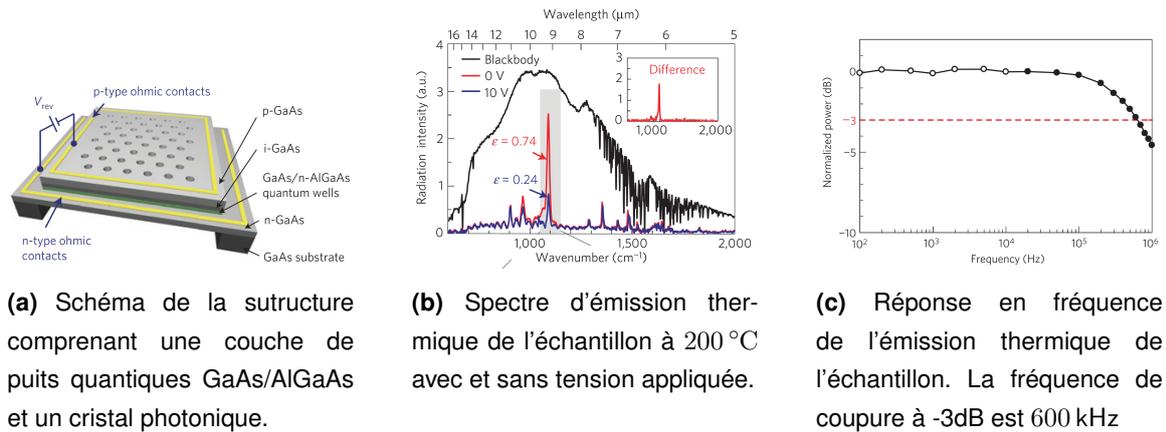


FIGURE 1.8 – Modulation rapide de l'émissivité d'une structure à puits quantiques chauffée à 200 °C. Figures reproduites avec l'autorisation de Springer Nature : T. INOUE et al., « Realization of dynamic thermal emission control », *Nat. Mater.* **13**, 928-931 [2014].

peut varier de 0,8 à 0,3 mais avec une constante de temps de l'ordre de la dizaine de secondes.

Enfin, [J. PARK et al. 2018] ont proposé une métasurface à base d'InAs permettant de modifier l'émissivité avec un contraste de $\Delta\epsilon = 0,036$ à 200 °C. Les auteurs annoncent une fréquence de modulation de l'ordre du mégahertz qui n'a pas encore été mesurée expérimentalement.

B.2. Modulation optique de l'émissivité

[MALYUTENKO et al. 1989] ont d'abord démontré qualitativement une variation d'émissivité d'un substrat semiconducteur par photoexcitation. Très récemment, [XIAO et al. 2019] ont mis en évidence la modulation de l'émissivité dans les semiconducteurs avec un temps de réponse de quelques nanosecondes après absorption d'une impulsion laser dans le visible de 200 fs.

[COPPENS et al. 2017] présentent une modulation de l'émissivité, à la fois temporelle et spatiale, grâce à une métasurface reposant sur une couche de (ZnO). Une impulsion laser UV permet d'y moduler la densité de porteurs. Mais le temps de réponse est très lent, de l'ordre de plusieurs dizaines de secondes.

B.3. Modulation thermique de l'émissivité

Mentionnons que pour certains matériaux, l'émissivité peut dépendre de la température en raison d'une transition de phase : le $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ (GST) [K.-K. DU et al. 2017; K. DU et al. 2018; QU et al. 2017; QU et al. 2018] ou le $\text{Ge}_3\text{Sb}_2\text{Te}_6$ [TITTL et al. 2015].

[CAO et al. 2018] proposent une métasurface à base de GST et annoncent qu'il est possible de réaliser la transition de phase du GST en 300 ns via une impulsion laser. Ce-

pendant, la modulation de rayonnement thermique qui devrait en découler n'a pas encore été observée.

B.4. Modulation mécanique de l'émissivité

[X. LIU et al. 2016] ont conçu une métasurface dont la zone active est suspendue à température ambiante (émissivité de 0,5) et se retrouve plaquée sur le substrat lorsque la température augmente, ce qui modifie son émissivité qui vaut alors 0,8. Dans l'article [X. LIU et al. 2017], ils démontrent que la modulation de rayonnement thermique avec ce concept d'échantillon peut atteindre une fréquence de coupure de 110 kHz. A basse fréquence, l'amplitude relative de la modulation de la puissance émise vaut 23%.

Enfin l'émissivité peut également être modifiée par déformation de l'échantillon grâce à l'application d'une contrainte mécanique [MORIDANI et al. 2017; C. XU et al. 2018].

C. Bilan des sources disponibles

Pour résumer, nous présentons dans le tableau 1.1 page 20 les caractéristiques des principales démonstrations de modulation rapide du rayonnement thermique.

TABLE 1.1 – Principales démonstrations de la modulation rapide du rayonnement thermique.

Référence	Système utilisé	Modulation	Fréquence	Durée d'impulsion	Température	Surface	Émissivité
[MIYOSHI et al. 2018]	Graphène	Température		100 ps	700 K	$4\text{--}36\ \mu\text{m}^2$	2% par monocouche
[MORI et al. 2014]	nanotubes de carbone	Température		140 ps	600 K	$(40\ \mu\text{m})^2$	Supposée 1
[KIM et al. 2018]	Électrons chauds dans le graphène	Température		92 ps	2000 K	$5\ \mu\text{m} \times 3\ \mu\text{m}$	2% par monocouche
[SHIUE et al. 2019]	Électrons chauds dans le graphène	Température		350 ps	2000 K	$\approx 6\ \mu\text{m}^2$	7%
[INOUE et al. 2014]	Puits quantiques et cristal photonique	Émissivité	600 kHz		500 K	$(1,8\ \text{mm})^2$	max : 0,74, min : 0,24
[KANG et al. 2019]	Puits quantiques et cristal photonique	Émissivité	50 kHz		800 K	$(1,8\ \text{mm})^2$	Contraste 0,15
[BRAR et al. 2015]	Graphène	Émissivité	1 kHz		550 K	$(70\ \mu\text{m})^2$	Contraste 0,02

Dans la perspective de créer un émetteur qui puisse être utilisable pour des applications tout en restant compact et peu cher, nous avons éliminé dans ce tableau toutes les propositions reposant sur l'excitation optique du système pour le chauffer. En effet, même s'ils permettent d'atteindre des durées d'excitation très courtes, les lasers femto-seconde utilisés ne remplissent pas ces critères. Nous avons donc conservé uniquement les sources modulées électriquement.

D'une part, les quatre premières reposent sur la modulation de la température d'un échantillon de graphène ou de nanotubes de carbone. Les auteurs peuvent atteindre des températures très élevées (2000 K), notamment lorsque les électrons ne sont pas à l'équilibre avec les phonons ainsi que des durées d'impulsion de l'ordre de la centaine de picosecondes. Cependant, il s'agit d'échantillons fragiles dont la durée de vie est réduite. L'émissivité demeure intrinsèquement faible dans le graphène.

D'autre part, les trois dernières s'appuient sur la modulation de l'émissivité. Dans le cas de [BRAR et al. 2015], la fréquence de modulation reste bien plus lente que pour les échantillons du groupe de Susumu Noda. [INOUE et al. 2014] atteint une fréquence de coupure de 600 kHz mais les matériaux utilisés (GaAs/AlGaAs) limitent la température à 200 °C. Ils ont récemment utilisé d'autres matériaux (GaN/AlGaN) pour atteindre une température plus élevée (500 °C) mais la fréquence de modulation est alors plus faible d'un ordre de grandeur.

III. Nouvelle proposition de source thermique modulable au-delà du mégahertz

A. Principe de modulation rapide de la température

Nous proposons de concevoir de nouvelles sources thermiques rapides en nous appuyant sur la modulation de la température. Celle-ci n'est limitée que par l'inertie thermique qui dépend fortement des dimensions géométriques du système. En effet, nous pouvons commencer par remarquer que le chauffage d'un émetteur peut toujours se faire en un temps arbitrairement court pourvu que la puissance apportée soit élevée. En revanche la dynamique de son refroidissement ne dépend pas de l'excitation mais seulement des paramètres du système : c'est cette phase qui limite notre fréquence de modulation.

Considérons un émetteur de taille caractéristique L porté à une température $T = T_0 + \Delta T$. L'énergie à apporter pour le chauffer de ΔT – en supposant que cette phase de chauffage est instantanée par rapport au refroidissement – est $\rho CV\Delta T$, avec ρ la masse volumique, C la capacité calorifique et V le volume. Supposons que cet émetteur soit posé sur un substrat, tel que représenté sur la figure 1.9, qui se comporte essentiellement comme un bain thermique à la température T_0 . Il peut donc se refroidir via trois canaux : la conduction, la convection et le rayonnement.

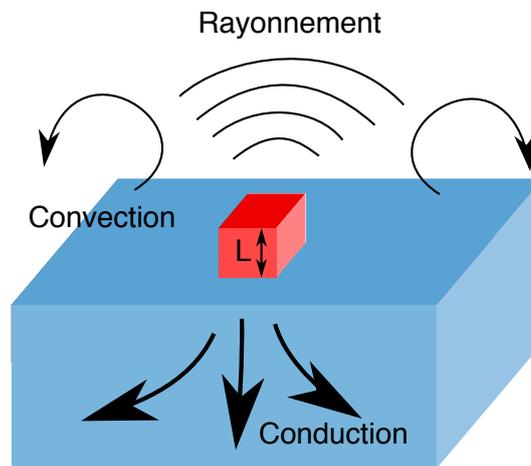


FIGURE 1.9 – Émetteur chaud (à la température $T = T_0 + \Delta T$) posé sur un substrat froid (à la température T_0). L'énergie apportée à l'émetteur pour le chauffer peut se dissiper par conduction, convection ou rayonnement.

La puissance dissipée par conduction est de l'ordre de $P_{cond} = S_1 \kappa \Delta T / L$ où S_1 est la surface de contact entre l'émetteur et le substrat et $\kappa \Delta T / L$ est un ordre de grandeur du flux à l'interface avec κ la conductivité de l'émetteur.

La puissance échangée par convection peut s'écrire $P_{conv} = S_2 h_{conv} \Delta T$, où S désigne la surface de l'émetteur en contact avec l'air ambiant et h_{conv} est un coefficient d'échange convectif qui vaut typiquement $10 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$.

Enfin la puissance rayonnée est de la forme $P_{ray} = S_2 \epsilon \sigma T^4$ dans le cadre de l'optique géométrique, en utilisant la loi de Stefan-Boltzmann et en considérant pour ϵ une valeur moyenne de l'émissivité sur le spectre.

Comparons ces termes entre eux. En supposant que la surface qui intervient dans la convection et le rayonnement est la même et que l'émissivité vaut 1, nous obtenons que P_{ray}/P_{conv} varie entre 2 et 16 pour ΔT compris entre 0 et 100 K. Nous retiendrons que rayonnement et convection sont à peu près du même ordre de grandeur.

Comparons maintenant conduction et convection. A priori – à moins de jouer sur le rapport d'aspect de l'émetteur – les surfaces S_1 et S_2 sont du même ordre de grandeur. Pour la plupart des matériaux, la conductivité thermique κ est de l'ordre de $10 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ à un facteur 10 près. Par conséquent :

$$\frac{P_{cond}}{P_{conv}} \approx \frac{1 \text{ m}}{L}. \quad (1.8)$$

Dès lors que la taille caractéristique de l'émetteur est inférieure au mètre, la conduction domine sur la convection.

Considérons donc que la convection est le mécanisme le plus rapide pour le refroidissement de l'émetteur. Le temps de refroidissement est donc donné par le temps de diffusion $t_{froid} = \frac{L^2}{D}$, où D est la diffusivité thermique de l'émetteur qui vaut $D = \frac{\kappa}{\rho C}$.

La conséquence que nous pouvons tirer de ce raisonnement très simplifié est que ce temps de refroidissement n'est limité que par l'épaisseur de l'émetteur. En outre, cette dépendance est quadratique, ce qui permet de réduire fortement ce temps caractéristique en diminuant la taille de l'émetteur. La fréquence de modulation que nous pouvons alors atteindre est environ $\frac{1}{2t_{froid}}$ en supposant que nous chauffons l'échantillon pendant un temps égal à son temps de refroidissement.

Calculons-en un ordre de grandeur. La diffusivité étant de l'ordre de $1 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ pour quasiment tous les matériaux. Pour un système tel que celui de [HILDENBRAND et al. 2010], la taille caractéristique est $500 \mu\text{m}$, ce qui donne $t_{froid} \approx 25 \text{ ms}$. La fréquence maximale envisageable est donc environ $\frac{1}{2t_{froid}} \approx 20 \text{ Hz}$, proche de la valeur de 8 Hz mesurée expérimentalement.

En réduisant la taille de l'émetteur en-deçà du micron, nous obtenons alors $t_{froid} < 100 \text{ ns}$ donc $f > 50 \text{ MHz}$, ce qui est pertinent par rapport aux valeurs relevées dans la littérature et exposées dans la partie précédente. Le système de [INOUE et al. 2014] atteint par exemple une fréquence de coupure de 600 kHz , nous pourrions donc aller au-delà de ce que permet la modulation de l'émissivité.

Le problème qui survient alors est qu'en réduisant la taille de l'émetteur, nous réduisons aussi quadratiquement la surface – appelée S_2 – et donc la puissance rayonnée. Avant

de pouvoir envisager de trouver un moyen pour améliorer le rayonnement se pose déjà la question de comment le calculer. En effet, nous considérons maintenant des émetteurs d'une taille inférieure au micron, donc plus petite que la longueur d'onde électromagnétique. L'optique géométrique qui sous-tend le bilan d'énergie de la démonstration de la loi de Kirchhoff exposée dans la première partie n'est donc pas valable. De plus, le système composé de l'émetteur et du substrat par lequel il se refroidit est anisotherme.

Nous allons donc présenter une version de la loi de Kirchhoff généralisée au cas d'un système à l'équilibre thermodynamique local.

B. Loi de Kirchhoff généralisée

Cette version locale de la loi de Kirchhoff est présentée et démontrée dans l'article [GREFFET et al. 2018] à partir des travaux de S. Rytov [RYTOV et al. 1989] dans le cadre de l'électrodynamique fluctuatoire.

B.1. Définitions et énoncé

Supposons que suite à une excitation, une catégorie de porteurs de charges d'un échantillon se trouve à l'équilibre thermodynamique local. Nous pouvons donc définir pour ces porteurs une température $T(\mathbf{r})$ et un potentiel chimique $\mu(\mathbf{r})$ qui dépendent de la position. Dans le cas de l'émission thermique, cette excitation est le chauffage du matériau, par effet Joule par exemple, qui fait monter la température. Alors, l'agitation thermique crée des courants fluctuants de particules chargées $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ dont nous pouvons étudier les propriétés statistiques. La valeur moyenne de \mathbf{j} est nulle puisque la vitesse moyenne l'est. En revanche, il est possible d'exprimer grâce au théorème de fluctuation-dissipation la fonction d'autocorrélation de \mathbf{j} entre deux points \mathbf{r} et \mathbf{r}' et entre deux composantes n et m :

$$W_{j_n, j_m}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = 2\omega\epsilon_0 \Im[\epsilon(\mathbf{r}', \omega)] \Theta[T(\mathbf{r}'), \omega] \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \delta_{nm}, \quad (1.9)$$

où $\Theta(T, \omega) = \frac{\hbar\omega}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1}$.

Réciproquement, éclairons ce même objet par une onde plane de pulsation ω et de polarisation (l), dans la direction $-\mathbf{u}$. La puissance absorbée dans un élément infinitésimal situé en \mathbf{r}' de volume $d^3\mathbf{r}'$ est donnée par :

$$\frac{\epsilon_0\omega}{2} \Im[\epsilon(\mathbf{r}', \omega)] |\mathbf{E}^{(l)}(\mathbf{r}', \omega)|^2 d^3\mathbf{r}' = \alpha^{(l)}(-\mathbf{u}, \mathbf{r}', \omega) d^3\mathbf{r}' \cdot \Phi_{inc}, \quad (1.10)$$

où $\mathbf{E}^{(l)}$ désigne le champ créé à l'intérieur de l'objet et $\Phi_{inc} = \epsilon_0 c \frac{|E_{inc}|^2}{2}$ est le flux du vecteur de Poynting incident (en W/m^2). Cela nous permet de définir une absorptivité locale α , dont la dimension est l'inverse d'une longueur.

Il est alors possible d'exprimer la puissance rayonnée par émission thermique en fonction

de l'absorptivité locale. Considérons maintenant un élément de volume infinitésimal situé à la position \mathbf{r}' et de volume $d^3\mathbf{r}'$, l'intensité rayonnée par les courants fluctuants de ce volume dans la direction \mathbf{u} , dans la polarisation (l) et à la pulsation ω s'écrit :

$$I^{(l)}(\omega, \mathbf{u}, \mathbf{r}') = \eta^{(l)}(\mathbf{u}, \mathbf{r}', \omega) \frac{L_0[T(\mathbf{r}', \omega)]}{2} d^3\mathbf{r}', \quad (1.11)$$

où $L_0/2$ désigne la luminance polarisée du corps noir et η est une émissivité locale. En utilisant la réciprocité des équations de Maxwell, il est possible de prouver que ces deux quantités sont égales

$$\eta^{(l)}(\mathbf{u}, \mathbf{r}', \omega) = \alpha^{(l)}(-\mathbf{u}, \mathbf{r}', \omega), \quad (1.12)$$

ce qui constitue la formulation locale de la loi de Kirchhoff.

B.2. Luminance d'un émetteur unique

Par conséquent, l'intensité émise par l'objet dans la direction \mathbf{u} et à la fréquence ω s'écrit donc :

$$I^{(l)}(\mathbf{u}, \omega) = \int_V \alpha^{(l)}(-\mathbf{u}, \mathbf{r}, \omega) \frac{L_0[T(\mathbf{r}', \omega)]}{2} d^3\mathbf{r}'. \quad (1.13)$$

Si l'objet considéré est à une température uniforme $T(\mathbf{r}') = T$, alors,

$$I^{(l)}(\mathbf{u}, \omega) = \frac{L_0(T, \omega)}{2} \int_V \alpha^{(l)}(-\mathbf{u}, \mathbf{r}', \omega) d^3\mathbf{r}', \quad (1.14)$$

$$= \frac{L_0(T, \omega)}{2} \sigma_{abs}^{(l)}(-\mathbf{u}, \omega), \quad (1.15)$$

et on retrouve alors la section efficace d'absorption de l'émetteur $\sigma_{abs}^{(l)}(-\mathbf{u}, \omega)$, lorsqu'il est éclairé dans la direction $-\mathbf{u}$, à la pulsation ω et dans la polarisation (l).

Considérons maintenant un émetteur unique, à la température T , posé dans un environnement froid, à la température T_0 . L'intensité émise est alors :

$$I^{(l)}(\mathbf{u}, \omega) = I_{emet}^{(l)}(\mathbf{u}, \omega) + I_{env}^{(l)}(\mathbf{u}, \omega), \quad (1.16)$$

$$= \frac{L_0(T, \omega)}{2} \sigma_{emet}^{(l)}(-\mathbf{u}, \omega) + \frac{L_0(T_0, \omega)}{2} \sigma_{env}^{(l)}(-\mathbf{u}, \omega), \quad (1.17)$$

où I_{emet} désigne l'intensité émise par l'émetteur et I_{env} désigne celle émise par l'environnement. En supposant que la température de l'émetteur est suffisamment élevée par rapport à celle de l'environnement, il vient :

$$I^{(l)}(\mathbf{u}, \omega) = \frac{L_0(T, \omega)}{2} \sigma_{emet}^{(l)}(-\mathbf{u}, \omega). \quad (1.18)$$

Cette expression nous permet donc de calculer l'intensité rayonnée par l'émetteur proposé précédemment. Contrairement à l'optique géométrique, c'est la section efficace d'absorption qui entre en jeu et non la surface géométrique de l'émetteur. Nous avons réduit la taille de

l'émetteur à une dimension inférieure au micron pour diminuer l'inertie thermique et donc le temps caractéristique de refroidissement. Ce faisant, nous annonçons que l'intensité émise allait être fortement réduite puisqu'elle dépend de la surface. Grâce à la loi de Kirchhoff, nous voyons en fait qu'il est possible de modifier l'environnement électromagnétique de l'émetteur pour augmenter sa section efficace d'absorption sans modifier ses dimensions et donc la dynamique de refroidissement. C'est le principe de toute antenne qui collecte sur une aire efficace très large et concentre la puissance sur le détecteur, à la manière d'un entonnoir.

B.3. Luminance d'un réseau périodique

Dans le cas où l'échantillon est un réseau périodique, supposé infini selon les dimensions transverses x et y , quelle est la quantité à optimiser ? L'intensité émise par une cellule du réseau vaut :

$$I^{(l)}(\mathbf{u}, \omega) = \int_{\text{cellule}} \alpha^{(l)}(-\mathbf{u}, \mathbf{r}, \omega) \frac{L_0[T(\mathbf{r}'), \omega]}{2} d^3\mathbf{r}'. \quad (1.19)$$

Et si, comme précédemment, on a dans chaque cellule un émetteur chaud (à la température T) entouré d'un environnement froid (à la température T_0), cette expression devient :

$$I^{(l)}(\mathbf{u}, \omega) = \frac{L_0(T, \omega)}{2} \int_{\text{cellule, émet}} \alpha^{(l)}(-\mathbf{u}, \mathbf{r}', \omega) d^3\mathbf{r}'. \quad (1.20)$$

Or en absorption, la puissance maximale que peut absorber une cellule du réseau, de période Λ_x, Λ_y , est $\Phi \Lambda_x \Lambda_y$, où Φ désigne le flux incident.

Par conséquent, $\int_{\text{cellule, émet}} \alpha^{(l)}(-\mathbf{u}, \mathbf{r}', \omega) d^3\mathbf{r}' < \Lambda_x \Lambda_y$. Et nous pouvons alors définir l'absorptivité des émetteurs en réseau :

$$A(-\mathbf{u}, \omega) = \frac{1}{\Lambda_x \Lambda_y} \int_{\text{cellule, émet}} \alpha^{(l)}(-\mathbf{u}, \mathbf{r}', \omega) d^3\mathbf{r}' < 1. \quad (1.21)$$

Dans le cas périodique, c'est cette quantité qui doit être maximisée pour s'approcher le plus possible de 1.

C. Méthode de chauffage de l'émetteur

Après avoir exposé le calcul de l'émission thermique par un nanoémetteur chaud entouré d'un milieu froid, il importe maintenant de présenter par quel moyen nous pourrions réaliser ce chauffage localisé, c'est-à-dire comment fournir de la puissance à un nanoémetteur pour faire monter sa température. Pour cela deux voies peuvent être envisagées : optiquement ou électriquement.

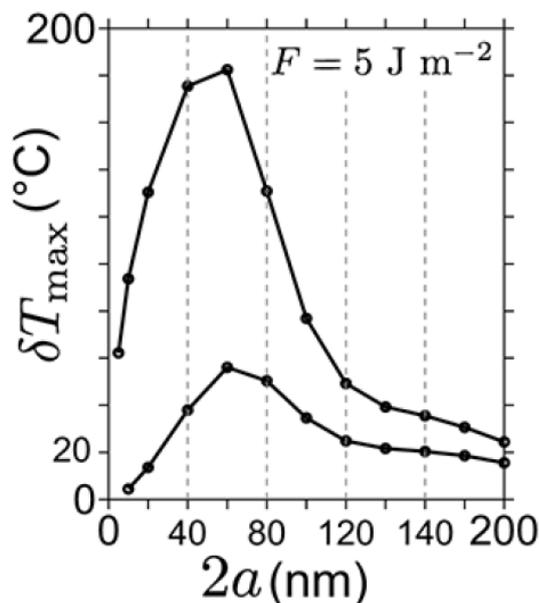


FIGURE 1.10 – Augmentation de la température d’une nanosphère d’or dans de l’eau, éclairée par une impulsion laser de 1 ns (courbe supérieure) ou de 100 fs (courbe inférieure). La fluence vaut 5 J/m^2 . Figure reproduite avec l’autorisation de l’éditeur. K. METWALLY et al., « Fluence threshold for photothermal bubble generation using plasmonic nanoparticles », J. Phys. Chem. C **119**, 28586-28596 [2015]. Copyright 2015 American Chemical Society.

C.1. Chauffage optique

Nous pourrions envisager de chauffer un tel nanoémetteur optiquement, en utilisant une impulsion laser. Pour discuter cette option et calculer des ordres de grandeur, nous pouvons nous appuyer par exemple sur le livre de [BAFFOU 2018] qui traite du chauffage optique de nanoparticules métalliques. On pourra également consulter [BAFFOU et al. 2011] et [METWALLY et al. 2015].

Considérons une nanosphère d’or éclairée par une impulsion laser d’une durée allant de la centaine de femtoseconde à la nanoseconde et calculons l’augmentation de température qu’elle provoque. Nous pouvons dans un premier temps faire l’approximation que le chauffage est instantané par rapport à tous les mécanismes de refroidissement. Ainsi, en ayant absorbé l’énergie E , l’augmentation de la température est $\Delta T = \frac{E}{\rho CV}$.

Quelle est l’énergie absorbée par la particule? Considérons un laser dont l’intensité moyenne est notée I (en W/m^2) et le taux de répétition f . Ainsi, la densité d’énergie par impulsion est I/f et l’énergie absorbée par la particule s’écrit $\sigma_{abs}I/f$, où σ_{abs} désigne la section efficace d’absorption de la particule dans le visible, à la longueur d’onde du laser. Or σ_{abs} dépend de la géométrie de la particule. Nous pouvons par exemple considérer une particule d’or sphérique et nous appuyer sur la courbe tracée en [METWALLY et al. 2015] et reproduite figure 1.10 pour poursuivre le raisonnement. Les auteurs considèrent un laser

de fluence 5 J/m^2 et calculent la hausse de température en fonction du diamètre de la nanosphère d'or éclairée, en la supposant placée dans de l'eau. Avec une impulsion de 1 ns, la température augmente d'environ 50 K lorsque le diamètre de la nanoparticule est optimal.

Est-il possible d'atteindre facilement une fluence de 5 J/m^2 pour notre cas ? Comme nous l'avons évoqué précédemment, nous ne nous intéresserons pas uniquement à un émetteur isolé mais allons considérer des réseaux d'émetteurs pour maximiser la puissance rayonnée. Considérons donc que nous avons besoin d'illuminer une zone de $100 \mu\text{m}$ de côté sur laquelle seraient réparties les nanosphères. Alors cette valeur de fluence correspond à une intensité de 50 nJ par impulsion. Il existe bien des diodes laser nanosecondes avec une telle énergie, cependant leur taux de répétition ne dépasse pas la centaine de kilohertz.

Par conséquent, nous choisissons d'écarter cette solution de chauffage optique pour les raisons suivantes :

- L'augmentation de température est certes non négligeable mais ces calculs d'ordre de grandeur ne nous donnent pas une grande marge de manœuvre.
- Ce principe ne fonctionne que pour des nanoparticules métalliques, ce qui contraint fortement le système en vue de l'émission thermique.
- Nous avons utilisé la valeur optimale de section efficace d'absorption fournie par la courbe de la figure 1.10 : cela impose donc le diamètre de la nanosphère et peut rendre plus difficile le dimensionnement pour l'émission thermique.
- Dans l'optique de réaliser *in fine* des sources modulables rapidement mais aussi compactes et bon marché, nous préférons nous passer de l'ajout d'une diode laser pour alimenter le système.

C.2. Chauffage électrique

Considérons un émetteur cubique de côté $L = 1 \mu\text{m}$ que nous souhaitons chauffer de 300 K par rapport à l'ambiante. Cette valeur de température doit être la plus élevée possible pour maximiser le signal mais nous serons dans tous les cas limités par la tenue en température des matériaux. Nous prenons donc 300 K pour le moment afin de calculer un ordre de grandeur de la puissance nécessaire. L'énergie à apporter pour chauffer l'émetteur – en considérant que ce chauffage est instantané par rapport aux mécanismes de refroidissement – est :

$$E = \rho C L^3 \Delta T. \quad (1.22)$$

Or $\rho C \approx 1 \times 10^6 \text{ J K}^{-1} \text{ m}^{-3}$ donc $E \approx 1 \text{ nJ}$.

Nous avons vu précédemment que le temps caractéristique de refroidissement de cet émetteur est $t_{\text{froid}} = \frac{L^2}{D}$. Comme la diffusivité est toujours de l'ordre de $1 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, nous obtenons $t_{\text{froid}} \approx 100 \text{ ns}$. Nous souhaitons moduler la température de l'émetteur le plus rapidement possible : le temps de chauffage doit donc être égal au temps de refroidissement.

Par conséquent, la puissance (crête) à apporter est $P = E/t_{\text{froid}}$, c'est-à-dire de l'ordre

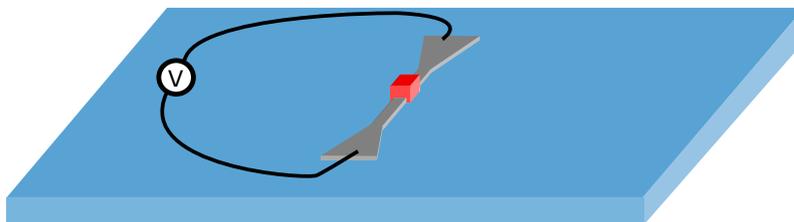


FIGURE 1.11 – Émetteur chauffé par effet Joule. On fait passer du courant dans un rail métallique de section variable placé sous l'émetteur. Ainsi, la résistance électrique est maximale à l'endroit où la section est la plus étroite, ce qui maximise la puissance dissipée au niveau de l'émetteur.

de 10 mW, ce que peut délivrer n'importe quel générateur basse fréquence.

Nous proposons donc de chauffer cet émetteur par effet Joule en plaçant en-dessous une piste métallique de section variable (cf. figure 1.11) et donc de résistance variable, afin de dissiper la puissance électrique essentiellement dans l'émetteur.

D. Discussion sur le rendement d'une source thermique rapide

Nous pouvons à présent nous poser la question du rendement d'une telle source incandescente. Nous allons voir que dans le cas d'émetteurs dont la température est modulée rapidement, les exigences de haute fréquence et de bon rendement sont contradictoires.

Comme nous l'avons exposé au paragraphe A. page 22, la puissance électrique dissipée par effet Joule pour chauffer l'émetteur est perdue via trois canaux : la conduction P_{cond} , la convection P_{conv} et le rayonnement P_{ray} . Le rendement peut alors être défini comme $\eta = \frac{P_{ray}}{P_{elec}}$. Pour réaliser une source thermique avec un bon rendement, il faut donc réduire le plus possible la conduction et la convection, de sorte que le rayonnement soit le seul canal disponible pour dissiper la puissance [BRUCOLI et al. 2014]. Pour ce faire, on utilise couramment des membranes [HILDENBRAND et al. 2010 ; L. XU et al. 2011 ; BARRITAUULT et al. 2011] ou bien on place l'échantillon sous vide. En admettant qu'on ait pu supprimer totalement la conduction et la convection (cf. figure 1.12 (a)), calculons un ordre de grandeur du temps nécessaire au refroidissement d'un tel émetteur : $t_{froid} = \frac{E}{P_{ray}}$, où $E = \rho CV \Delta T$ est l'énergie emmagasinée par l'émetteur pour accroître sa température. La puissance dissipée par rayonnement vaut alors $P_{ray} = S\sigma T^4$, en supposant qu'il s'agit d'un corps noir.

Nous obtenons alors :

$$t_{froid} = \frac{\rho Ch \Delta T}{\sigma (T_0 + \Delta T)^4} \quad (1.23)$$

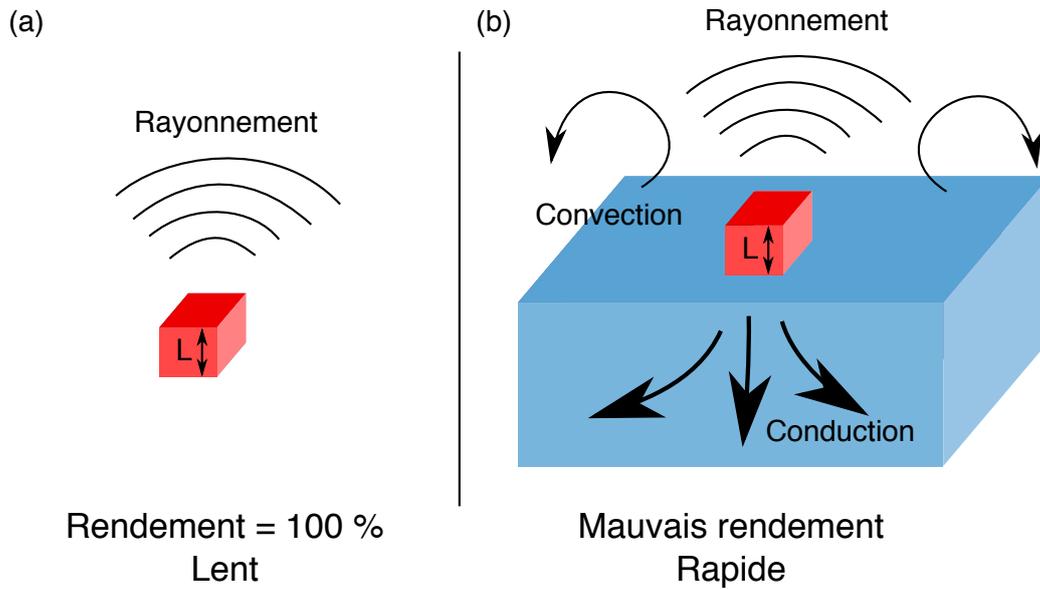


FIGURE 1.12 – (a) Une source thermique dont le rendement est maximal ne se refroidit que par rayonnement. (b) Une source thermique modulable rapidement utilise d’autres canaux de refroidissement, ce qui diminue le rendement.

Faisons l’hypothèse que $\rho C \approx 1 \times 10^6 \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-1}$ pour la plupart des matériaux et considérons alors que l’échantillon est un corps noir en forme de disque isolé, d’une épaisseur de $1 \mu\text{m}$. Nous obtenons alors $t_{\text{froid}} \approx 10 \text{ ms}$. Étant donné que cet ordre de grandeur est obtenu en surestimant la puissance dissipée par rayonnement, nous pouvons en déduire qu’il n’est pas possible de moduler la température à haute fréquence en n’ayant que le rayonnement comme canal de dissipation de la chaleur. Par conséquent, une source rapide a nécessairement un rendement dégradé (cf. figure 1.12 (b)).

Comme nous l’avons vu au paragraphe A., le mécanisme de dissipation le plus rapide est la conduction. Si nous voulons faire passer le temps de refroidissement de 10 ms à 10 ns , pour viser une fréquence de modulation de 50 MHz , il faut donc que la conduction soit 10^6 fois plus rapide que le rayonnement. Cela implique nécessairement que le rendement $\eta = \frac{P_{\text{ray}}}{P_{\text{elec}}} = \frac{P_{\text{ray}}}{P_{\text{cond}} + P_{\text{ray}}}$ est inférieur à 10^{-6} . Il n’est pas possible de combiner modulation rapide de la température et haut rendement.

Résumé

Nous avons résumé dans la deuxième partie de ce chapitre les démonstrations récentes d'émetteurs infrarouges reposant sur la modulation rapide du rayonnement thermique, en modulant la température ou l'émissivité. Si l'on se restreint aux échantillons modulés électriquement et suffisamment robustes en pratique, la référence actuelle demeure la modulation de l'émissivité à 600 kHz par [INOUE et al. 2014].

Afin d'aller au-delà, nous proposons de moduler la température d'un émetteur mais en réduisant sa taille pour diminuer fortement l'inertie thermique. Puisqu'un tel émetteur sera d'une part sub-longueur d'onde (d'un point de vue optique) et d'autre part anisotherme, nous nous appuyons sur la loi de Kirchhoff locale [GREFFET et al. 2018] pour calculer le rayonnement émis. En effet, il n'est pas possible d'utiliser la version usuelle dans ce cas donc nous utilisons la loi de Kirchhoff généralisée pour modéliser et concevoir le système. La surface géométrique de l'émetteur est certes très faible, mais la puissance émise dépend de sa section efficace d'absorption. Nous pouvons l'optimiser en modifiant son environnement électromagnétique, par exemple en ajoutant une antenne qui reste froide et ne modifie donc pas la dynamique thermique. La fréquence de modulation est seulement limitée par le temps de diffusion thermique et vaut donc au maximum $\frac{1}{2t_{diff}} = \frac{D}{L^2}$. Comme la diffusivité est de l'ordre de $1 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, pour un émetteur de 100 nm, la fréquence de modulation peut atteindre la centaine de mégahertz.

Source thermique en bande II modulable rapidement

La première propriété que nous voulons mettre en évidence est la possibilité de moduler le rayonnement thermique au-delà du mégahertz. Pour cela nous avons proposé dans le chapitre précédent d'utiliser un émetteur chaud de faible épaisseur posé sur un substrat froid, afin de tirer parti de la conduction thermique pour moduler rapidement sa température.

Puisque le rayonnement émis par un corps à la température T est égal à $\epsilon(\lambda)L_0(\lambda,T)$, nous allons d'abord exposer le comportement optique, c'est-à-dire l'optimisation de l'émissivité ϵ et la mesure du spectre émis par l'échantillon. Dans un second temps, nous détaillerons le comportement thermique de l'échantillon : il s'agit de calculer la température atteinte en fonction de la tension appliquée aux bornes de l'échantillon et de la fréquence de modulation. Enfin nous mesurerons la réponse en fréquence du signal émis par rayonnement thermique dans l'infrarouge.

I. Optique : spectre de l'émissivité

A. Principe théorique

Commençons par discuter la conception optique d'un tel échantillon. Nous souhaitons émettre le plus possible à une longueur d'onde λ dans la direction normale à l'échantillon ; cela correspond à maximiser l'émissivité $\epsilon(\lambda, \theta = 0)$. En appliquant la loi de Kirchhoff, ce problème est équivalent à la maximisation de l'absorptivité en incidence normale.

A.1. Absorption dans l'infrarouge par une couche mince métallique

Considérons donc une plaque métallique infinie de conductivité¹ σ réelle et d'épaisseur d , faible par rapport à l'épaisseur de peau, placée dans le vide, comme représentée sur la figure 2.1a page 35. Alors, en suivant par exemple la démonstration de [BAUER 1992], on peut montrer que l'absorptivité vaut au plus 50%. Ce maximum est atteint lorsque $Z_{\text{plaque}} = 1/\sigma d = 1/2\epsilon_0 c = Z_0/2$, ce qui réalise l'adaptation d'impédance entre la plaque et

1. Il s'agit de la conductivité dans l'infrarouge, $\sigma = -i\omega\epsilon_0(\epsilon - 1)$, où ϵ désigne la permittivité diélectrique.

le vide. Dans ce cas, la transmission et la réflexion valent 25%. Une telle couche adaptée en impédance est appelée couche de Woltersdorff.

Réciproquement, nous pouvons interpréter ce résultat en émission (cf. figure 2.1b), lorsque la plaque est portée à une température T . La loi de Kirchhoff assure alors que son émissivité dans la direction normale ($\theta = 0$) vaut 50%.

A.2. Écran de Salisbury

Pour dépasser cette limite, nous pouvons utiliser le principe de l'écran de Salisbury [SALISBURY 1952], bien connu dans le domaine radar. Il consiste en un miroir placé sous la plaque métallique, à une distance $\lambda/4$. Dans ce cas, la condition d'adaptation d'impédance est modifiée : l'absorptivité de la plaque atteint 100% lorsque $Z_{\text{plaque}} = 1/\sigma d = 1/\epsilon_0 c = Z_0$. Comme précédemment nous pouvons interpréter ce résultat en absorption et en émission. Le calcul détaillé est donné dans [BAUER 1992].

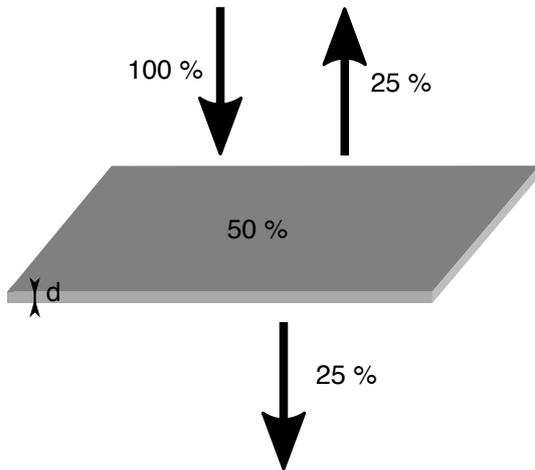
En absorption (cf. figure 2.1c), considérons une onde plane progressive monochromatique de longueur d'onde λ en incidence normale arrivant sur un miroir. En supposant le miroir parfait, le facteur de réflexion est -1 et la superposition du champ incident et du champ réfléchi crée une onde stationnaire qui présente un noeud en $z = 0$ puisque le champ s'annule dans le miroir métallique et un ventre en $z = \lambda/4$. Par conséquent, c'est à cette distance qu'il faut placer la plaque métallique pour maximiser son absorption.

En émission (cf. figure 2.1d), la plaque adaptée en impédance émet toujours pour moitié vers le haut et pour moitié vers le bas comme nous l'avons dit précédemment. Mais l'ajout d'un miroir sous-jacent permet de créer une réflexion qui doit donc se superposer avec le champ émis vers le haut en interférant constructivement. Dans cette situation, le miroir crée un déphasage de π et la propagation sur la distance $\lambda/4$ déphase de $\pi/2$ dans chaque sens. Nous trouvons bien 2π , ce qui indique que le champ émis vers le bas se réfléchit et s'ajoute en phase à celui émis vers le haut. Cette condition d'interférences constructives n'est vérifiée que pour une seule longueur, nous créons ainsi un émetteur sélectif spectralement.

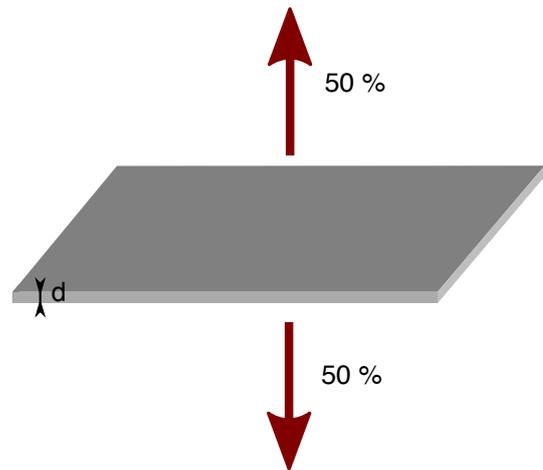
Précisons enfin que l'absorption n'a lieu que dans la plaque métallique et non dans le miroir : cette structure permet effectivement de réaliser un absorbant total fin. Ainsi, d'après la loi de Kirchhoff, l'émissivité de la couche métallique vaut 1 et il suffit de chauffer uniquement cette couche pour émettre. Son épaisseur est de l'ordre de la dizaine de nanomètres, elle est donc bien plus fine que l'espaceur. Par conséquent, on peut moduler sa température bien plus vite que si on devait moduler la température de l'ensemble de la structure.

B. Optimisation numérique de l'émissivité

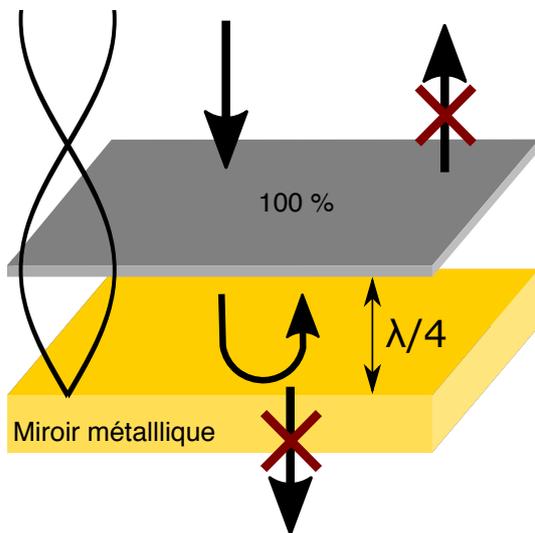
Étudions à présent le choix des matériaux pour pouvoir dimensionner puis fabriquer un tel échantillon. Nous avons besoin d'un métal pour la plaque émettrice mais également d'un



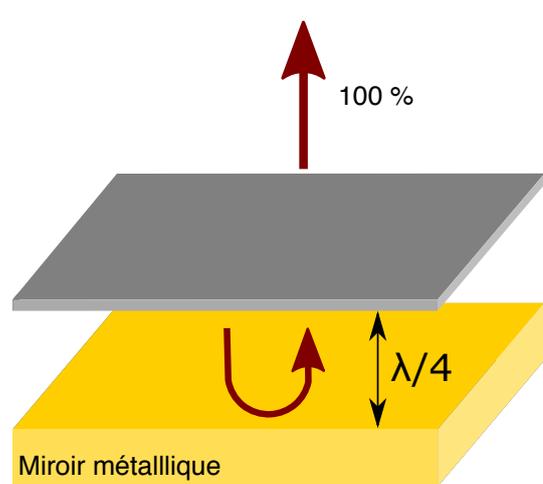
(a) En absorption, une plaque métallique adaptée en impédance absorbe 50% du flux incident.



(b) En émission, l'émissivité vers le haut d'une plaque métallique adaptée en impédance vaut 50%.



(c) En absorption, on ajoute un miroir à une distance de $\lambda/4$ sous une plaque métallique adaptée en impédance : la plaque absorbe alors 100% du flux incident.



(d) En émission, on ajoute un miroir à une distance de $\lambda/4$ sous une plaque métallique adaptée en impédance. L'émissivité de la plaque vers le haut atteint 1.

FIGURE 2.1 – Principe de l'écran de Salisbury.

Métal	Bande II ($\lambda = 4 \mu\text{m}$)	Bande III ($\lambda = 10 \mu\text{m}$)
Aluminium	1,2 nm	0,4 nm
Argent	5,7 nm	1,1 nm
Chrome	7,7 nm	1,9 nm
Platine	5,5 nm	2,0 nm
Or	5,0 nm	1,2 nm
Titane	11,2 nm	11,1 nm
Tungstène	10,3 nm	1,9 nm

TABLE 2.1 – Épaisseur de la plaque métallique nécessaire pour réaliser l'adaptation d'impédance $Z_{\text{plaque}} = Z_0$ pour différents métaux en bande II et III de l'infrarouge.

diélectrique qui joue le rôle d'espaceur transparent, afin de placer la plaque à une distance de $\lambda/4$ au-dessus du miroir. L'épaisseur de l'espaceur requise est alors $\lambda/4n$, où n désigne l'indice – supposé réel – du diélectrique.

B.1. Choix du métal

Nous avons vu que cette plaque métallique devait vérifier une condition d'adaptation d'impédance avec le vide, ce qui fixe donc la valeur du produit σd . Cependant, pour des métaux usuels, la conductivité dans l'infrarouge n'est pas purement réelle mais complexe. Le raisonnement de l'article [BAUER 1992] est encore valable en première approximation, en réécrivant la démonstration dans le cas d'une conductivité complexe, la condition d'adaptation d'impédance $\sigma d = \epsilon_0 c$ devient simplement $\Re(\sigma)d = \epsilon_0 c$.

Qu'en est-il de la partie imaginaire? Nous avons vu que pour le cas où σ est réel, l'épaisseur de diélectrique nécessaire pour obtenir une interférence constructive est $\lambda/4n$. Dans le cas où $\Im(\sigma) \neq 0$, la plaque métallique introduit un déphasage supplémentaire, il suffit de modifier cette épaisseur pour corriger le déphasage. Le principe physique exposé au paragraphe précédent reste donc valable. Cependant, afin d'optimiser quantitativement les dimensions de l'échantillon, nous utilisons un calcul numérique.

Calculons donc, dans les deux bandes de l'infrarouge qui nous intéressent, l'épaisseur de métal nécessaire. Les résultats figurent dans le tableau 2.1.

Nous constatons d'emblée qu'en bande III, pour la plupart des métaux, nous obtenons des épaisseurs trop faibles pour pouvoir être fabriquées. En effet, nous pouvons considérer qu'en-deçà de 5 nm, il est très difficile d'obtenir une couche métallique uniforme, que ce soit par pulvérisation ou par évaporation. En bande II en revanche, le titane et le tungstène donnent des valeurs tout à fait satisfaisantes de ce point de vue.

Un autre critère important est la résistance du métal à l'oxydation. Nous pouvons par exemple éliminer le tungstène et le titane qui s'oxydent rapidement à l'air. Nous pourrions également envisager de recouvrir l'échantillon avec un matériau transparent pour empêcher l'oxydation.

Enfin, il est nécessaire d'utiliser un métal qui ait une bonne tenue en température, ce qui n'est pas le cas de l'or par exemple.

Compte tenu de ces arguments et des matériaux disponibles en salle blanche, nous avons décidé de retenir le platine. Ce matériau a déjà été utilisé pour des émetteurs thermiques fonctionnant à des températures de 650 °C (cf. [BARRITAU et al. 2011]), ce qui atteste de sa bonne tenue en température et de sa résistance au délaminage lorsqu'il est déposé sur nitrure de silicium.

B.2. Choix de l'espaceur

A présent, nous devons trouver un matériau diélectrique qui joue le rôle d'espaceur. Il faut donc que le matériau soit transparent en bande II ou en bande III et qu'il soit possible d'en déposer une couche mince suffisamment épaisse. Ce n'est pas évident pour tous les matériaux puisque dans l'infrarouge, $\lambda/4n$ est au moins de l'ordre du micron.

En bande III, deux matériaux disponibles sont le fluorure d'yttrium (YF_3) et le sulfure de zinc (ZnS) comme indiqué dans [BEZUIDENHOUT et al. 1987; LEMARQUIS et al. 1998; FRUCH 2010]. Cependant, l'épaisseur nécessaire (au-delà de 2 μm) est trop élevée pour pouvoir obtenir une couche homogène qui adhère suffisamment bien. Nous pourrions également utiliser du germanium mais c'est a priori difficile d'en déposer une couche mince stable sur de l'or à cause de la diffusion.

En bande II, l'épaisseur requise est bien plus faible et le nombre de matériaux transparents est plus important. Nous avons donc choisi le nitrure de silicium.

B.3. Choix du miroir métallique

Pour le miroir placé sous l'espaceur, nous pouvons utiliser n'importe quel métal, pourvu que sa réflectivité soit bonne dans l'infrarouge. L'or est un candidat possible. Nous avons cependant constaté expérimentalement que le nitrure de silicium adhérerait parfois mal sur l'or, par conséquent nous l'avons remplacé par du molybdène, dont la réflectivité dans l'infrarouge est également très proche de 1 comme l'illustre la figure 2.2 page 38.

B.4. Optimisation de la géométrie

Nous avons donc finalement retenu :

- un fonctionnement en bande II de l'infrarouge ;
- une couche métallique absorbante en platine ;
- un espaceur transparent en nitrure de silicium ;
- un miroir métallique en molybdène.

Une fois les matériaux choisis, nous pouvons optimiser numériquement la structure en calculant l'émissivité de la plaque métallique. Comme la plaque est très grande par rapport à λ dans les dimensions transverses, nous considérons qu'elle est infinie et utilisons

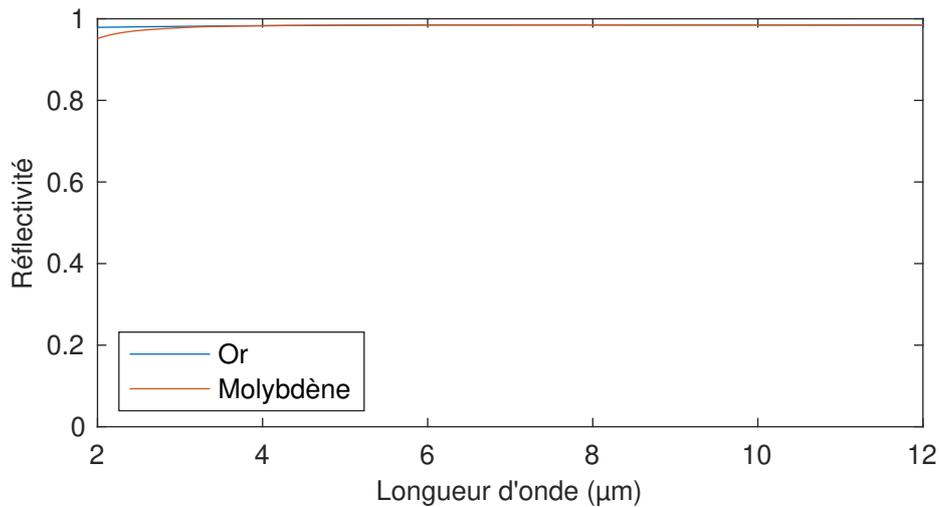


FIGURE 2.2 – Réflectivité d'une interface air-or ou air-molybdène dans l'infrarouge.

une méthode numérique reposant sur les matrices d'Abelès [ABELÈS 1950] pour calculer l'absorption.

Le choix de la longueur d'onde de travail doit prendre en compte les contraintes expérimentales. Primo, nous souhaitons travailler dans la fenêtre de transparence de l'atmosphère entre 3 et 5 μm . Secundo, remarquons que la température nécessaire pour émettre à 3 μm est bien plus élevée que celle pour émettre à 5 μm à cause des propriétés de la loi de Planck. Nous privilégions donc la partie de la bande II proche de 5 μm . Tertio, le dioxyde de carbone présent dans l'atmosphère présente une forte absorption à $\lambda = 4,26 \mu\text{m}$, il vaut mieux éviter cette longueur d'onde. Par conséquent, nous décidons d'optimiser l'échantillon à $\lambda = 4,7 \mu\text{m}$. Pour cela nous pouvons simplement représenter l'absorptivité en fonction de l'épaisseur de platine et de l'épaisseur de nitrure sur la figure 2.3.

Cela conduit aux dimensions suivantes :

- épaisseur de platine : 4 nm ;
- épaisseur de SiN_x : 960 nm.

Cependant, l'épaisseur de platine est alors plutôt faible et on ne peut pas facilement obtenir une couche bien homogène. D'un point de vue pratique, nous préférons l'augmenter un peu, quitte à obtenir une émissivité légèrement plus faible. Finalement nous validons les dimensions suivantes :

- épaisseur de platine : 10 nm ;
- épaisseur de SiN_x : 1,1 μm .

Dans ce cas, l'émissivité vaut 75 % au maximum.

Nous pouvons alors calculer le spectre de l'émissivité de la plaque de platine et celui de l'ensemble de la structure. Sur la figure 2.4, nous constatons premièrement que l'absorptivité de la plaque présente un pic à 4,7 μm , piloté par l'épaisseur de l'espaceur. Ensuite, nous

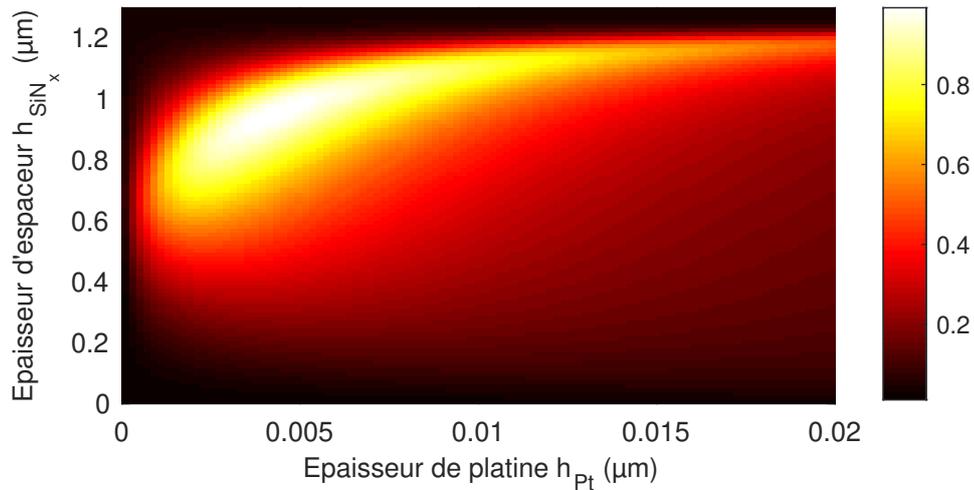


FIGURE 2.3 – Absorptivité d'une structure platine/nitruure de silicium/molybdène en fonction de l'épaisseur de platine et de l'épaisseur de nitruure. Le molybdène est considéré comme semi-infini.

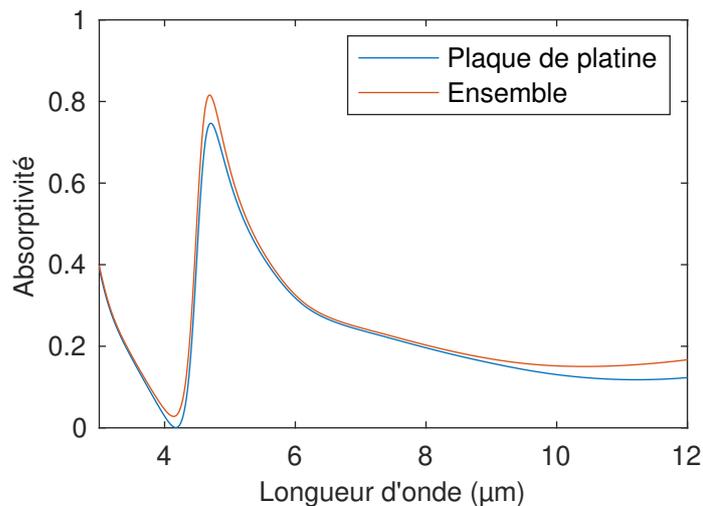
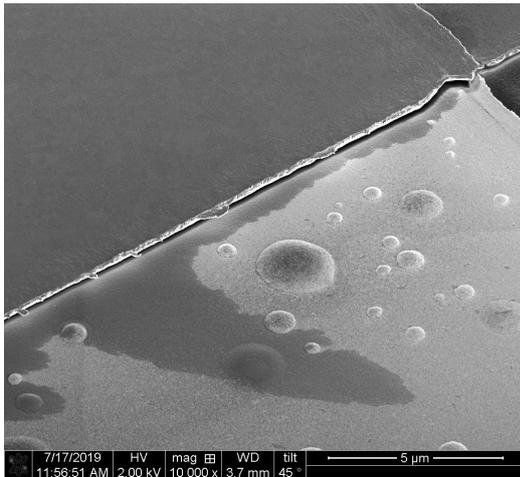
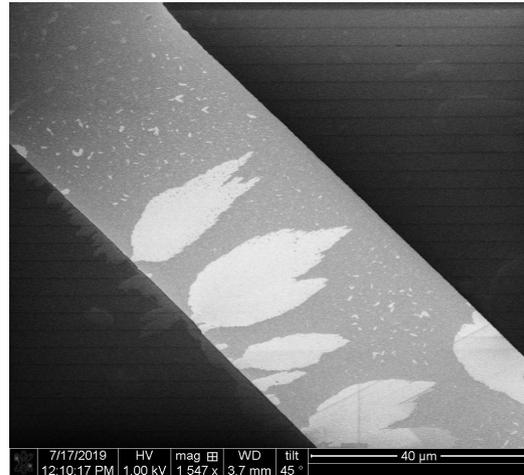


FIGURE 2.4 – Absorptivité de la plaque de platine et de l'ensemble de la structure, en fonction de la longueur d'onde.

remarquons que l'absorption a lieu essentiellement dans la plaque de platine puisque l'écart entre les deux courbes est très faible. Le molybdène absorbe très peu, sa réflectivité étant de l'ordre de 98 % dans l'infrarouge comme le montrait la figure 2.2. La couche de nitruure commence à absorber de manière significative à partir de $\lambda = 10 \mu\text{m}$. En effet, sa permittivité présente une résonance à $11 \mu\text{m}$. En bande II, elle est purement réelle, l'espaceur de nitruure de silicium est bien transparent dans la gamme spectrale qui nous intéresse.



(a) Plaque de platine et électrode de connexion, décrite dans l'annexe A.



(b) Plaque de platine.

FIGURE 2.5 – Images au microscope électronique à balayage d'un échantillon Salisbury fabriqué.

C. Étude expérimentale du spectre de l'émissivité

L'échantillon est fabriqué selon le protocole décrit dans l'annexe A. Deux images obtenues au microscope électronique à balayage se trouvent figure 2.5.

Nous pouvons maintenant mesurer expérimentalement ses caractéristiques optiques et remonter à la valeur de l'émissivité. Dans un premier temps, nous effectuons une mesure de réflectivité. Et dans un second temps nous présenterons une mesure du spectre émis par l'échantillon par rayonnement thermique.

C.1. Mesure de réflectivité

Nous mesurons la réflectivité $R(\lambda)$ de l'échantillon grâce à un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (FTIR), comme détaillé dans l'annexe B. Nous pouvons alors en déduire l'absorptivité $A(\lambda) = 1 - R(\lambda)$ puisque dans notre cas, il n'y a pas de transmission à travers l'échantillon. Précisons que la quantité qui est en jeu ici est l'absorptivité totale dans l'ensemble du système, qui est donc la somme de l'absorptivité de la plaque de platine, du nitrure de silicium et du miroir de molybdène.

Sur la figure 2.6, nous représentons l'absorptivité mesurée et calculée et nous constatons que l'allure générale de la courbe est correcte mais le pic est à la fois décalé en longueur d'onde et d'amplitude réduite. Nous avons donc modifié notre calcul numérique pour modéliser au mieux la courbe mesurée expérimentalement.

Pour cela nous avons identifié les paramètres ajustables.

— L'épaisseur de platine réellement déposée est assez incertaine. Vu la méthode de dépôt

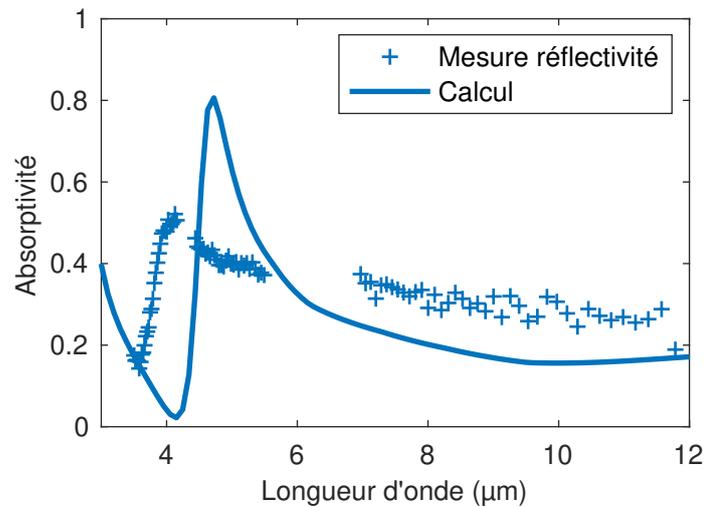


FIGURE 2.6 – Spectre de l'absorptivité de l'échantillon Salisbury, calculée et mesurée en réflexion.

(évaporation), la valeur de consigne (10 nm) peut en réalité donner une couche² de 5 à 15 nm d'épaisseur.

- L'épaisseur du nitrure déposé par PECVD est connue avec une incertitude absolue de l'ordre de la dizaine de nanomètres, donc une incertitude relative d'environ 1 %.
- La permittivité du platine peut varier pour des couches très minces. Nous avons donc ajusté un modèle de Drude sur les données de [PALIK et al. 1999].
- La permittivité du nitrure de silicium peut également varier en fonction des conditions de dépôt et de la stœchiométrie. Nous avons alors utilisé un modèle de Drude-Lorentz pour prendre en compte le phonon dans le moyen-infrarouge.

Pour une couche donnée, il n'est pas pertinent de laisser varier à la fois l'épaisseur et la permittivité, le nombre de degrés de liberté serait alors trop important. Nous avons donc ajusté uniquement les permittivités du platine et du nitrure de silicium en laissant libres les paramètres des deux modèles choisis. Le résultat de cette optimisation est donné sur la figure 2.7 page 42. Nous voyons ainsi qu'en ajustant les valeurs des indices optiques, il est possible de modéliser avec un bon accord quantitatif la réflectivité de l'échantillon Salisbury dans le moyen-infrarouge.

C.2. Mesure en émission

Passons maintenant à la mesure du rayonnement émis par l'échantillon en le chauffant, afin de déterminer son émissivité. Le flux émis par rayonnement thermique étant très faible, nous pouvons tirer parti de la modulation de la température de l'échantillon et nous placer en mode *step-scan*. Les détails expérimentaux sont donnés en annexe B.

2. Nous avons vérifié au microscope électronique à balayage que la couche déposée est bien continue.

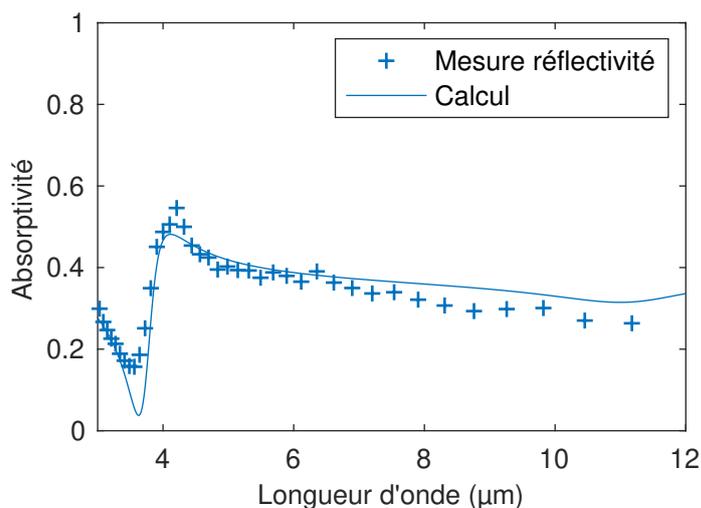


FIGURE 2.7 – Spectre de l'absorptivité de cet échantillon Salisbury mesurée en réflexion et calcul numérique résultant d'un ajustement de paramètres.

Appliquons aux bornes de l'échantillon une tension sinusoïdale $U(t) = U_0 \cos(\Omega t)$. La température en tout point de l'échantillon est donc de la forme $T(\mathbf{r}, t) = T_0 + \Delta T_{DC}(\mathbf{r}) + \Delta T_{AC}(\mathbf{r}, \Omega) \cos(2\Omega t)$. Et le rayonnement émis à chaque instant est donc, d'après la loi de Kirchhoff :

$$L(t, \lambda) = \int \epsilon(\mathbf{r}, \lambda) L_0[T(\mathbf{r}, t), \lambda] d^3\mathbf{r}. \quad (2.1)$$

Par conséquent, le spectre émis par l'échantillon, qui varie avec la température, varie avec le temps à la pulsation 2Ω . Ainsi, le spectre du rayonnement émis par l'échantillon n'est pas défini de façon unique.

Cependant, tant que l'oscillation de température ΔT_{AC} n'est pas trop grande par rapport à $T_0 + \Delta T_{DC}$, nous pouvons effectuer un développement limité :

$$L[T(t), \lambda] = L_0[T_0 + \Delta T_{DC}(\mathbf{r})] + \frac{\partial L_0}{\partial T} [T_0 + \Delta T_{DC}(\mathbf{r}), \lambda] \Delta T_{AC}(\mathbf{r}, 2\Omega) \cos(2\Omega t) \quad (2.2)$$

Intéressons-nous maintenant au spectre de la partie modulée du signal émis. Le mode *step-scan* permet d'isoler la composante à 2Ω , c'est-à-dire :

$$L(2\Omega, \lambda) = \Omega/\pi \int_{-\pi/2\Omega}^{\pi/2\Omega} \int \epsilon(\mathbf{r}, \lambda) L_0[T(t), \lambda] \exp(-i2\Omega t) d^3\mathbf{r} dt \quad (2.3)$$

L'intégrale sur t ne dépend de Ω que via ΔT_{AC} . Et dans la limite $\Delta T_{AC} \ll T_0 + \Delta T_{DC}$, il vient :

$$L(2\Omega, \lambda) = \int \epsilon(\mathbf{r}, \lambda) \frac{\partial L_0}{\partial T} [T_0 + \Delta T_{DC}(\mathbf{r}), \lambda] \frac{\Delta T_{AC}(\mathbf{r}, 2\Omega)}{2} d^3\mathbf{r}. \quad (2.4)$$

Lorsque la température est modulée, le rayonnement émis par chaque point de l'échantillon n'est plus le produit de l'émissivité par la loi de Planck mais le produit de l'émissivité par

la dérivée de la loi de Planck par rapport à la température. Nous allons donc utiliser ce résultat pour normaliser le spectre d'émission mesuré et obtenir l'émissivité.

Si le corps n'est pas isotherme, il faut introduire des absorptivités locales, d'après la formulation locale de la loi de Kirchhoff. À quelle émissivité doit-on comparer cette mesure? À basse fréquence de modulation, la diffusion de la chaleur a lieu sur une profondeur importante, si bien que toutes les couches de l'échantillon (platine, nitrure et molybdène) sont isothermes. Il faut alors utiliser l'absorptivité totale de la structure. En revanche, à très haute fréquence, on atteint un régime où la chaleur n'a pas le temps de diffuser en profondeur. Par conséquent, seule la couche de platine est chauffée, les autres demeurent froides. Alors l'absorptivité à prendre en compte est celle de la couche de platine uniquement.

Expérimentalement, nous avons choisi une fréquence $F = 10$ kHz qui résulte d'un compromis. D'une part elle doit être suffisamment importante pour que nous puissions choisir une constante de temps raisonnable pour la détection synchrone en maintenant une durée totale de mesure qui ne dépasse pas quelques heures. D'autre part, il faut que F soit inférieure à la fréquence de coupure du détecteur MCT installé dans le spectromètre. Or, à 10 kHz, la distance de propagation de la chaleur dans le nitrure de silicium est $\sqrt{D_{SiN_x}/2F} \approx 25$ μm . C'est-à-dire que la chaleur diffuse sur une profondeur bien plus importante que l'épaisseur de la couche d'espaceur diélectrique et que par conséquent, la température est uniforme dans les zones de l'échantillon susceptibles d'émettre (platine, espaceur, miroir). L'expression se simplifie en :

$$L(2\Omega, \lambda) = \left[\int \epsilon(\mathbf{r}, \lambda) d^3\mathbf{r} \right] \frac{\partial L_0}{\partial T} (T_0 + \Delta T_{DC}, \lambda) \Delta T_{AC}(2\Omega, r)/2 \quad (2.5)$$

$$L(2\Omega, \lambda) = \epsilon_{tot}(\lambda) \frac{\partial L_0}{\partial T} (T_0 + \Delta T_{DC}, \lambda) \Delta T_{AC}(2\Omega)/2. \quad (2.6)$$

Nous appliquons alors la méthode de mesure de la température décrite en annexe B, partie III. page 133 et obtenons la courbe de la figure 2.8. L'amplitude de la tension mesurée aux bornes de l'échantillon est 21 V crête-à-crête. En reportant sur la courbe, nous obtenons donc $\Delta T_{DC} = 72$ K et $\Delta T_{AC} = 25$ K. La température oscille donc entre 67°C et 117°C.

Nous pouvons alors comparer sur la figure 2.9 trois quantités : l'absorptivité calculée, l'absorptivité mesurée en réflexion (comme sur la figure 2.7) et l'émissivité mesurée en émission. Ces trois courbes présentent finalement un bon accord qualitatif. Cependant, l'émissivité mesurée est relativement plus basse que l'absorptivité aux grandes longueurs d'onde. Cette différence peut venir d'une erreur sur la mesure de la température atteinte par l'échantillon. En effet, pour obtenir l'émissivité, on divise le spectre mesuré $L(2\Omega, \lambda)$ par la valeur de la dérivée de la loi de Planck à la température $T_0 + \Delta T_{DC}$. Si la température est sous-estimée, alors la dérivée de la loi de Planck est surestimée aux grandes longueurs d'onde et on sous-estime la valeur de l'émissivité aux grandes longueurs d'onde.

Ces mesures démontrent donc que le principe de l'écran de Salisbury est valable dans l'infrarouge et permet de fabriquer un échantillon dont l'émissivité présente un pic dont on

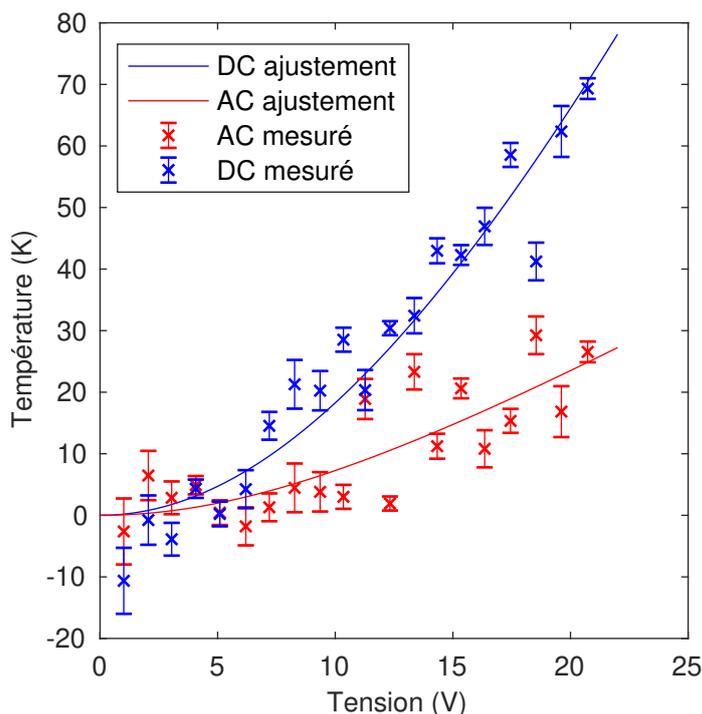


FIGURE 2.8 – Mesure expérimentale de la température de l'échantillon Salisbury selon la méthode de l'annexe B. On détermine ΔT_{DC} et ΔT_{AC} expérimentalement puis on effectue un ajustement avec les équations 2.24 et 2.25 données en complément de ce chapitre, page 65.

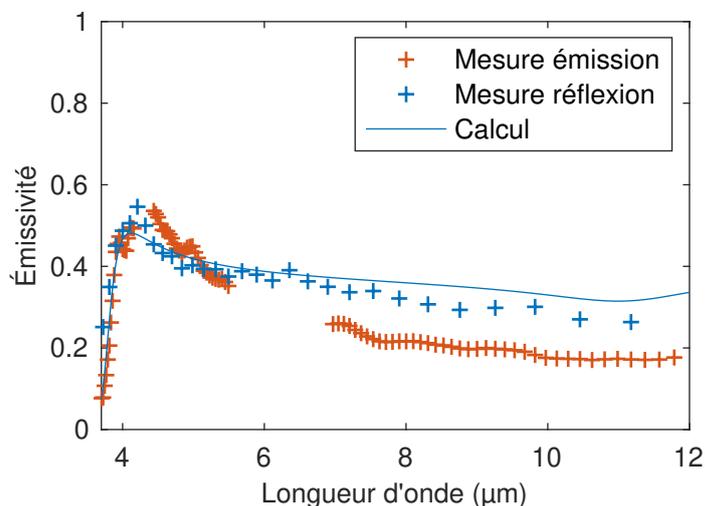


FIGURE 2.9 – Émissivité déterminée à partir de la mesure du spectre modulé en émission, absorptivité mesurée en réflexion et calculée en ajustant les valeurs des indices optiques (cf. figure 2.7). Les points autour de $\lambda = 6 \mu\text{m}$ ont été ôtés car ils sont artificiellement bruités lors de la normalisation de la courbe par le spectre de corps noir. L'émissivité n'est déterminée qu'à un facteur près : le coefficient multiplicatif a été choisi pour qu'elle soit la plus proche possible de l'absorptivité mesurée.

peut contrôler la longueur d'onde. L'absorptivité a lieu essentiellement dans la plaque de platine et non dans la couche de nitrure de silicium (cf. figure 2.4), ce qui implique qu'on peut moduler fortement l'intensité rayonnée en modulant uniquement la température de la plaque de platine.

II. Thermique : réponse en fréquence du signal infrarouge

A présent, étudions la réponse en fréquence de l'échantillon lorsqu'on l'alimente par une tension sinusoïdale. En utilisant les notations précédentes, la luminance émise par l'échantillon sur tout le spectre est

$$L(t) = \int \int \epsilon(\mathbf{r}, \lambda) L_0[T(\mathbf{r}, t), \lambda] d^3 \mathbf{r} d\lambda. \quad (2.7)$$

Considérons maintenant que seule la plaque de platine ($z = 0$) a une émissivité non nulle (cf. figure 2.4 page 39). Alors :

$$L(t) = \int \epsilon(\lambda) L_0[T(z = 0, t), \lambda] d\lambda, \quad (2.8)$$

$$L(t) = \int \epsilon(\lambda) \left[L_0(T_0 + \Delta T_{DC}, \lambda) + \frac{\partial L_0}{\partial T}(T_0 + \Delta T_{DC}, \lambda) \Delta T_{AC}(2\Omega, z = 0) \cos(2\Omega t) \right] d\lambda, \quad (2.9)$$

Nous pouvons alors identifier la somme d'un signal statique et d'un signal modulé. En utilisant une détection synchrone, nous pouvons mesurer uniquement l'amplitude de ce signal modulé qui est donnée par :

$$\left[\int \epsilon(\lambda) \frac{\partial L_0}{\partial T}(T_0 + \Delta T_{DC}, \lambda) d\lambda \right] \Delta T_{AC}(2\Omega, z = 0). \quad (2.10)$$

Dans l'équation 2.10, le facteur de gauche reflète le spectre d'émission de l'échantillon, intégré sur le détecteur³ et est indépendant de la fréquence. Toute la dépendance en fréquence de la puissance émise est donc contenue dans le facteur $\Delta T_{AC}(2\Omega)$, calculé en $z = 0$, c'est-à-dire au niveau de la plaque de platine. C'est donc le calcul de cette amplitude de modulation de la température qui va nous occuper dans un premier temps.

A. Position du problème thermique

Pour l'échantillon Salisbury, dont la géométrie est représentée sur la figure 2.10, la plaque métallique joue à la fois le rôle d'émetteur optique et de système de chauffage : il suffit d'appliquer une tension à ses bornes. Il s'agit donc de résoudre l'équation de la thermique pour la conduction avec un terme source donné par la puissance dissipée par effet Joule dans le métal.

3. En toute rigueur nous aurions pu ajouter la contribution de la fonction de réponse du détecteur mais cela ne modifie pas le raisonnement.

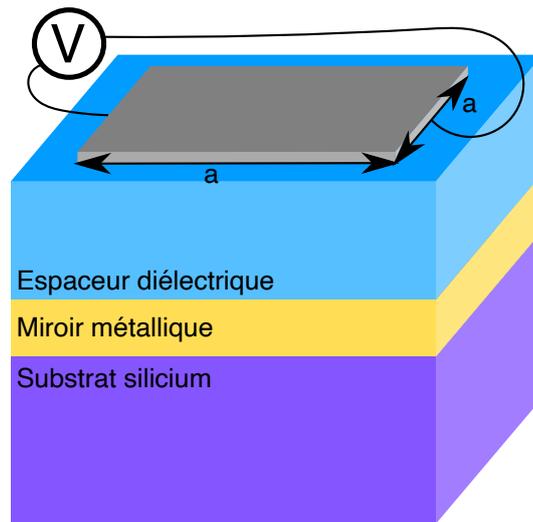


FIGURE 2.10 – Dimensions du système pour la résolution du problème thermique. Une plaque de platine carrée de côté a est placée sur un empilement de couches minces reposant sur un substrat de silicium. On applique une tension aux bornes de la plaque de platine, ce qui dissipe de la puissance par effet Joule.

A.1. Résistance électrique de la plaque de platine

Nous avons donné dans la première partie de ce chapitre les épaisseurs des couches de l'échantillon mais il est nécessaire de préciser également les dimensions transverses. Dans le calcul optique, nous avons supposé que le système était infini, ce qui se vérifie dès lors qu'il est grand par rapport à la longueur d'onde optique. Cependant, la taille transverse de la plaque détermine sa résistance électrique et la puissance dissipée par effet Joule.

Considérons une plaque carrée de côté a et d'épaisseur d , sa résistance électrique vaut $R = \rho/d$, où ρ désigne la résistivité du métal. La puissance dissipée par effet Joule est donc indépendante de a . Nous avons donc un compromis à faire sur la taille a : d'une part, à température constante, la puissance émise varie comme la surface, soit a^2 ; d'autre part, pour une tension donnée, l'augmentation de température ΔT varie comme l'inverse du volume, soit $1/(a^2d)$. Tant que l'on se situe dans un régime linéaire, la puissance émise est proportionnelle à ΔT et dans ce cas, elle est indépendante de a . Au-delà de ce régime, elle décroît en fonction de a . Comme nous ne pouvons pas augmenter indéfiniment la tension appliquée, il ne faut pas non plus fabriquer l'échantillon le plus grand possible. Nous avons donc choisi une surface de $100 \times 100 \mu\text{m}^2$.

Un autre critère à respecter afin de pouvoir moduler la température de l'échantillon à haute fréquence est l'adaptation d'impédance électrique. C'est en effet la condition pour maximiser la puissance transmise du générateur à l'échantillon. Avec les notations du schéma de la figure 2.11, afin de maximiser la puissance dissipée par l'échantillon U^2/R , il faut choisir $R = r$. C'est-à-dire que l'impédance R de l'échantillon doit être égale à celle du

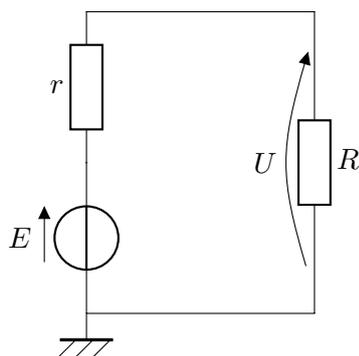


FIGURE 2.11 – Adaptation d'impédance électrique entre l'échantillon et le générateur.

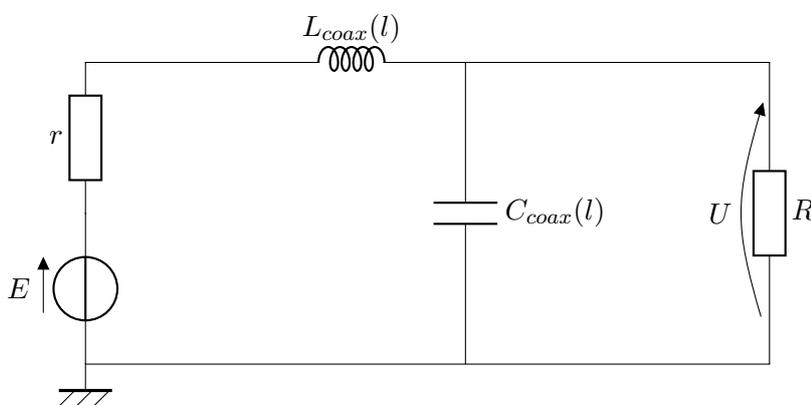


FIGURE 2.12 – Adaptation d'impédance électrique à haute fréquence entre l'échantillon et le générateur.

générateur, qui est ici sa résistance interne r .

À haute fréquence, le problème est un peu plus complexe puisqu'il n'est plus possible de négliger la contribution des câbles coaxiaux. Nous pouvons alors modéliser le circuit de la façon décrite sur la figure 2.12. Le câble coaxial reliant le générateur à l'échantillon est quant lui modélisé par une inductance en série et une capacité en parallèle, dont les valeurs $L_{coax}(l)$ et $C_{coax}(l)$ sont proportionnelles à la longueur l du câble en première approximation. Pour un câble coaxial RG58 standard, l'inductance linéique vaut 210 nH m^{-1} et la capacité linéique vaut 80 pF m^{-1} . L'échantillon est en revanche toujours modélisé par une résistance uniquement : en effet, nous avons effectué une mesure avec un impédance-mètre qui valide que son impédance est purement réelle, au moins jusqu'à une fréquence de 50 MHz. Un tel système se comporte donc comme un passe-bas du second ordre. La conséquence pratique est qu'il faut choisir un câble suffisamment court pour que la fréquence de coupure soit plus élevée que 50 MHz, ce qui est possible avec des câbles d'une longueur inférieure au mètre.

L'impédance caractéristique des câbles coaxiaux étant fixée à 50Ω en électronique, comment obtenir alors un échantillon dont la résistance soit égale à 50Ω ? Nous avons vu ci-dessus que dans le cas d'une plaque carrée de côté a et d'épaisseur d , elle vaut $R = \rho/d$.

Il suffit donc de considérer une plaque rectangulaire de côté a_x et a_y et de jouer sur le rapport d'aspect pour modifier la résistance. Pour une plaque de 10 nm d'épaisseur, la résistance d'un carré est $11,1 \Omega$. Pour obtenir un rectangle de la même surface et de résistance 50Ω , il faut donc l'allonger : les dimensions adaptées sont donc $212 \mu\text{m}$ par $47 \mu\text{m}$. Le choix des dimensions transverses de l'échantillon nous permet donc de sélectionner la résistance nécessaire pour être adapté en impédance avec le générateur.⁴

En pratique, avec le générateur basse fréquence que nous utilisons⁵, il est possible de modifier la valeur de la résistance interne, c'est-à-dire de son impédance de sortie, en la faisant passer de 50Ω à 5Ω . Cela permet d'augmenter la tension aux bornes de l'échantillon et donc la puissance dissipée. Nous utilisons donc ce moyen pour augmenter la température atteinte et le niveau de signal. L'inconvénient est que dans ce cas, le générateur n'est plus adapté en impédance avec le câble coaxial (dont l'impédance caractéristique est de 50Ω), ce qui peut être préjudiciable à haute fréquence. Nous pouvons en effet calculer la réponse en fréquence électrique du système, en utilisant par exemple le logiciel LTSPICE, en considérant un câble de longueur $l = 1 \text{ m}$. Si la résistance du générateur vaut 50Ω , la fréquence de coupure est environ 60 MHz alors qu'elle diminue à environ 40 MHz lorsque la résistance interne est 5Ω . En pratique, nous avons donc réduit la longueur du câble à une trentaine de centimètres, ce qui permet d'obtenir une fréquence de coupure au-delà de 100 MHz et de ne pas perturber la mesure.

A.2. Cadre théorique

L'objectif de cette section est maintenant de déterminer la température atteinte en tout point de l'échantillon en connaissant la tension appliquée, c'est-à-dire de résoudre l'équation de la chaleur :

$$\frac{\partial T}{\partial t} - D \nabla^2 T = \frac{S}{\rho C_P} \quad (2.11)$$

où $T(\mathbf{r}, t)$ désigne la température dépendant de la position et du temps et S une source de puissance par unité de volume. Les paramètres des matériaux sont donnés par : ρ la masse volumique, C_P la chaleur massique, κ la conductivité thermique et $D = \kappa / \rho C_P$ la diffusivité.

A.3. Méthode de résolution numérique

Nous allons présenter des résolutions numériques de l'équation de la chaleur utilisant la méthode des éléments finis. Pour cela, l'ensemble du domaine est maillé, ce qui permet de transformer la résolution de l'équation aux dérivées partielles en un problème matriciel,

4. Comme nous l'exposerons en détail par la suite, notamment dans le complément page 61, la résistance électrique du platine dépend de la température et varie donc au cours du temps. Même en choisissant au mieux les dimensions géométriques pour avoir adaptation d'impédance à température ambiante, la condition n'est plus vérifiée lorsque l'échantillon est chauffé.

5. Aim&TTi TGP3152

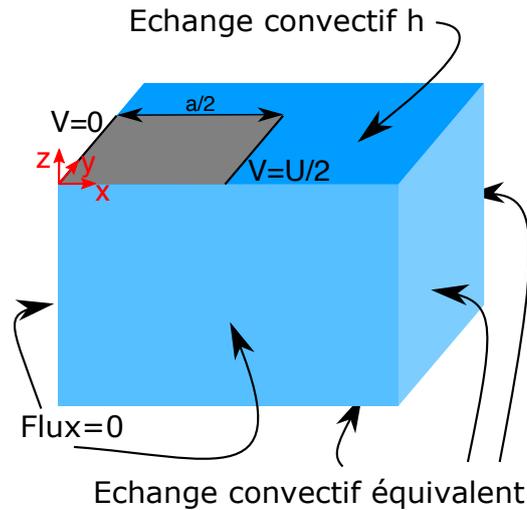


FIGURE 2.13 – Domaine d'étude pour le calcul du champ de température par la méthode des éléments finis : par symétrie, le problème se réduit à un quart du système. Nous appliquons des conditions aux limites de Neumann pour des raisons de symétrie, ainsi qu'une modélisation de l'échange convectif.

dont la taille est proportionnelle au carré du nombre de noeuds.

Symétries Pour réduire le temps de calcul et la taille de la mémoire nécessaire, nous utilisons les symétries du problème pour réduire la taille du domaine d'étude. Ici, il suffit de considérer le quart du système, comme le montre la figure 2.13.

Conditions aux limites Les conditions aux limites usuelles pour la résolution d'une équation aux dérivées partielles par éléments finis sont les conditions de Dirichlet, où l'on impose la valeur de la température sur une frontière du domaine, et les conditions de Neumann, où l'on impose la valeur du flux. Par symétrie, le flux doit être nul sur les faces $x = 0$ et $y = 0$. Sur la face $z = 0$, nous incluons un modèle d'échange convectif; ainsi le flux vaut $h(T - T_0)$ où h est un coefficient de convection qui vaut typiquement $10 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ pour une paroi verticale en contact avec un écoulement naturel d'air. Enfin, en $x = x_{max}$, $y = y_{max}$ et $z = z_{max}$, nous voulons rendre compte d'un substrat infini, c'est-à-dire très grand devant a . Pour cela, nous affectons aussi un coefficient de convection à ces faces, dont la valeur est ajustée pour coller aux températures mesurées expérimentalement. Par conséquent, notons bien que nos calculs numériques de température n'ont pas pour but de prédire quantitativement la température atteinte mais plutôt d'expliquer qualitativement la dépendance en fonction de la fréquence et de valider les modèles théoriques que nous allons proposer.

Maillage La finesse du maillage est un élément clé de la résolution par éléments finis. En effet, plus le nombre de points augmente, plus la dimension des matrices à manipuler et à inverser est importante et plus la résolution du problème reclame de temps et de mémoire. Il est par ailleurs nécessaire d’avoir un maillage suffisamment fin pour que la résolution reste juste. Un problème qui se pose dans notre système est qu’il est très étendu transversalement dans les directions x et y (la taille caractéristique est $a = 100 \mu\text{m}$) tandis qu’il comprend des couches très fines dans la direction z (environ $1 \mu\text{m}$ d’épaisseur pour l’espaceur et 200nm pour le miroir métallique). Pour être sûr de ne pas introduire des artefacts numériques liés au maillage, nous avons préféré retirer ces différentes couches et simuler uniquement une plaque posée sur un substrat. A haute fréquence, c’est correct puisque la diffusion de la chaleur n’a lieu que dans la couche supérieure. A basse fréquence c’est une approximation qui consiste à remplacer la superposition de couches par un substrat équivalent. Comme nous étudions essentiellement le comportement qualitatif, ce n’est pas problématique.

Sources Il faut enfin préciser le terme source de l’équation de la chaleur 2.11 : il s’agit de la dissipation par effet Joule dans la plaque métallique. Pour la même raison, nous n’incluons pas la plaque de platine dans le maillage. En effet, puisqu’elle ne fait que 20nm d’épaisseur, la température y est homogène selon z , sauf à des fréquences telles que la longueur de diffusion est plus court que 20nm , c’est-à-dire $D_{Pt}/h_{Pt}^2 \approx 10 \text{GHz}$ donc bien loin des échelles de temps que nous étudions. Nous remplaçons donc ce terme source volumique dans la plaque par un terme source surfacique appliqué à la face supérieure du substrat.

B. Résolution théorique et numérique pour une résistance indépendante de la température

Ayant comme objectif d’établir la réponse en fréquence de notre échantillon, appliquons aux bornes de la plaque une tension sinusoïdale à la pulsation Ω : $U(t) = U_0 \cos(\Omega t)$. Considérons dans un premier temps que la résistance de la plaque est indépendante de la température, la puissance dissipée par effet Joule vaut donc $P(t) = U_0^2 [1 + \cos(2\Omega t)] / 2R$. Nous obtenons alors deux termes : un terme statique qui correspond à l’élévation de température moyenne et un terme harmonique d’oscillation de la température à la fréquence 2Ω . Posons la notation suivante pour la solution : $T(t) = T_0 + \Delta T_{DC} + \Delta T_{AC} \cos(2\Omega t)$, où T_0 est la température ambiante, ΔT_{DC} la partie statique et ΔT_{AC} la partie harmonique.

Résolvons à présent l’équation de la thermique pour calculer T en connaissant U . Comme elle est linéaire, nous pouvons traiter séparément le cas statique et le cas harmonique.

En réalité, la résistance électrique du platine dépend de la température et cette dépendance peut avoir un impact significatif sur la valeur de la température atteinte. Cela introduit en effet une non-linéarité dans le système qui empêche de disjoindre la solution statique et la solution harmonique. Cependant, comme cela ne change pas qualitativement

la réponse en fréquence, la résolution du problème thermique avec résistance dépendant de la température est traitée en complément de ce chapitre, page 61.

B.1. Régime statique

Nous obtenons ce terme statique ΔT_{DC} en résolvant l'équation de la thermique en régime permanent, pour une source donnée par $S_0 = U_0^2 / (2RV_{plaque})$, où V_{plaque} désigne le volume de la plaque métallique :

$$-D\nabla^2 T = \frac{U_0^2 / 2R}{V_{plaque} \rho C_P} \quad (2.12)$$

Cela revient donc au calcul de la valeur efficace de la température. Pour une tension donnée, nous pouvons alors déterminer le champ de température en fonction de la position, représenté sur la figure 2.14.

Comme l'équation 2.12 est linéaire, nous savons que le champ de température en tout point est proportionnel à U^2 . La quantité qui nous intéresse plus précisément est la température atteinte par la plaque de platine émettrice. Nous pouvons alors tracer la variation de T_{plaque} en fonction de U sur la figure 2.15, ce qui permet de vérifier que la dépendance est bien quadratique.

B.2. Régime harmonique

En régime harmonique, la source varie sinusoidalement et nous pouvons alors utiliser la transformée de Fourier de l'équation 2.11 :

$$i\Omega T(\mathbf{r}, \Omega) - D\nabla^2 T(\mathbf{r}, \Omega) = \frac{S(\mathbf{r}, \Omega)}{\rho C_P}. \quad (2.13)$$

Cela permet de résoudre numériquement de la même façon que le cas statique. D'une part, nous vérifions facilement que l'amplitude d'oscillation est bien proportionnelle à U^2 , comme l'indique la figure 2.15.

Nous pouvons maintenant fixer l'amplitude de la tension appliquée et faire varier la fréquence. La figure 2.16 permet donc d'identifier deux régimes extrêmes : constant à basse fréquence et décroissant à haute fréquence.

Régime point source A basse fréquence, c'est-à-dire tant que la période est très grande devant le temps de diffusion sur la taille transverse de la source, la plaque posée sur le substrat se comporte comme un point source thermique. Cette condition s'écrit $100 \mu\text{m} \ll \sqrt{D_{Si}/F}$. On obtient donc $F \approx 10 \text{ kHz}$. L'amplitude d'oscillation de la température est alors indépendante de la fréquence. C'est ce qu'on retrouve en résolvant analytiquement l'équation de la chaleur en régime harmonique pour un point source posé sur un milieu

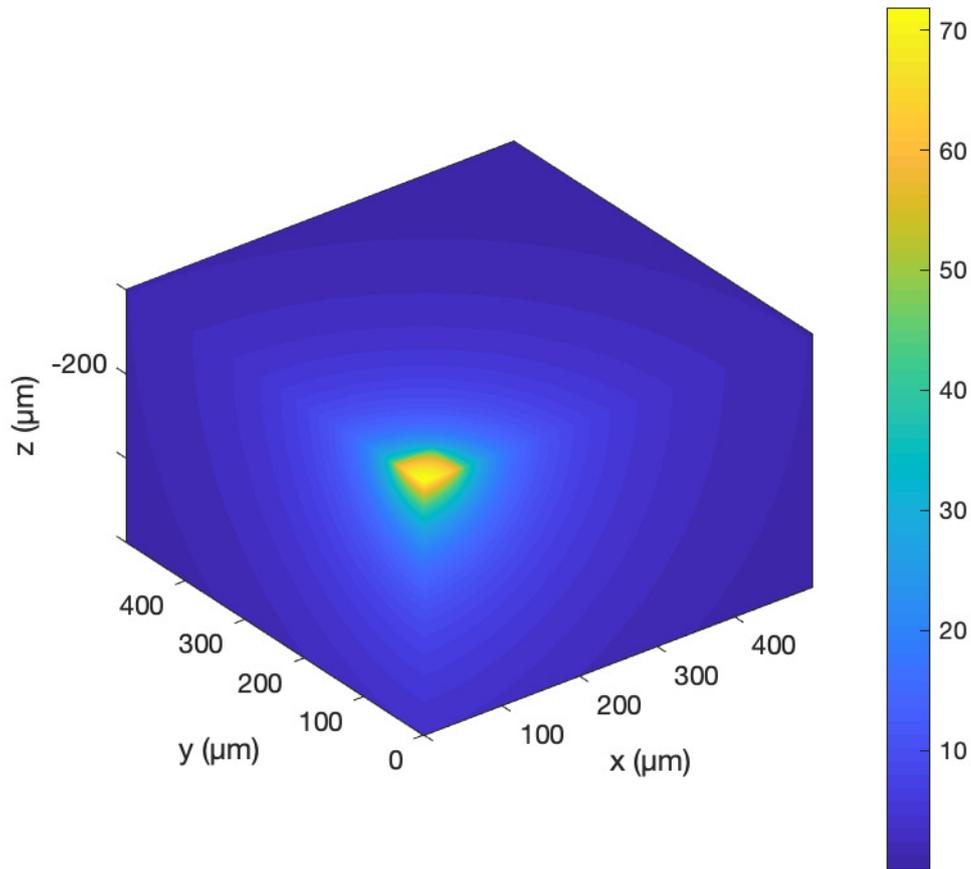


FIGURE 2.14 – Champ de température ΔT_{DC} en régime permanent pour une tension appliquée aux bornes de l'échantillon de 10 V.

semi-infini, comme par exemple dans [CARSLAW et al. 1959] :

$$\Delta T_{AC}(2\Omega, r) = \frac{1}{4\pi D r} \exp(-kr) \quad (2.14)$$

avec $k = \sqrt{\frac{\Omega}{D}}$ et r la distance au point source. Cette expression suppose que le terme source est unitaire. Pour une position r donnée, l'amplitude d'oscillation est indépendante de Ω .

Régime 1D A l'opposé, lorsque la dimension transverse de la plaque est très grande par rapport à la longueur de diffusion, tout se passe comme si la plaque était infinie de sorte que le problème se ramène à un problème de diffusion à une dimension suivant z , représenté sur la figure 2.17. Ce régime intervient à haute fréquence. Nous traitons alors une superposition

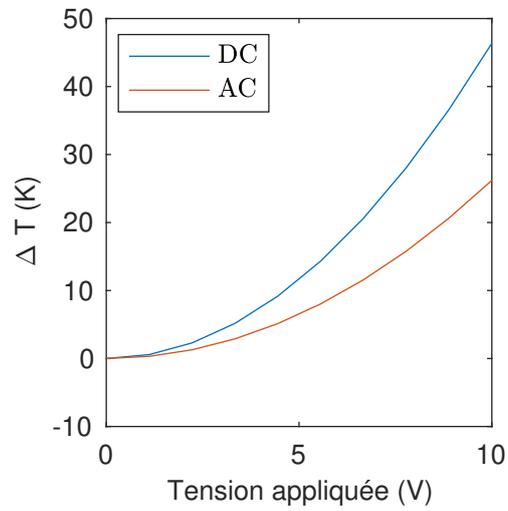


FIGURE 2.15 – Température moyenne dans la plaque de platine en fonction de la tension appliquée, en régime statique et en régime harmonique à une fréquence $F = 10$ kHz.

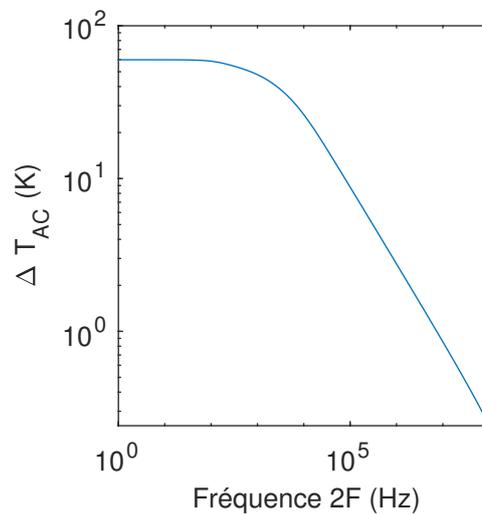


FIGURE 2.16 – Amplitude moyenne d'oscillation de la température de la plaque de platine ΔT_{AC} en fonction de la fréquence de modulation F . A basse fréquence, ΔT_{AC} est constant puisque la plaque se comporte comme un point source. A haute fréquence, la diffusion de la chaleur est unidimensionnelle vers le bas, d'où la décroissance en $1/\sqrt{F}$.

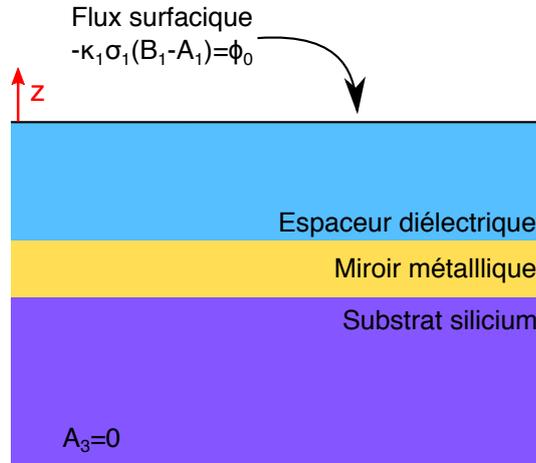


FIGURE 2.17 – Notations pour la résolution analytique en régime unidimensionnel, selon un axe e_z vertical. Un flux surfacique harmonique est appliqué en haut d'un empilement de couches infinies d'épaisseurs données.

de couches infinies soumises à un flux thermique ϕ_0 en $z = 0$. Dans ce cas, nous pouvons alors réécrire l'équation 2.13 :

$$\frac{\partial^2 T_i}{\partial z^2} - \frac{i\Omega}{D_i} = 0 \quad (2.15)$$

où $T_i(z)$ et D_i désignent la température et la diffusivité dans le milieu i . Dans un premier temps, nous pouvons utiliser la solution analytique pour un milieu semi-infini qui s'exprime simplement :

$$\Delta T_{AC}(z) = -\frac{\phi_0}{\kappa\sigma} \exp \sigma z. \quad (2.16)$$

Cela revient à négliger l'espaceur et le miroir en considérant que la plaque est posée directement sur un substrat. Nous retrouvons alors que l'amplitude de température en $z = 0$ est $\phi_0/\kappa_1\sigma_1$ et varie donc comme $1/\sqrt{\Omega}$, ce qu'on identifie bien sur la figure 2.16.

Pour tenir compte de l'influence de l'ensemble des couches, nous pouvons maintenant résoudre analytiquement tout le système. Posons $\sigma_i = (1+i)\sqrt{\frac{\Omega}{2D_i}}$, la solution s'écrit alors dans chaque milieu sous la forme :

$$T_i(z) = A_i \exp(-\sigma_i z) + B_i \exp(\sigma_i z). \quad (2.17)$$

Les conditions aux limites fixent alors $A_3 = 0$ pour ne pas diverger en $z = -\infty$ et $-\kappa_1\sigma_1(B_1 - A_1) = \phi_0$ pour la continuité du flux en $z = 0$. On écrit en outre la continuité de la température et du flux aux interfaces, ce qui fixe toutes les inconnues restantes.

Nous pouvons ainsi tracer sur la figure 2.18 la résolution analytique de $\Delta T(\Omega, z = 0)$ dans le cas multi-couche et dans le cas semi-infini. Nous retrouvons donc essentiellement

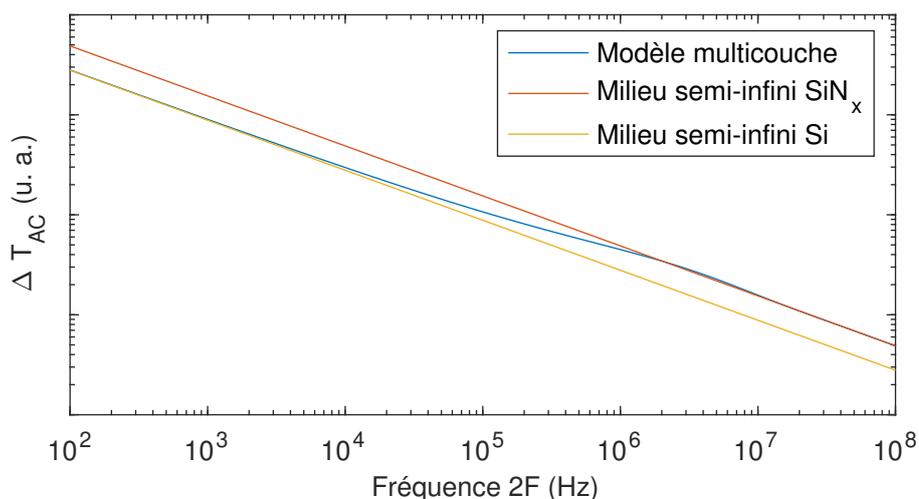


FIGURE 2.18 – Résolution analytique de l'amplitude d'oscillation de température $\Delta T_{AC}(2F, z = 0)$ en fonction de la fréquence de modulation. On traite à la fois le cas d'un système unidimensionnel multi-couche et les cas limites : substrat semi-infini de nitrure de silicium et substrat semi-infini de silicium.

une décroissance en $1/\sqrt{\Omega}$, avec des décrochements correspondant aux interfaces entre les couches. A haute fréquence, la profondeur de pénétration de l'onde thermique est faible et le système ne voit que la couche de nitrure : la courbe du modèle multi-couche coïncide avec celle d'un milieu semi-infini de nitrure. En revanche, à basse fréquence, la profondeur de pénétration est importante et le système est chauffé jusque dans la couche de silicium. Par conséquent, tout se passe comme la plaque chauffante était posée directement sur un substrat semi-infini de silicium : la courbe du modèle multi-couche coïncide avec celle d'un milieu semi-infini de silicium.

En résumé, la connaissance de $\Delta T_{DC}(U)$ et $\Delta T_{AC}(U, \Omega)$ permet donc de connaître exactement la température en tout point de l'échantillon en fonction de la fréquence.

C. Caractérisation expérimentale de la dynamique du rayonnement thermique

Nous pouvons maintenant mesurer le signal infrarouge émis par l'échantillon en fonction de la fréquence de modulation. Pour établir cette réponse en fréquence, nous utilisons le dispositif expérimental présenté en annexe B : nous réalisons simplement un diagramme de Bode en alimentant l'échantillon par une tension sinusoïdale d'amplitude constante et de fréquence variable et nous mesurons l'amplitude du signal modulé reçu sur un détecteur MCT grâce à une détection synchrone. Comme le signal émis dépend de la température via la loi de Planck, nous pourrions donc confronter cette mesure expérimentale aux calculs de thermique que nous venons de présenter.

L'équation 2.4 que nous avons établie précédemment indique que le rayonnement émis

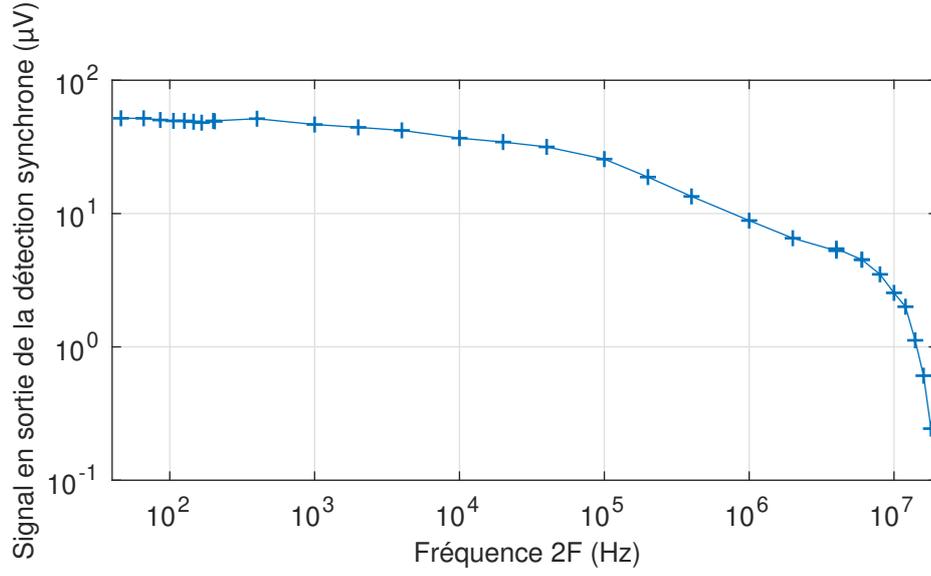


FIGURE 2.19 – Réponse en fréquence du signal infrarouge de l'échantillon Salisbury. L'échantillon est alimenté par une tension sinusoïdale d'amplitude 20 V crête à crête et on mesure l'amplitude d'oscillation du signal optique grâce à une détection synchrone.

par chaque point de l'échantillon est proportionnel à l'amplitude d'oscillation de la température en ce point $\Delta T_{AC}(r, \Omega)$. Par conséquent, cette mesure de réponse en fréquence optique peut être reliée directement au comportement thermique que nous venons de calculer. La difficulté qui demeure est que cette équation 2.4 contient une intégrale qui porte sur tous les points de l'échantillon : il n'est pas évident d'isoler $\Delta T_{AC}(r, 2\Omega)$ en un point.

Pour cela nous utilisons le fait que la seule partie émissive de l'échantillon est la plaque de platine, comme l'illustre la figure 2.4. Par conséquent, la seule température qui entre en jeu est celle de la plaque de platine, c'est-à-dire en $z = 0$ puisque la plaque peut être considérée comme infiniment fine d'un point de vue thermique. L'équation 2.4 devient alors :

$$L(2\Omega, \lambda) = \epsilon_{Pt}(\lambda) \frac{\partial L_0}{\partial T} [T_0 + \Delta T_{DC}(z = 0), \lambda] \Delta T_{AC}(z = 0, 2\Omega) / 2. \quad (2.18)$$

La figure 2.19 présente la réponse en fréquence de l'échantillon Salisbury mesurée. Nous pouvons clairement identifier un régime à basse fréquence où le signal est indépendant de la fréquence : c'est le régime point source dans lequel l'amplitude d'oscillation de température ne varie pas. Au-delà de la fréquence de coupure donnée par la taille transverse de la plaque $2F_c = \frac{D_{Si}}{a^2}$, le signal décroît avec une pente de $-1/2$ décade par décade. Elle est caractéristique du régime unidimensionnel dans lequel l'oscillation de température décroît en $1/\sqrt{\Omega}$. Enfin au-delà de 10 MHz, nous obtenons une coupure avec une pente plus marquée que nous attribuons au détecteur MCT ; la justification est donnée en annexe B.

Cette mesure démontre donc que nous avons produit une source thermique dont le

rayonnement peut être modulé jusqu'à 10 MHz en modulant sa température.

Résumé

Nous avons dans ce chapitre modulé le rayonnement thermique en modulant la température d'un émetteur. Afin d'atteindre des fréquences de modulation élevées, de l'ordre du mégahertz, il est nécessaire que l'épaisseur de cet émetteur soit très petite, inférieure au micron, afin de pouvoir le refroidir rapidement par conduction.

Nous avons donc dans un premier temps conçu un système fin dont l'émissivité soit proche de 1. Comme il s'agit d'un objet anisotherme, il est nécessaire d'utiliser la forme locale de la loi de Kirchhoff pour calculer le rayonnement émis par émission thermique. Il s'agit donc de dimensionner une structure qui permette d'atteindre une absorptivité proche de 1 dans une couche mince. Nous employons alors le concept d'écran de Salisbury : l'émetteur est une fine couche métallique adaptée en impédance avec le vide, sous laquelle est placée un miroir à une distance telle qu'il y ait interférence constructive. Cette distance permet de sélectionner la longueur d'onde de résonance du système, ce qui en fait donc un émetteur sélectif spectralement. Expérimentalement, nous avons mesuré l'absorptivité de l'échantillon fabriqué ainsi que son émissivité (cf. figure 2.9 page 44). Ces deux mesures font état d'un pic d'émissivité moins prononcé que le calcul numérique a priori, ce qu'il est possible de modéliser en ajustant les indices optiques. Le spectre démontré expérimentalement est finalement large puisque le pic n'est pas aussi prononcé que prévu. Néanmoins le principe physique demeure valable et en tenant compte des indices optiques modifiés, il serait possible d'optimiser et de produire un nouvel échantillon avec un pic d'absorptivité plus marqué.

La mesure de la réponse en fréquence du signal émis permet de démontrer une modulation en amplitude jusqu'à 10 MHz (cf. figure 2.19 page 57). Le comportement fréquentiel du rayonnement émis est directement lié à la réponse thermique du système. A basse fréquence, la plaque chauffante se comporte comme un point source thermique : l'amplitude d'oscillation de la température et donc du signal émis ne dépend pas de la fréquence. Tandis qu'au-delà d'une fréquence de coupure fixée par la taille transverse de la source, le problème thermique devient unidimensionnel et l'amplitude d'oscillation de la température décroît comme l'inverse de la racine carrée de la fréquence de modulation.

Nous avons donc produit et caractérisé un émetteur thermique rapide et non polarisé. La modulation en amplitude a été caractérisée jusqu'à 10 MHz et dépasse de plus d'un ordre de grandeur la valeur atteinte par [INOUE et al. 2014]. D'autres systèmes utilisant du graphène [MIYOSHI et al. 2018 ; KIM et al. 2018 ; SHIUE et al. 2019] ou des nanotubes de carbone [MORI et al. 2014] mais leur émissivité est intrinsèquement plus faible, de l'ordre de quelques pour cents. De plus la surface de ces échantillons est plus faible que celle présentée dans ce chapitre d'un à deux ordres de grandeur (cf. table 1.1 page 20), ce qui diminue d'autant la puissance rayonnée. D'autres systèmes permettent aussi d'émettre des impulsions de rayonnement thermique très rapides, mais ils reposent sur l'utilisation de

lasers femtoseconde pour le chauffage optique de l'échantillon : dans notre cas, le chauffage électrique permet au contraire d'avoir un système beaucoup plus compact.

Ce système présente également l'avantage d'être très facile à fabriquer puisqu'il ne nécessite pas de lithographie électronique. Cette simplicité de fabrication implique par ailleurs un coût peu élevé. Même si nous utilisons du platine, la quantité déposée représente quelques nanogrammes. Le cours étant de l'ordre de la vingtaine d'euros par gramme, le coût du platine déposé n'est pas un obstacle.

L'échantillon est aussi très robuste aux hautes températures : même si les températures utilisées pour la caractérisation dans ce chapitre sont assez faibles (de l'ordre de 100 °C), il est possible de chauffer davantage, ce qui permet d'augmenter considérablement le signal. La tenue en température du platine sur le nitrure de silicium a été démontrée par [BARRITault et al. 2011] jusqu'à 650 °C. Il peut ainsi subir des cycles de chauffage-refroidissement de plusieurs heures pendant des semaines sans que ses performances soient altérées.

Complément

Résistance électrique dépendant de la température

Nous avons présenté dans ce chapitre la réponse en fréquence de la température de l'échantillon dans le cas où la résistance électrique est indépendante de la température. Cependant, nous savons qu'elle en dépend et c'est d'ailleurs la méthode utilisée en annexe B pour mesurer la température atteinte. Ceci est un avantage puisque l'on a en quelque sorte un thermomètre intégré. C'est également un inconvénient potentiel puisque si la résistance varie avec la température, alors le chauffage ne dépend pas seulement de la tension appliquée et l'équation de la chaleur devient non linéaire. Comparons donc la mesure à la simulation dans un cas simple, en étudiant la réponse statique ΔT_{DC} en fonction de la tension appliquée, représentée sur la figure 2.20. Nous pouvons donc constater que, même

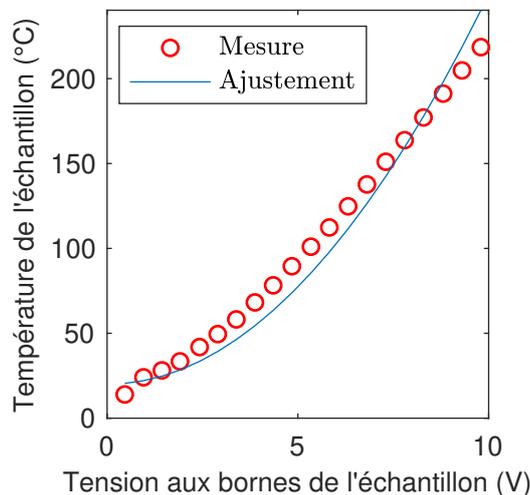


FIGURE 2.20 – Température ΔT_{DC} en fonction de la tension appliquée. La mesure est effectuée selon la méthode de l'annexe B. L'ajustement n'est pas possible avec une fonction quadratique, ce qui prouve l'existence d'une non-linéarité dans le système.

en s'intéressant uniquement à l'allure qualitative de la courbe, l'accord n'est pas bon : il n'est pas possible d'ajuster la température mesurée par un modèle quadratique. Cela signifie que les températures atteintes sont suffisamment élevées pour qu'il soit nécessaire de tenir compte de la variation de la résistance en fonction de la température.

La résistance du platine présente une dépendance en température qui se modélise de la façon suivante :

$$R(T) = R_0(1 + \alpha \Delta T) \quad (2.19)$$

avec un coefficient valant typiquement $\alpha = 4 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$. (cf. annexe B).

Tant que les températures atteintes sont suffisamment faibles, il est possible de négliger cette variation de résistance dans le calcul de la température, tout en continuant de l'uti-

liser pour mesurer la température atteinte. Mais nous constatons sur la figure 2.20 que la température atteint 200 °C donc la résistance varie d'environ un facteur 2 par rapport à l'ambiante. Il est donc crucial d'en tenir compte si nous voulons une estimation raisonnable de la température. Nous cherchons donc à résoudre l'équation suivante :

$$\frac{\partial T}{\partial t} - D\nabla^2 T = \frac{U^2(t)/R[T(t)]}{\rho C_P V_{\text{plaque}}}. \quad (2.20)$$

La dépendance de R en fonction de la température introduit alors une rétroaction dans l'équation de la chaleur : le système n'est plus linéaire.

C.1. Régime statique

Traisons d'abord le cas statique. En raisonnant qualitativement, nous pouvons dire que plus on chauffe, plus la résistance augmente, moins on dissipe de puissance dans la plaque métallique et donc moins on chauffe : nous nous attendons à une diminution de la température en régime statique.

Dans ce régime nous considérons que la tension U aux bornes de l'échantillon est fixe : c'est le cas par exemple s'il est branché à une alimentation stabilisée.

Modèle analytique Comme il n'est pas possible de résoudre l'équation analytiquement, même en régime statique, nous proposons un modèle simplifié. Considérons le système constitué de la plaque métallique, à une température T supposée uniforme en régime permanent et faisons un bilan d'énergie. Cette plaque reçoit à chaque instant une puissance électrique $U^2/R(T)$ et elle dissipe par conduction et convection une puissance $k\Delta T$. Nous faisons donc l'hypothèse que la puissance dissipée est proportionnelle à la différence de température. En remplaçant R par l'expression 2.19, il vient :

$$\Delta T = -\frac{1}{2\alpha} + \frac{1}{2\alpha} \sqrt{1 + \frac{4\alpha U^2}{kR_0}}. \quad (2.21)$$

Un développement limité pour une faible tension nous donne $\Delta T \approx U^2/kR_0$, qui est quadratique comme lorsque la résistance ne dépend pas de la température puisque dans ce régime on chauffe peu. Un développement asymptotique pour une grande tension conduit à $\Delta T \approx \frac{U}{\sqrt{\alpha k R_0}}$. Nous obtenons alors une dépendance linéaire, alors qu'elle était quadratique avec une résistance constante. L'ajustement présenté sur la figure 2.21 montre un bon accord avec la mesure.

Résolution numérique A cause de la non-linéarité, il n'est plus possible de résoudre l'équation numériquement directement en régime permanent. Nous devons donc passer par une résolution temporelle pas-à-pas en utilisant un schéma de différences finies. Il s'agit, pour chaque pas de temps, de calculer la puissance dissipée électriquement à résistance

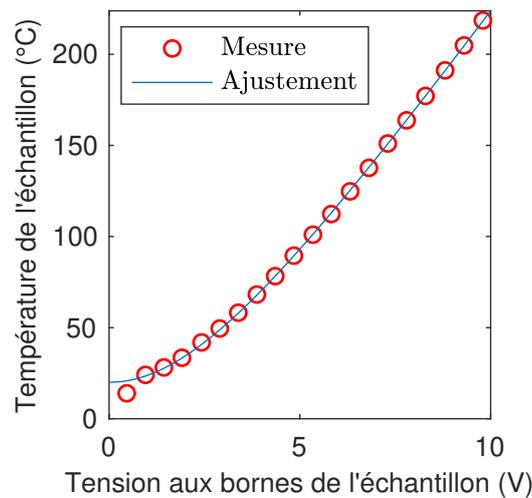


FIGURE 2.21 – Température ΔT_{DC} en fonction de la tension appliquée. La mesure est celle de la figure 2.20. L'ajustement par une fonction de la forme 2.21 permet de rendre compte de la non-linéarité du système.

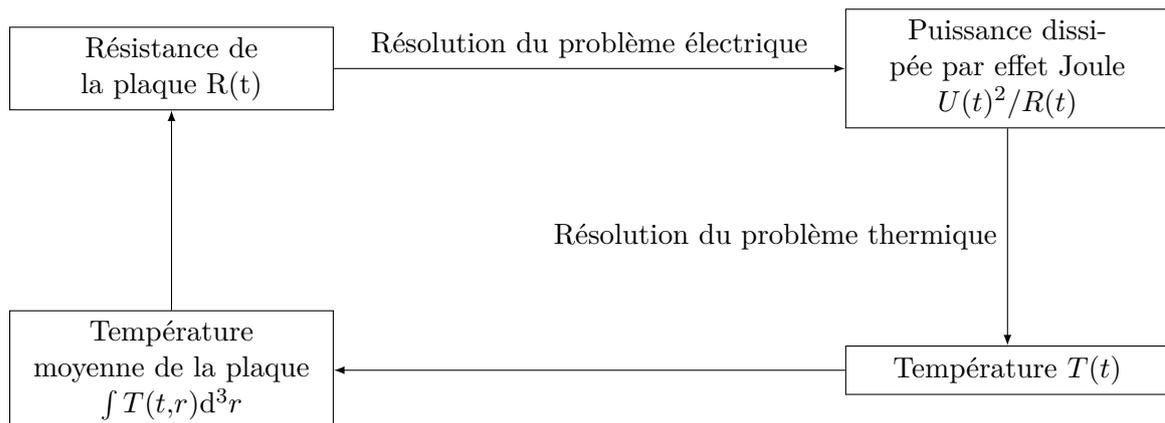
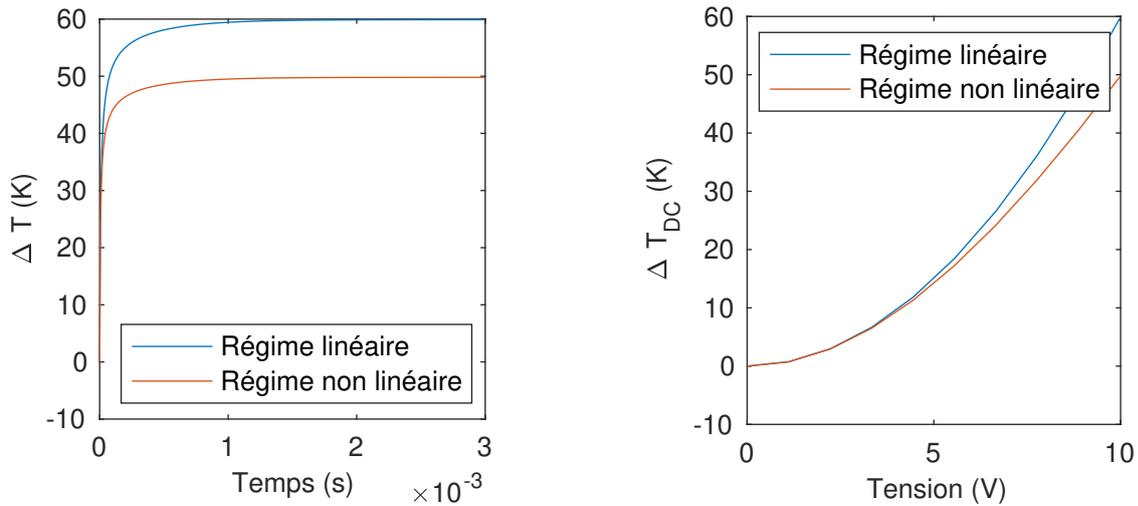


FIGURE 2.22 – Méthode de résolution pas à pas de l'équation de la chaleur en tenant compte de la dépendance de la résistance en fonction de la température.

donnée puis de déterminer l'évolution de température, et donc la variation de résistance. Le principe est résumé sur la figure 2.22.

Ainsi on peut résoudre temporellement pendant une durée suffisamment longue pour atteindre le régime permanent, ce qui donne ΔT_{DC} , comme montré sur la figure 2.23a. La constante de temps du système τ qui pilote l'établissement du régime permanent est fixée par les dimensions du substrat : le régime permanent s'établit quand la chaleur a été diffusée depuis la plaque chauffante jusqu'aux extrémités du substrat. La figure 2.23b présente donc ΔT_{DC} en fonction de la tension appliquée, dans le cas d'une résistance indépendante de la température (régime linéaire) et dans le cas où la résistance dépend de la température



(a) Température en fonction du temps en appliquant une tension constante $U = 10 \text{ V}$.

(b) Température en régime permanent en fonction de la tension appliquée.

FIGURE 2.23 – Résolution numérique de la température en régime linéaire (R indépendante de T) et non linéaire (R dépendante de T). Pour une tension appliquée donnée, on résout pas-à-pas en fonction du temps (a) puis on utilise la valeur finale pour obtenir la température en fonction de la tension en régime permanent (b).

(régime non linéaire). Cela valide le fait qu'il est capital de tenir compte de la variation de température pour le chauffage.

C.2. Régime dynamique

Dans le cas où la résistance ne dépendait pas de la température, nous avons pu traiter la variation temporelle simplement en se plaçant en régime harmonique. Cette fois-ci ce n'est pas possible à cause de la non-linéarité introduite dans l'équation. Il est néanmoins possible de résoudre le problème non linéaire de façon perturbative dans une certaine gamme d'amplitude de chauffage.

Modèle analytique Commençons par écrire l'expression de la tension appliquée aux bornes de l'échantillon. La tension de la source interne du générateur basse fréquence est $E(t) = E_0 \cos(\Omega t)$. Supposons que la température soit toujours de la forme $T(t) = T_0 + \Delta T_{DC} + \Delta T_{AC} \cos(2\Omega t + \psi)$ et établissons un modèle simple pour ΔT_{DC} et ΔT_{AC} comme précédemment. La résistance s'écrit $R(t) = R_0 [1 + \alpha \Delta T_{DC} + \alpha \Delta T_{AC} \cos(2\Omega t + \psi)]$ et la tension aux bornes de l'échantillon est $U(t) = \frac{R(t)}{R(t)+r} E(t)$, où r désigne la résistance interne du générateur. Cependant, comme nous utilisons le générateur avec $r = 5 \Omega$, nous sommes dans une situation où $r \ll R_0$. Par conséquent, nous pouvons considérer que $U(t) \approx E(t)$.

Le terme source de l'équation de la chaleur est :

$$\frac{U(t)^2}{R(t)} = \frac{U_0^2 [1 + \cos(2\Omega t)]}{2R_0 [1 + \alpha \Delta T_{DC} + \alpha \Delta T_{AC} \cos(2\Omega t)]} \quad (2.22)$$

Nous pouvons alors effectuer un développement limité en $x = \frac{\alpha \Delta T_{AC}}{1 + \alpha \Delta T_{DC}}$. Il vient alors

$$\frac{U(t)^2}{R(t)} \approx \frac{U_0^2}{2R_0(1 + \alpha \Delta T_{DC})} \left[1 - x \frac{\cos \psi}{2} + \cos 2\Omega t - x \cos(2\Omega t + \psi) - x \cos(4\Omega t + \psi) \right]. \quad (2.23)$$

Le terme source comprend donc :

- un terme statique $1 - x \frac{\cos \psi}{2}$;
- un terme à 2Ω qui s'écrit $(1 - x \cos \psi) \cos(2\Omega t + x \sin \psi)$ au premier ordre en x ;
- un terme à 4Ω , $-x \cos(4\Omega t + \psi)$.

Étudions d'abord uniquement l'ordre zéro en x ; cela revient à supposer que la résistance est égale à sa valeur moyenne, due à ΔT_{DC} mais pas à ΔT_{AC} . Alors nous avons la superposition linéaire de deux termes ;

- le terme statique $\frac{U_0^2}{2R_0(1 + \alpha \Delta T_{DC})}$;
- le terme à 2Ω , qui donne ΔT_{AC} , $\frac{U_0^2}{2R_0(1 + \alpha \Delta T_{DC})} \cos(2\Omega t)$.

Donc $\Delta T_{DC} \propto \frac{U_0^2}{2R_0(1 + \alpha \Delta T_{DC})}$, ce qui permet de retrouver la forme obtenue en régime statique :

$$\Delta T_{DC} = -\frac{1}{2\alpha} + \frac{1}{2\alpha} \sqrt{1 + \frac{4\alpha U^2}{k_{DC} R_0}}. \quad (2.24)$$

Et $\Delta T_{AC} \propto \frac{U_0^2}{2R_0(1 + \alpha \Delta T_{DC})}$, donc ΔT_{AC} suit la même forme en fonction de la tension, mais avec un k différent :

$$\Delta T_{AC} = -\frac{1}{2\alpha} + \frac{1}{2\alpha} \sqrt{1 + \frac{4\alpha U^2}{k_{AC} R_0}}. \quad (2.25)$$

Vérifions maintenant si ce modèle simple est suffisant pour décrire le comportement de la température quand on modifie la tension. En alimentant l'échantillon par une tension sinusoïdale, nous pouvons mesurer ΔT_{DC} et ΔT_{AC} grâce à la méthode exposée en annexe B. La figure 2.24 présente les mesures et le modèle donné par les équations 2.24 et 2.25 et démontre un bon accord entre le modèle et l'expérience.

Enfin, intéressons-nous à ce que prédit ce modèle concernant la réponse en fréquence. D'une part, le terme statique ΔT_{DC} est uniquement déterminé par l'équation 2.24. Il est nécessairement indépendant de la fréquence.

D'autre part, le terme source à 2Ω ne dépend que de U et de ΔT_{DC} . La réponse à 2Ω a donc la même dépendance en fréquence que dans le cas d'une résistance indépendante de la température, mais avec une amplitude réduite d'un facteur $1/(1 + \alpha \Delta T_{DC})$. Nous

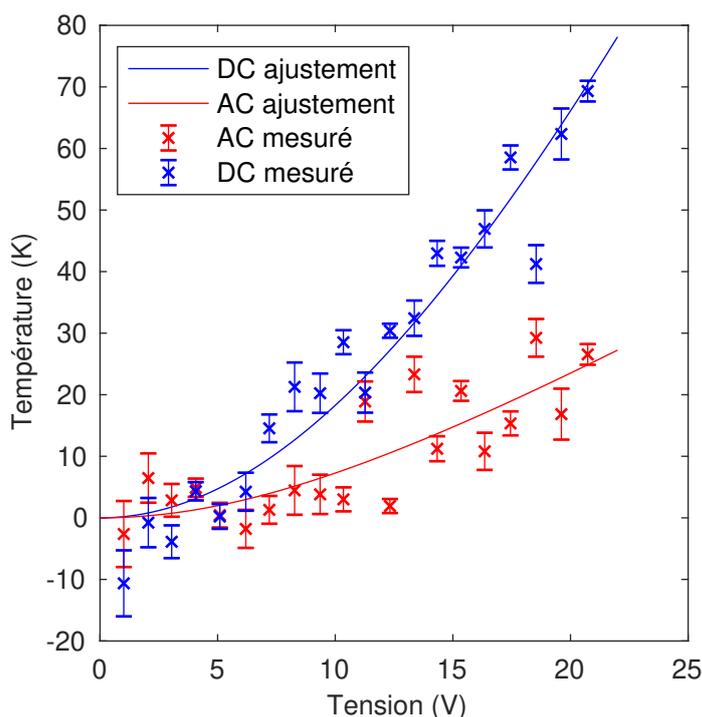


FIGURE 2.24 – Courbe de ΔT_{DC} et ΔT_{AC} en fonction de la tension à une fréquence $F = 10$ kHz.

nous attendons donc au même comportement en fréquence : un régime point source à basse fréquence et un régime 1D à haute fréquence.

Résolution numérique Le modèle analytique simple du paragraphe précédent permet de rendre compte de la dépendance de la température en fonction de la tension. Nous pouvons également le vérifier par le calcul numérique. Pour cela, il faut procéder à une résolution pas-à-pas comme décrit sur la figure 2.22.

Le problème qui se pose alors est la grande différence qui peut exister entre la constante de temps du système τ , qui détermine la durée totale de la simulation, et la période de l'excitation sinusoïdale, qui impose le pas de temps. Quelle que soit la fréquence, la durée de simulation est la même et vaut quelques fois τ , par exemple 3 ms comme sur les exemples précédents. Le pas de temps en revanche doit être tel qu'on ait par exemple au moins dix points par période, soit $1/10f$. A haute fréquence, par exemple pour $F = 10$ MHz, nous devons donc prendre un pas de temps de 10 ns. Cela signifie que le nombre total de pas de temps à calculer est de l'ordre de 10^5 , le temps de calcul est alors beaucoup trop important.

Nous pallions ce problème de la façon suivante :

- à basse fréquence, nous effectuons une simulation pas-à-pas jusqu'à établissement du régime permanent ;
- à haute fréquence, nous tirons parti du fait que l'oscillation de température ΔT_{AC}

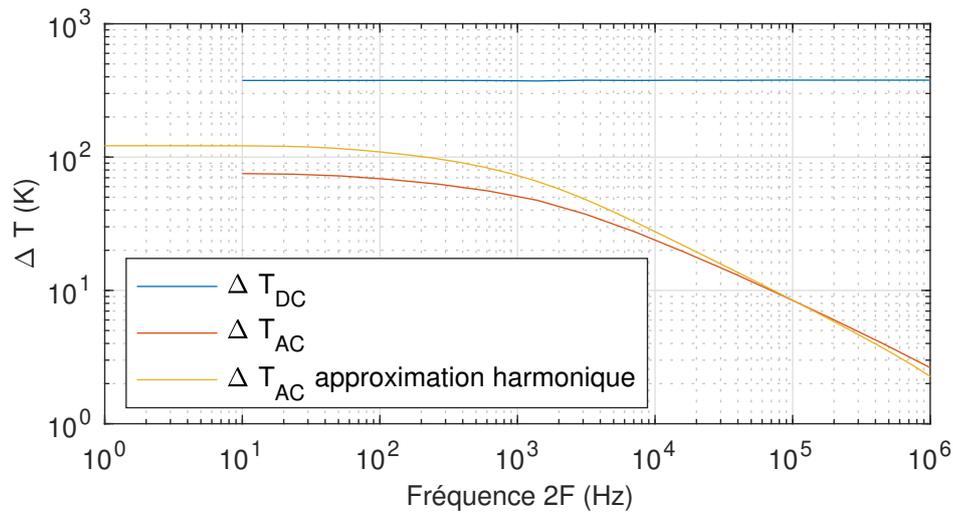


FIGURE 2.25 – Calcul numérique de la température en tenant compte de la dépendance de la résistance en température : ΔT_{DC} et $\Delta T_{AC}(2F)$ en fonction de $2F$ pour une tension appliquée d'amplitude 10 V.

diminue en $1/\sqrt{F}$. Pour des fréquences suffisamment grandes, nous avons $\Delta T_{AC} \ll \Delta T_{DC}$ et dans ce cas nous pouvons rigoureusement admettre que la résistance est égale à sa valeur moyenne. Nous pouvons donc déterminer d'abord ΔT_{DC} en utilisant la valeur efficace pour se ramener au cas statique. Puis nous résolvons en régime harmonique à 2Ω en prenant pour résistance la valeur $R_0(1 + \alpha\Delta T_{DC})$.

La réponse en fréquence est présentée sur la figure 2.25. Remarquons tout d'abord que la résolution pas-à-pas à basse fréquence se raccorde bien avec la résolution harmonique à haute fréquence, ce qui valide la méthode de résolution. Enfin, en tenant compte de la dépendance en température de la résistance, nous retrouvons bien la même réponse en fréquence que celle obtenue figure 2.16 : un régime point source à basse fréquence et un régime unidimensionnel à haute fréquence.

Source thermique modulable et polarisée linéairement

Le chapitre précédent était consacré à la démonstration expérimentale d'une source thermique modulable rapidement. Intéressons-nous maintenant au contrôle de la polarisation du rayonnement émis. Nous allons pour cela suivre le cadre établi précédemment et raisonner à partir de l'échantillon Salisbury. Nous détaillerons donc dans une première partie comment modifier l'émissivité d'un échantillon préférentiellement dans une polarisation. Puis nous étudierons son comportement thermique afin de vérifier sa réponse en fréquence.

I. Optique : spectre de l'émissivité

Le signal émis dans une polarisation (l) par un échantillon à la température T est $L_{(l)}(\lambda, T) = \epsilon_{(l)}(\lambda)L_{BB}(\lambda, T)$ et la loi de Kirchhoff [GREFFET et al. 2018] assure que $\epsilon_{(l)}(\lambda) = \alpha_{(l)}(\lambda)$. De la même façon que nous calculions l'absorptivité pour optimiser l'émissivité dans le chapitre précédent, nous allons cette fois-ci la calculer en fonction de la polarisation.

A. Principe théorique

Partons de l'échantillon exposé au chapitre précédent et considérons donc une plaque de platine adaptée en impédance sous laquelle est placée un miroir. Nous avons vu que l'absorptivité peut alors atteindre 100%. Si nous remplaçons maintenant la plaque métallique par un réseau de période inférieure à la longueur d'onde comme illustré sur la figure 3.1, il est possible d'homogénéiser ce réseau, c'est-à-dire de le remplacer par une couche uniforme dotée d'un indice effectif. (cf. [BOUCHITTE et al. 1985]) Or ce procédé d'homogénéisation est dépendant de la polarisation et la permittivité effective vaut :

- en polarisation TE, $\epsilon_{TE} = \langle \epsilon \rangle$;
- en polarisation TM, $1/\epsilon_{TM} = \langle 1/\epsilon \rangle$, où $\langle \rangle$ désigne la moyenne spatiale.

Appelons f le facteur de remplissage du réseau et prenons pour ϵ la permittivité diélectrique du platine dans le moyen infrarouge. [PALIK et al. 1999] donne $n(\lambda = 4,133 \mu\text{m}) = 3.92 + 16.2i$, c'est-à-dire $\epsilon(\lambda = 4,133 \mu\text{m}) = -247 + 127i$. Donc $|\epsilon| \gg 1, f, 1 - f$ et par conséquent l'homogénéisation donne :

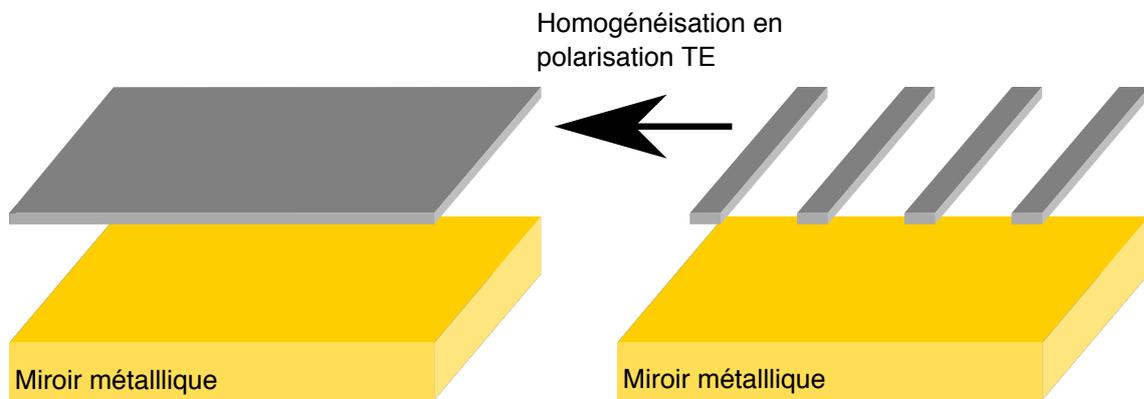


FIGURE 3.1 – Homogénéisation. Les facteurs de réflexion et transmission d’un réseau sub-longueur d’onde peuvent être calculés en le remplaçant par une couche homogène dont la permittivité diffère selon la polarisation. En polarisation TE, le réseau métallique est équivalent à une couche métallique tandis qu’en polarisation TM, il est équivalent à une couche diélectrique.

— en polarisation TE, $\epsilon_{TE} = f\epsilon + (1 - f) \approx f\epsilon$;

— en polarisation TM, $\epsilon_{TM} = \frac{1}{f/\epsilon + (1-f)} \approx \frac{1}{1-f} \in \mathbb{R}$.

Cela signifie qu’un tel réseau garde un comportement métallique en polarisation TE mais devient essentiellement diélectrique en TM. Par conséquent, si nous remplaçons la plaque métallique du chapitre précédent par un réseau sub-longueur d’onde, on s’attend à obtenir de l’absorption totale en polarisation TE (en optimisant les dimensions géométriques) mais jamais en polarisation TM.

B. Optimisation numérique de l’émissivité

Afin de dimensionner précisément cet échantillon, nous calculons numériquement son spectre d’absorptivité en polarisation TE et TM. Pour cela nous utilisons un code mettant en œuvre la méthode *rigorous coupled wave analysis* (RCWA), développé au sein du laboratoire par Jean-Paul Hugonin. Il s’agit d’une méthode modale de résolution des équations de Maxwell. La géométrie simulée est donnée sur la figure 3.2 et comprend un réseau de platine, posé sur un espaceur en nitrure de silicium reposant sur un miroir d’or, considéré comme semi-infini.

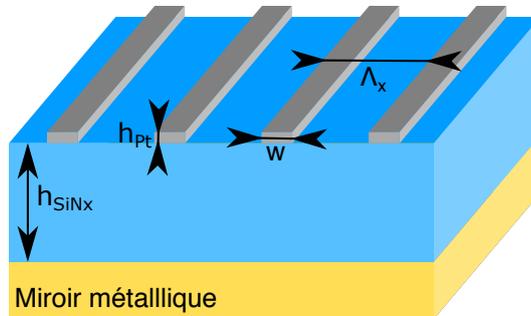


FIGURE 3.2 – Dimensions de l'échantillon réseau pour la simulation par méthode RCWA.

B.1. Optimisation de l'absorptivité du réseau de platine

Nous cherchons à optimiser la géométrie de la structure pour que l'absorptivité du réseau de platine soit la plus proche possible de 1, en incidence normale et en polarisation TE. On se donne une longueur d'onde en bande II, par exemple $\lambda = 5 \mu\text{m}$, ainsi que les indices optiques des différents matériaux. Pour un ensemble de dimensions géométriques, la méthode RCWA permet de calculer l'absorptivité du réseau de platine en polarisation TE. Ainsi, nous pouvons utiliser une des fonctions d'optimisation de MatLab, ici *fminsearch*,¹ pour la maximiser. Ce genre de fonctions d'optimisation a cependant l'inconvénient de converger parfois vers un maximum local ou bien de donner des solutions numériquement correctes mais impossibles à fabriquer en pratique. Nous avons notamment fixé $w = 200 \text{ nm}$ pour éviter tant que possible ce type de résultats.

En définitive, les dimensions de l'échantillon fabriqué sont les suivantes :

- épaisseur du réseau : $h_{Pt} = 20 \text{ nm}$;
- largeur des traits : $w = 190 \text{ nm}$, mesuré au MEB ;
- période : $\Lambda = 595 \text{ nm}$, mesurée au MEB ;
- épaisseur de l'espaceur en nitrure de silicium : $h = 1,2 \mu\text{m}$.

B.2. Spectre de l'échantillon

Nous utilisons à nouveau un code RCWA pour calculer le spectre d'absorptivité de cet échantillon, en polarisation TE et TM, présenté sur la figure 3.3. Nous calculons deux quantités :

1. *fminsearch* utilise l'algorithme du simplexe.

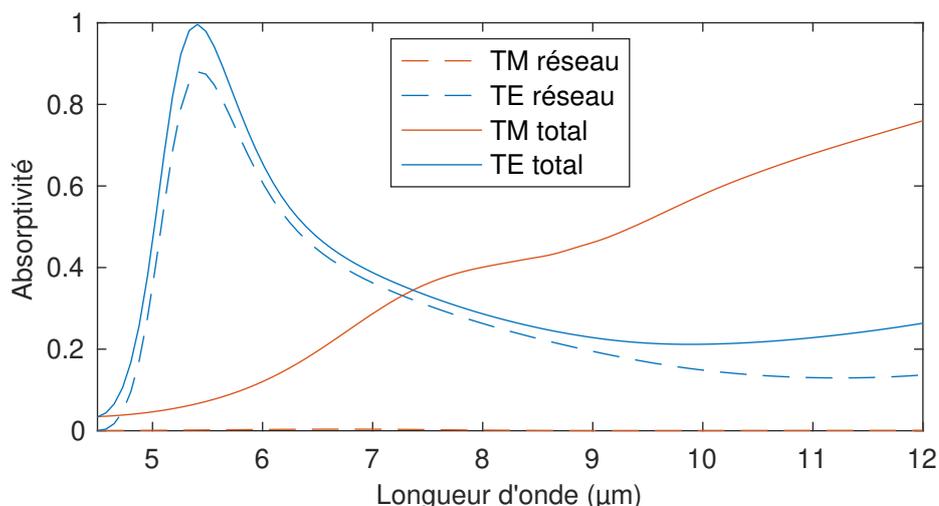


FIGURE 3.3 – Spectre calculé de l'absorptivité de l'échantillon réseau, en polarisation TE et TM. En trait plein, l'absorptivité du réseau de platine et en pointillés, l'absorptivité totale.

- l'absorption locale dans le réseau, donnée en chaque point par $\alpha_{abs}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \Im[\epsilon(\mathbf{r})] |E(\mathbf{r})|^2$ qui permet de calculer l'absorptivité du réseau $\alpha_{Pt} = \int_{Pt} \alpha_{abs}(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}$;
- l'absorption totale qui peut être calculée comme $A = 1 - R$ puisque le facteur de transmission est nul. Naturellement $A = \int \alpha_{abs}(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}$.

En polarisation TE nous observons bien un pic d'absorption à $\lambda = 5 \mu\text{m}$, comme dans le chapitre précédent. En effet, nous pouvons considérer que le réseau se comporte comme une couche uniforme, de permittivité diélectrique équivalent $\epsilon_{TE} \approx f\epsilon$. Elle est donc métallique et nous pouvons appliquer le principe de l'écran de Salisbury. Constatons de plus que l'absorptivité totale est peu différente de l'absorptivité du réseau, ce qui signifie que le reste de la structure n'absorbe quasiment pas : la couche de nitrure joue uniquement le rôle d'absorbeur transparent.

En polarisation TM en revanche, l'absorptivité du réseau est nulle donc l'absorption est entièrement due au nitrure de silicium. En effet, l'homogénéisation du réseau donne cette fois-ci une couche équivalente à un diélectrique de permittivité $\epsilon_{TM} \approx \frac{1}{1-f} \in \mathbb{R}$.

C. Étude expérimentale du spectre de l'émissivité

L'échantillon est fabriqué en suivant le protocole détaillé en annexe A. Deux images réalisées au microscope électronique à balayage sont présentées sur la figure 3.4.

Nous suivons maintenant le même protocole qu'au chapitre précédent, avec d'abord une mesure en réflexion puis une mesure en émission, mais en doublant chaque expérience pour mesurer à chaque fois en polarisation TE et en polarisation TM. Pour les mêmes raisons, la mesure en réflexion nous donne l'absorptivité totale de la structure. La mesure en émission est réalisée à une fréquence de 10 kHz comme précédemment. Par conséquent toutes

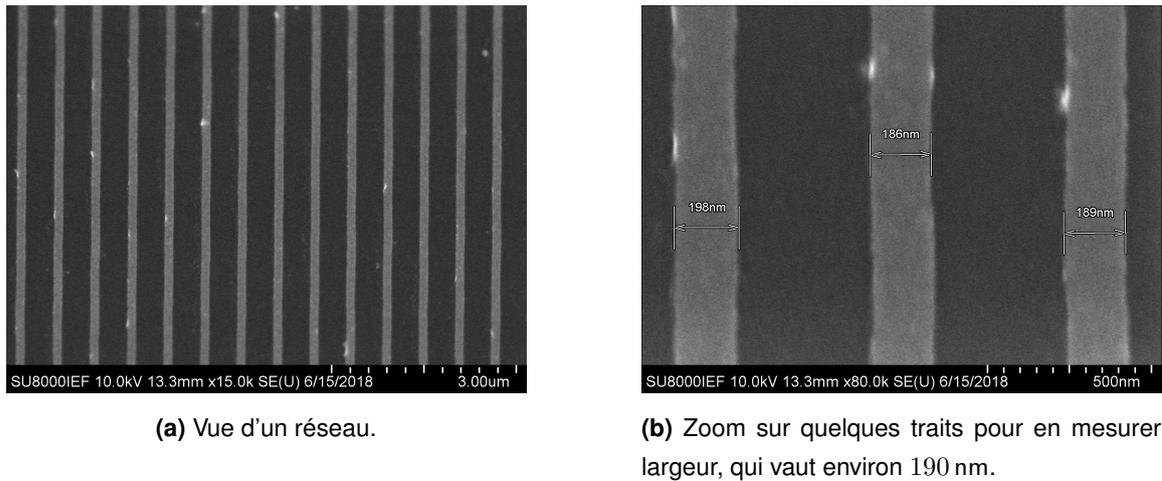


FIGURE 3.4 – Images au microscope électronique à balayage d'un échantillon réseau fabriqué.

les couches optiquement actives de l'échantillon sont chauffées, la chaleur diffuse jusqu'au substrat. Donc l'émissivité qui entre en compte est celle de l'ensemble de la structure.

Pour la mesure en émission, nous appliquons également la méthode de mesure de la température décrite en annexe B, partie III, page 133 et obtenons la courbe de la figure 3.5. L'amplitude de la tension mesurée aux bornes de l'échantillon est 21 V crête-à-crête. Nous obtenons $\Delta T_{DC} = 130$ K et $\Delta T_{AC} = 70$ K. La température oscille donc entre 80 °C et 220 °C.

La figure 3.6 permet donc de comparer l'émissivité totale mesurée et calculée, en polarisation TE et TM. Nous retrouvons bien en polarisation TE le pic dû au réseau de platine à $\lambda = 5$ μm. Il est absent en polarisation TM puisque le réseau de platine se comporte comme un diélectrique. Cela démontre donc que cet échantillon émet à 5 μm un rayonnement thermique polarisé TE. Contrairement au chapitre précédent qui mettait en évidence une source rapide et non polarisée, nous avons maintenant une source polarisée linéairement.

L'absorption autour de 12 μm est due au nitrure de silicium. Nous pouvons cependant constater la présence d'un pic supplémentaire à $\lambda = 8,5$ μm dans les deux polarisations. Il est présent à la fois en réflexion et en émission mais n'est pas prévu par le calcul. Ce pic est observé dans des spectres de SiN_x en absorption dans les articles suivants : [TUGAY et al. 2012 ; SASSELLA et al. 1995 ; BUCIO et al. 2016]. Il est attribué aux liaisons silicium-hydrogène dans le matériau qui peuvent se former lorsque le nitrure de silicium est déposé par PECVD (*plasma enhanced chemical vapor deposition*) en présence de silane (SiH₄), ce qui est le cas pour nous (cf. annexe A).

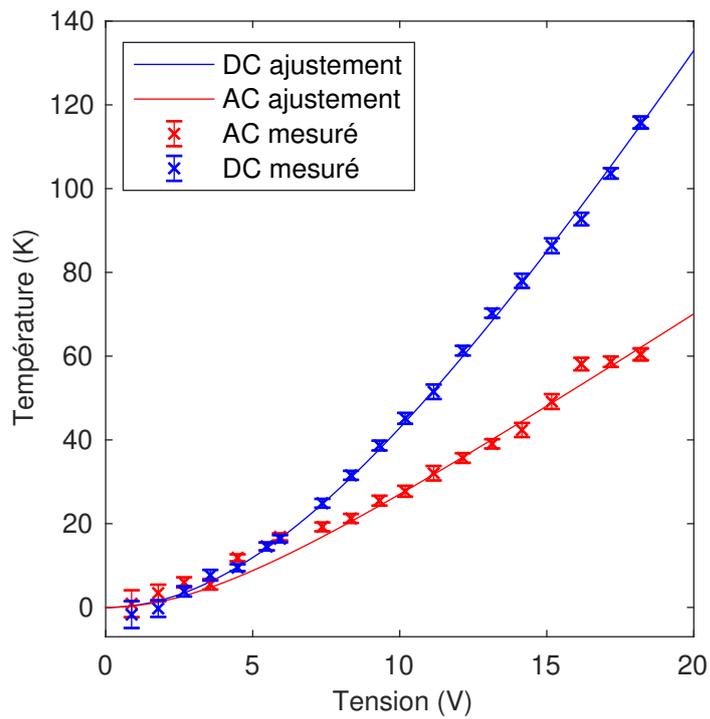
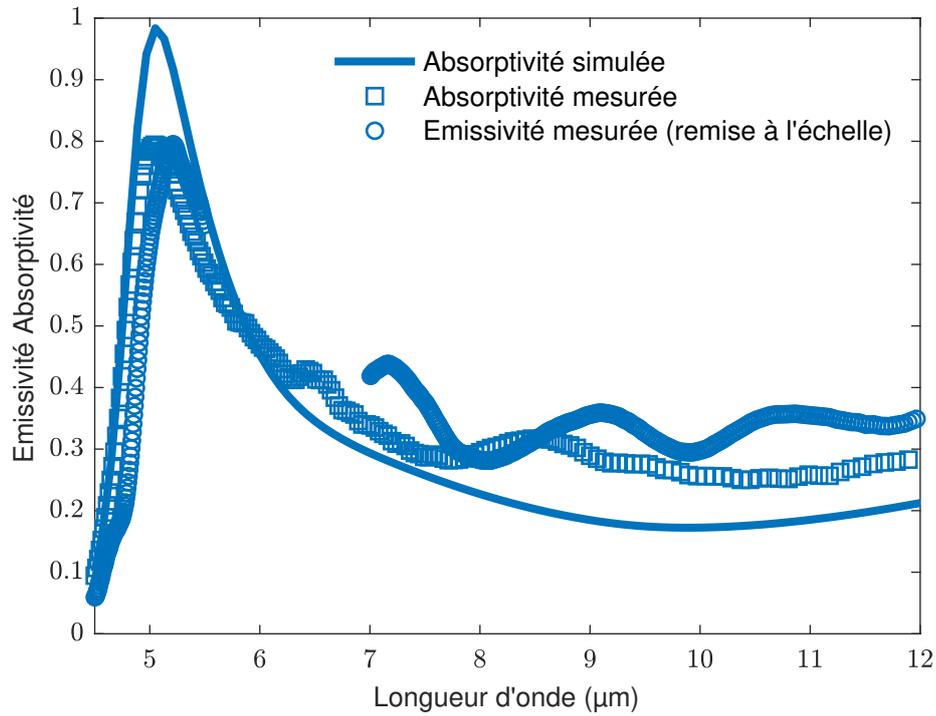
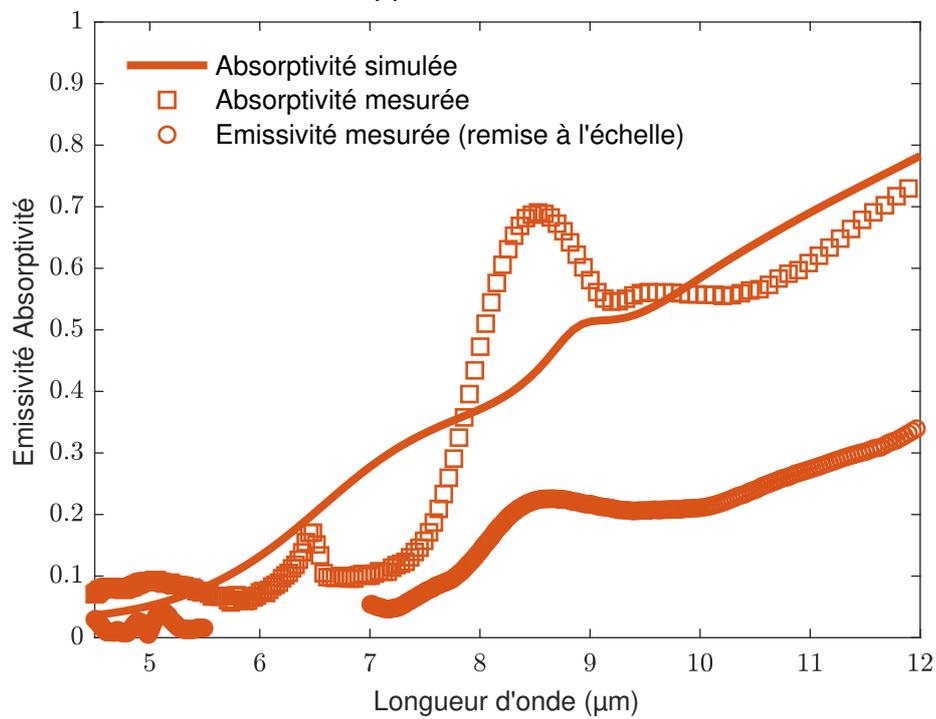


FIGURE 3.5 – Mesure expérimentale de la température de l'échantillon Salisbury selon la méthode de l'annexe B. On détermine ΔT_{DC} et ΔT_{AC} expérimentalement puis on effectue un ajustement avec les équations 2.24 et 2.25 données en complément de ce chapitre, page 65.



(a) Polarisation TE



(b) Polarisation TM

FIGURE 3.6 – Spectres d'émissivité et absorptivité de l'échantillon réseau en fonction de la polarisation : calculée, mesurée en réflexion et en émission.

II. Thermique : réponse en fréquence du signal infrarouge

A. Calcul théorique et numérique de la température

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons exposé le comportement optique d'un échantillon comportant un réseau au-dessus d'un miroir de Salisbury. Puisque le réseau est sub-longueur d'onde, il est possible de l'homogénéiser et on se ramène alors au problème équivalent au système du chapitre précédent : une plaque métallique uniforme. Nous allons procéder de la même façon pour expliquer son comportement thermique.

A.1. Régime d'homogénéisation

La période du réseau est environ 600 nm, ce qui correspond à un temps de diffusion dans le nitrure de silicium de $\Lambda^2/D_{SiN_x} \approx 27$ ns, soit une fréquence de $2F_2 = 38$ MHz. Nous allons travailler à des fréquences inférieures à 20 MHz, c'est-à-dire dans un régime où la chaleur peut diffuser spatialement sur des distances plus grandes que la période du réseau de sorte que le champ de température va s'uniformiser, comme l'illustre la figure 3.7a. Le réseau est donc équivalent à une plaque homogène d'un point de vue thermique. Nous allons maintenant considérer le comportement thermique de la zone chauffée qui a une taille de 100 micromètres par 100 micromètres.

Par conséquent nous pouvons utiliser directement les résultats du chapitre précédent. Nous distinguons donc deux régimes limites :

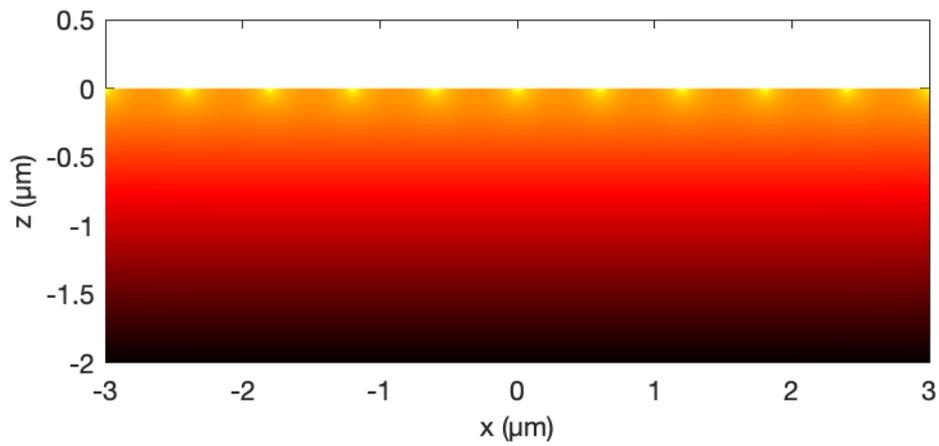
- un régime dans lequel le réseau entier se comporte comme un point source, à basse fréquence, jusqu'à une fréquence de coupure $2F_1 = D_{Si}/a^2 \approx 10$ kHz, où a désigne la taille transverse de la zone couverte par le réseau. Dans ce cas l'oscillation de température ΔT_{AC} est indépendant de la fréquence.
- un régime dans lequel le réseau se comporte comme une plaque infinie et la diffusion a lieu de manière unidimensionnelle, pour des fréquences supérieures à $F_1 = 10$ kHz et inférieures à F_2 . Dans ce cas, ΔT_{AC} décroît en $1/\sqrt{F}$.

A.2. Au-delà : champ de température créé par une source linéaire

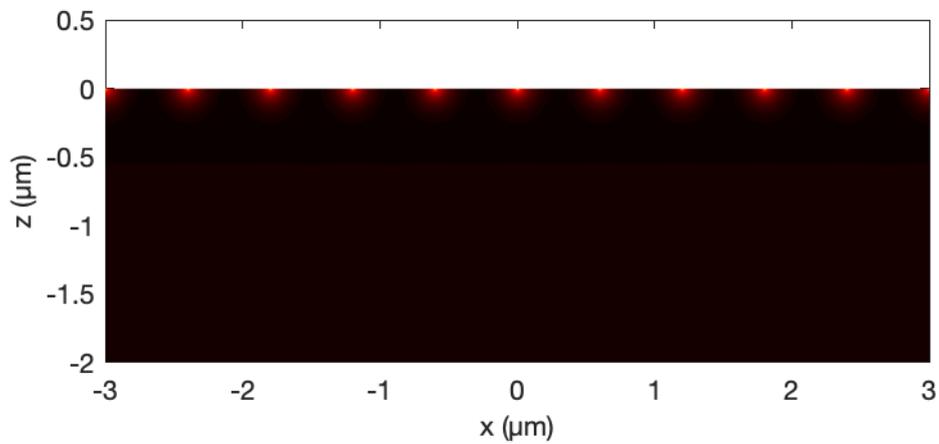
Cette homogénéisation est valable pour la plupart des fréquences que nous allons explorer expérimentalement puisque la fréquence de coupure de notre détecteur est environ 16 MHz (cf. annexe B page 127). Toutefois nous pouvons préciser ce qu'il advient lorsque l'homogénéisation n'est plus valable. Nous avons dans ce cas la superposition linéaire des champs de température créés par n lignes chauffantes, comme illustré sur la figure 3.7b.

Or le champ de température créé par une ligne est connu analytiquement et correspond à :

$$\Delta T_{AC}(\mathbf{r}, \Omega) = \frac{\phi_0}{2\pi D} K_0(\sigma r) \quad (3.1)$$



(a) Pour une fréquence de modulation $2F = 100$ kHz.



(b) Pour une fréquence de modulation $2F = 100$ MHz.

FIGURE 3.7 – Champ de température créé par un ensemble de lignes sources espacées de 600 nm posées sur un substrat de nitrure de silicium. Calcul analytique utilisant l'expression de l'équation 3.1.

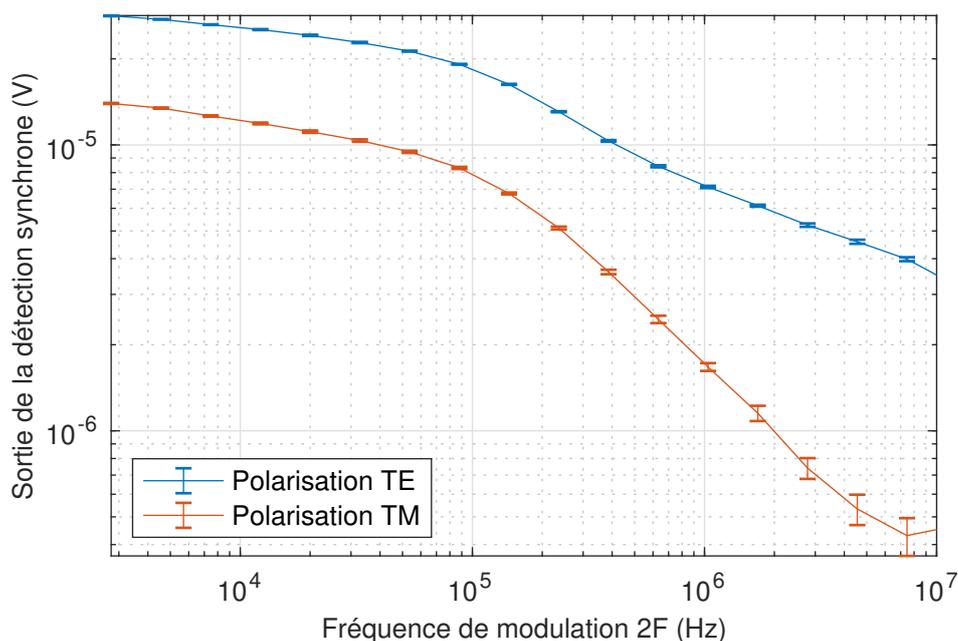


FIGURE 3.8 – Réponse en fréquence du signal infrarouge émis par l'échantillon réseau, en polarisation TE et TM.

où K_0 désigne la fonction de Bessel modifiée d'ordre zéro. Et $\sigma = \sqrt{\frac{i\Omega}{D}} = (1+i)\sqrt{\frac{\Omega}{2D}}$ est la constante de propagation thermique.

B. Mesure de la réponse en fréquence du signal infrarouge

Nous pouvons à présent mesurer la réponse en fréquence, comme dans le chapitre précédent, en employant la méthode présentée en annexe B. On alimente le réseau avec une tension sinusoïdale à la fréquence F , ce qui crée un chauffage et une modulation de la température à la fréquence $2F$. Nous mesurons alors la composante à $2F$ de la luminance émise par l'échantillon.

Dans ce chapitre, nous mesurons séparément la réponse en polarisation TE et TM et nous constatons sur la figure 3.8 un comportement différent : la pente est d'environ $-1/2$ en polarisation TE alors qu'elle est plus forte en polarisation TM.

B.1. Polarisation TE : émission du réseau de platine

Comme nous l'avons vu par le calcul en partie I., l'absorptivité en polarisation TE est due essentiellement au réseau de platine. Par conséquent, le rayonnement émis est :

$$L_{TE}(\lambda, T) = \int \epsilon(\lambda, \mathbf{r}) L_0[\lambda, T(\mathbf{r})] d^3 \mathbf{r} \quad (3.2)$$

$$= \epsilon_{Pt}(\lambda) L_0(\lambda, T(z=0)), \quad (3.3)$$

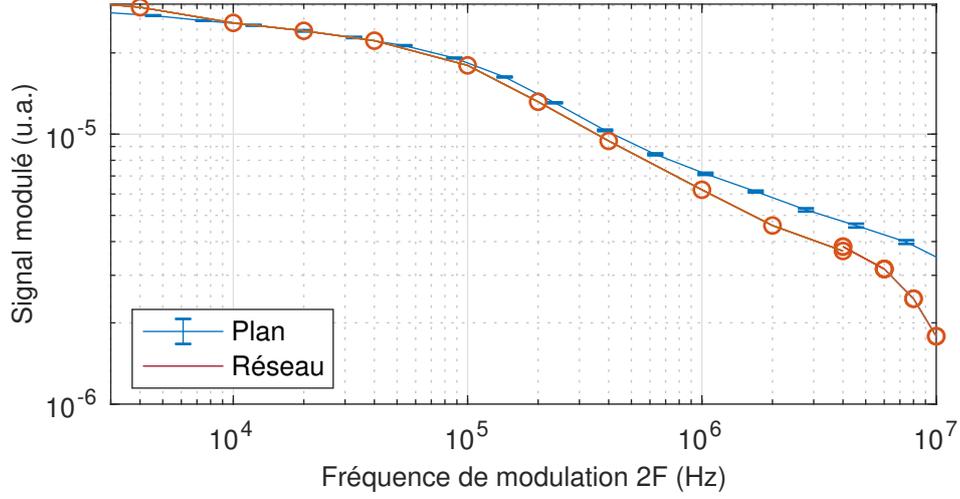


FIGURE 3.9 – Réponse en fréquence du signal infrarouge de l'échantillon réseau en polarisation TE, superposée à la réponse en fréquence de l'échantillon plan Salisbury (cf. chapitre 2).

où on a fait l'hypothèse que $\epsilon(\lambda, \mathbf{r}) = 0$ sauf dans le platine. La température qui entre en jeu est alors celle du réseau de platine, soit $z = 0$. En effet, même aux plus hautes fréquences explorées, le platine est infiniment fin par rapport à la longueur de propagation thermique.

Nous retrouvons donc le même comportement que l'échantillon Salisbury et on peut d'ailleurs superposer les courbes comme le montre la figure 3.9.

B.2. Polarisation TM : émission de la couche de nitrure de silicium

En revanche, en polarisation TM, l'émissivité du réseau est nulle et nous avons vu que seule la couche de nitrure de silicium émet. Le rayonnement émis est donc :

$$L_{TM}(\lambda, T) = \int \epsilon(\lambda, \mathbf{r}) L_0[\lambda, T(\mathbf{r})] d^3 \mathbf{r} \quad (3.4)$$

$$= \epsilon_{SiN_x}(\lambda) \int_{-h_{SiN_x}}^0 L_0[\lambda, T(z)] dz, \quad (3.5)$$

où l'on a supposé que l'absorptivité locale ne dépendait pas de la position dans le nitrure de silicium.²

Écrivons à présent la température sous la forme

$$T(z, t) = T_0 + \Delta T_{DC}(z) + \Delta T_{AC}(\Omega, z) \cos[2\Omega t + \psi(z)]. \quad (3.6)$$

Nous allons en outre faire l'hypothèse que ΔT_{DC} est en fait indépendant de z dans le nitrure

2. En réalité l'absorptivité $\alpha(z)$ n'est pas uniforme dans la couche de nitrure de silicium. En effet, l'absorption vaut localement $1/2\Im(\epsilon)|E(z)|^2$ et le champ E est maximal au niveau du réseau et s'annule au contact avec le métal. En prenant une expression de $E(z) = \cos(\frac{\pi}{2}z/h_{SiN_x})$ qui modélise une onde stationnaire créée par le miroir de Salisbury, on obtient le même résultat, à savoir une dépendance en $1/\Omega$.

de silicium : cela est justifié car ΔT_{DC} est la température en régime statique. Nous pouvons ensuite effectuer un développement limité en supposant que $\Delta T_{AC} \ll T_0 + \Delta T_{DC}$:

$$L_0[\lambda, T(z)] = L_0(\lambda, T_0 + \Delta T_{DC}) + \frac{\partial L_0}{\partial T}(T_0 + \Delta T_{DC}) \Delta T_{AC}(z, \Omega) \cos[2\Omega t + \psi(z)]/2. \quad (3.7)$$

L'emploi d'une détection synchrone nous donne alors un signal proportionnel à l'amplitude de la composante à 2Ω , c'est-à-dire :

$$\epsilon_{SiN_x}(\lambda) \int_{-h_{SiN_x}}^0 \frac{\partial L_0}{\partial T}(T_0 + \Delta T_{DC}) \Delta T_{AC}(z) dz \quad (3.8)$$

$$= \epsilon_{SiN_x}(\lambda) \frac{\partial L_0}{\partial T}(T_0 + \Delta T_{DC}) \int_{-h_{SiN_x}}^0 \Delta T_{AC}(z, \Omega) dz \quad (3.9)$$

Pour calculer l'intégrale $\int_{-h_{SiN_x}}^0 \Delta T_{AC}(z, \Omega) dz$, plaçons-nous à haute fréquence, dans le régime unidimensionnel, où la température est connue analytiquement (cf. calcul du chapitre 2 page 53) et vaut :

$$\Delta T_{AC}(z, \Omega) = -\frac{\phi_0}{\kappa\sigma} \exp \sigma z. \quad (3.10)$$

Dans ce cas,

$$\int_{-h_{SiN_x}}^0 \Delta T_{AC}(z, \Omega) dz = \frac{\phi_0}{\kappa\sigma^2} [1 - \exp(-\sigma h_{SiN_x})] \quad (3.11)$$

$$\sim \frac{1}{\sigma^2} \propto \frac{1}{\Omega}, \quad (3.12)$$

quand Ω tend vers l'infini. On trouve alors une pente de -1 sur un diagramme logarithmique et non $-1/2$ comme dans le cas précédent, ce qui est compatible avec le graphique de la figure 3.8. En résumé, le signal en polarisation TM dépend directement de la température dans la couche de nitrure de silicium, dont l'évolution en fréquence est différente de celle du réseau de platine.

C. Réponse temporelle : réponse infrarouge à une excitation impulsionnelle

La réponse en fréquence que nous venons d'exposer suffit à caractériser la dynamique de l'échantillon. Cependant, nous pouvons aussi observer sa réponse directement dans le domaine temporel. Pour cela, nous l'alimentons maintenant avec une impulsion de tension, de forme gaussienne et nous observons le signal donné par le détecteur. Pour la réponse fréquentielle, nous avons extrait le signal du bruit en effectuant un filtrage fréquentiel pour ne garder que la composante à la bonne fréquence. A présent, nous allons filtrer dans le domaine temporel, en moyennant sur un grand nombre de mesures.

Cette réponse temporelle est reliée à la réponse en fréquence dans le cas où l'élévation

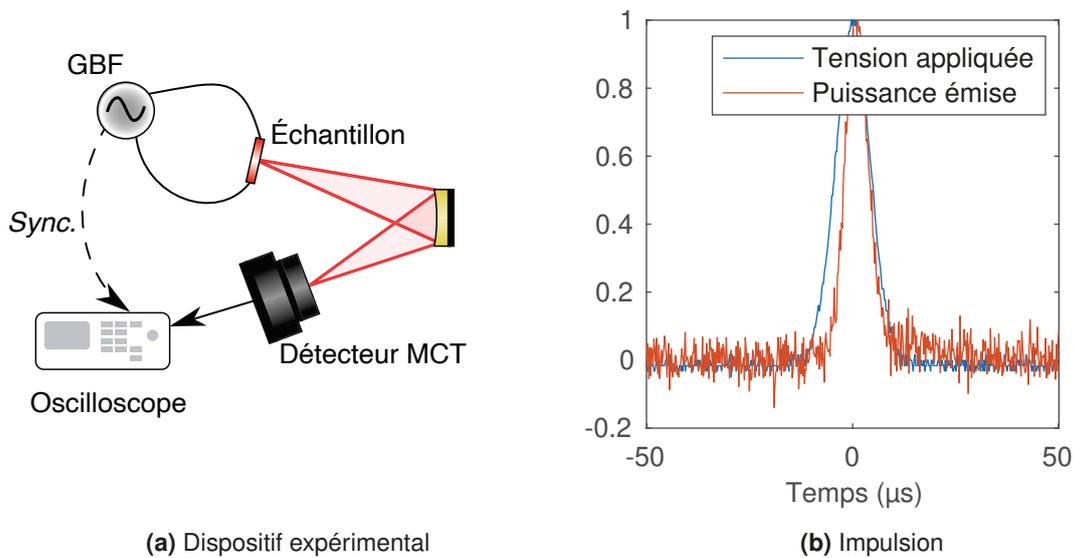


FIGURE 3.10 – Réponse temporelle de l'échantillon réseau. Le système est alimenté par une impulsion de tension (en bleu) de $10\ \mu\text{s}$. Il chauffe puis se refroidit, émettant une impulsion de rayonnement thermique de $7\ \mu\text{s}$ de largeur à mi-hauteur.

de température est suffisamment faible pour que la réponse en flux soit proportionnelle à l'élévation de température. Cette théorie de la réponse linéaire suppose également que l'émissivité ne dépend pas de la température.

Le dispositif expérimental représenté sur la figure 3.10 comprend comme précédemment un générateur qui alimente l'échantillon, le même détecteur MCT rapide et le même système optique pour faire l'image de l'échantillon sur le détecteur. Nous affichons le signal du détecteur sur un oscilloscope LeCroy WaveRunner LT264M³, dont le déclenchement est réglé par le générateur.

Nous prenons d'abord la précaution de bien choisir le taux d'échantillonnage de l'oscilloscope afin d'avoir une centaine de points au maximum dans l'impulsion et de ne pas sur-échantillonner inutilement. Puis nous pouvons afficher la moyenne du signal du détecteur, sur plusieurs milliers d'itérations.

En alimentant l'échantillon avec une impulsion de tension gaussienne de $10\ \text{V}$ d'amplitude et de $10\ \mu\text{s}$ de durée à mi-hauteur, nous obtenons une impulsion de rayonnement thermique d'environ $7\ \mu\text{s}$ de durée à mi-hauteur.

3. Sa bande passante est $350\ \text{MHz}$.

Résumé

Dans ce chapitre, nous avons donc remplacé la plaque métallique uniforme de l'écran de Salisbury (cf. chapitre 2) par un réseau de platine. Ainsi l'émissivité présente une résonance à $\lambda = 5 \mu\text{m}$ en polarisation TE, qui est absente en polarisation TM (cf. figure 3.6 page 75).

La réponse en fréquence de cet échantillon en polarisation TE est identique à celle du chapitre précédent (cf. figure 3.9 page 79) : nous produisons un rayonnement thermique polarisé linéairement modulable au-delà de la dizaine de mégahertz. De plus, l'émissivité en polarisation TE est plus élevée que celle de l'échantillon plan puisqu'elle atteint 80% expérimentalement. Le pic en bande II est aussi plus prononcé, ce qui permet d'avoir un contrôle sur le spectre du rayonnement émis.

D'un point de vue pratique, l'échantillon présente les mêmes avantages que celui du chapitre précédent. Même si la fabrication du réseau de platine requiert l'utilisation de la lithographie électronique, le procédé de fabrication demeure simple. Par exemple il ne nécessite pas l'utilisation de multi-puits quantiques comme [INOUE et al. 2014]. Il s'agit donc encore d'une source compacte, de fabrication simple et peu chère, alimenté électriquement.

Il est également très résistant aux hautes températures (cf. [BARRITAUULT et al. 2011]) : les températures atteintes pour la caractérisation dans ce chapitre sont de l'ordre de 200 °C mais il serait possible de chauffer davantage pour augmenter la puissance rayonnée.

Propositions de métasurfaces pour la polarisation circulaire et l'émission en bande III

Dans ce chapitre, nous présentons d'autres concepts d'échantillons qui permettent d'aller plus loin que les deux échantillons des chapitres précédents. Nous avons en effet démontré dans un premier temps qu'il était possible de moduler rapidement l'émission thermique et dans un second temps nous avons modifié la géométrie du système pour émettre du rayonnement infrarouge polarisé linéairement. Nous allons à présent exposer des systèmes qui n'ont pas encore été fabriqués et mesurés ; ce chapitre repose donc essentiellement sur des considérations théoriques appuyées par des simulations numériques. La première partie est consacrée à l'émission thermique polarisée circulairement tandis que la deuxième partie s'intéressera à la réalisation d'échantillons en bande III de l'infrarouge.

I. Métasurface pour la modulation rapide du rayonnement thermique polarisé circulairement

Le chapitre précédent démontrait la possibilité de moduler le rayonnement thermique au-delà du mégahertz tout en émettant en polarisation linéaire. L'étape suivante dans le contrôle de la polarisation est donc de concevoir un échantillon qui émette un rayonnement polarisé circulairement. Formellement, le problème est le même que précédemment : il s'agit de maximiser l'émissivité dans une polarisation, par exemple ϵ_d , et de minimiser l'autre, ϵ_g , où ϵ_d désigne l'émissivité en polarisation circulaire droite et ϵ_g en circulaire gauche.

Les résultats présentés dans cette partie ont été obtenus dans le cadre d'un projet scientifique collectif de quatre élèves de l'École polytechnique, Valentin Guichard, Jean-Baptiste Mansoux, Constantin Merdjan et Sokratis Varelogiannis, durant l'année 2018-2019. Ce projet était encadré par Hector Monin, doctorant dans le groupe de nanophotonique du laboratoire Charles Fabry et moi-même. En effet, comme le montre [GREFFET et al. 2018], ces travaux sur l'optimisation de l'émissivité peuvent être appliqués à l'émission thermique mais également à la photoluminescence d'une assemblée de boîtes quantiques en interaction, qui est le sujet de la thèse d'Hector Monin.

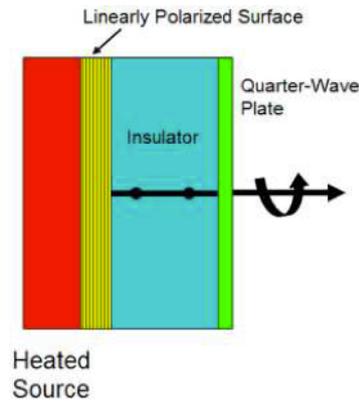


FIGURE 4.1 – Concept de source thermique polarisée circulairement : une surface polarisée linéairement (réseau) est chauffée par une plaque chauffante. Une lame quart d’onde est disposée par dessus grâce un espaceur transparent et permet de convertir la polarisation linéaire en polarisation circulaire. Figure reproduite avec l’autorisation de l’éditeur. J. GINN et al., « Polarized infrared emission using frequency selective surfaces », *Opt. Express* **18**, 4557 [2010]. Copyright 2010 Optical Society of America.

A. État de l’art de l’émission thermique polarisée circulairement

A l’heure actuelle, il existe peu de démonstrations expérimentales d’émission thermique polarisée circulairement. Il est connu depuis [KEMP 1970] que le rayonnement thermique émis par un corps noir placé dans un champ magnétique \mathbf{B} est polarisé circulairement selon l’axe de \mathbf{B} . Cependant, ces effets magnéto-optiques sont très faibles et ne peuvent pas être utilisés pour produire un émetteur polarisé circulairement. En l’absence de champ magnétique, une possibilité est de partir d’une source thermique non polarisée, puis d’ajouter un polariseur à grille pour polariser linéairement et enfin de placer une lame quart d’onde afin d’obtenir une polarisation circulaire. Cette approche n’est pas satisfaisante puisque d’une part le polariseur et la lame quart d’onde ne peuvent pas être placés au contact de la source thermique pour des raisons de tenue en température, ce qui rend impossible la réalisation d’une source intégrée. D’autre part, le polariseur linéaire ne peut transmettre que la moitié de la puissance initialement émise, ce qui limite fortement l’efficacité du dispositif.

[GINN et al. 2010] proposent le système présenté sur la figure 4.1 : remplacer le polariseur à grille par une source intrinsèquement polarisée linéairement, telle que celle de notre chapitre 3, et d’ajouter une lame quart d’onde. Ainsi on gagne déjà un facteur 2 sur la puissance émise. C’est cette approche qui est mise en œuvre par [WADSWORTH et al. 2011] en combinant un réseau pour émettre polarisé circulairement, au-dessus duquel est placée une structure « à méandres » (*meanderline*) qui joue le rôle de lame quart d’onde. Pour aller plus loin, [GINN et al. 2010] proposent une métasurface (eFSS : *emission frequency selective surface*) composée de tripôles en titane qui permet d’émettre polarisé circulairement entre $8,5\ \mu\text{m}$ et $10,8\ \mu\text{m}$. Cependant, aucune mesure quantitative n’est présentée, seulement une

image prise par une caméra thermique.

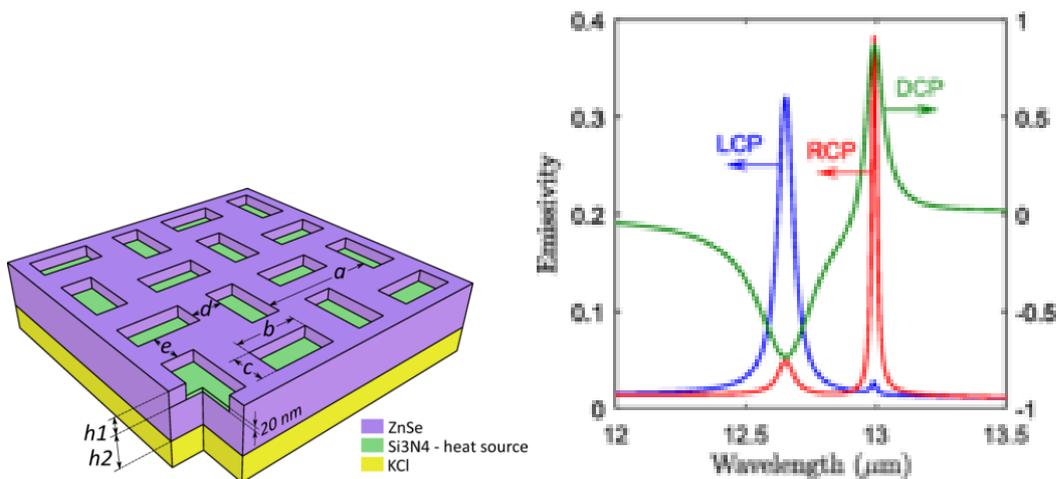
D'autres géométries permettant de réaliser une lame quart d'onde fine et ainsi convertir une polarisation linéaire en polarisation circulaire ont été démontrées : avec un métamatériau [GANSEL et al. 2009; ZHAO et al. 2012] ou une métasurface [ZHAO et al. 2011]. Cependant, ces lames quart d'onde nécessitent d'être éclairées par une polarisation linéaire pour produire une polarisation circulaire, c'est pourquoi [C. WU et al. 2014] ont réalisé une métasurface chirale sélective spectralement grâce à une résonance de Fano, qui permet de ne transmettre que dans une seule polarisation circulaire, quelle que soit la polarisation de l'onde incidente.

Une autre voie explorée repose sur la levée de dégénérescence entre les deux polarisations circulaires provoquées par l'anisotropie de la surface émettrice. En effet, le rayonnement émis peut toujours s'écrire comme la somme d'une onde circulaire droite et d'une onde circulaire gauche et dans le cas d'un objet en rotation, les fréquences de ces deux ondes se décalent en raison de l'effet Doppler. Le groupe d'E. Hasman [DAHAN et al. 2010] a réalisé un réseau de bâtonnets dans un substrat de carbure de silicium – qui supporte des phonons polaritons de surface – en faisant varier continûment leur orientation. Pour un bâtonnet pris isolément, la polarisation émise est perpendiculaire à son axe. Ainsi, qualitativement, au cours de la propagation d'un phonon polariton, la direction de polarisation tourne. Cette structure leur permet effectivement d'observer un décalage en fréquence entre les modes circulaires droite et gauche, attribué à l'effet Doppler. Cette levée de dégénérescence entre polarisations circulaires droite et gauche a par la suite été étudiée dans d'autres structures qui permettent intuitivement de faire localement tourner la direction de la polarisation : [FRISCHWASSER et al. 2011], [SHITRIT et al. 2013], [YULEVICH et al. 2015].

Il a été également proposé théoriquement et numériquement [LEE et al. 2007] d'utiliser un cristal photonique chiral composé d'un empilement de bâtonnets dont l'orientation tourne de 60° à chaque couche. Un tel cristal photonique présenterait un contraste d'émissivité dans certaines gammes de fréquences en raison de *gaps* pour une polarisation.

Enfin [DYAKOV et al. 2018] ont conçu une métasurface structurée avec un motif chiral permettant d'atteindre un degré de polarisation de 87%, présentée sur la figure 4.2. Cependant, il s'agit également d'une proposition uniquement théorique et numérique. Une dernière approche théorique est proposée par [KHANDEKAR et al. 2019] qui consiste en une antenne dimère composée de deux bras orthogonaux à deux températures différentes. En modélisant chacun des bras comme un dipôle électrique, un calcul d'électrodynamique fluctuante prédit que ce système peut émettre du rayonnement thermique polarisé circulairement lorsque les deux dipôles ne sont pas à l'équilibre thermique.

En conclusion, il n'existe pour le moment que peu de sources thermiques polarisées circulairement démontrées expérimentalement. Et parmi les géométries existantes, aucune ne semble transposable immédiatement au cas de la modulation rapide. En effet, dans la structure de [DYAKOV et al. 2018] par exemple, la zone dans laquelle a lieu l'absorption



(a) Géométrie de la structure : une couche de nitrure de silicium est alimentée en courant et permet de chauffer l'ensemble par effet Joule. Elle est encapsulée dans une métasurface de séléniure de zinc (ZnSe) dont la cellule élémentaire est un motif chiral. (b) Sur l'axe de gauche, émissivité calculée de la structure en polarisation circulaire gauche (LCP) et droite (RCP). Sur l'axe de droite, degré de polarisation circulaire (DCP).

FIGURE 4.2 – Proposition de structure émettant un rayonnement polarisé circulairement dans le moyen-infrarouge. Figures reproduites avec l'autorisation de l'éditeur. S. A. DYAKOV et al., « Magnetic field free circularly polarized thermal emission from a chiral metasurface », Phys. Rev. B **98**, 235416 [2018]. Copyright 2018 American Physical Society.

est la couche de nitrure de silicium – les autres ont des indices purement réels. Or cette couche est encapsulée dans du séléniure de zinc (ZnSe) : il n'est pas facile d'introduire un système de chauffage qui permette de moduler la température du nitrure rapidement et la seule solution semble alors de chauffer tout l'échantillon sur une plaque.

B. Structure d'échantillon fondée sur un motif chiral

Compte tenu des démonstrations des deux chapitres précédents, nous pouvons tenter de proposer de nouvelles géométries pour réaliser une source thermique polarisée circulairement et modulable au mégahertz. En suivant l'exemple du réseau qui permet d'émettre en polarisation linéaire, nous souhaitons transformer l'échantillon Salisbury du chapitre 2 pour privilégier une polarisation circulaire par rapport à l'autre. Ainsi, nous allons travailler en bande II pour pouvoir utiliser les mêmes matériaux que précédemment. Rappelons la composition d'un tel échantillon :

Zone active Nous nous proposons d'utiliser une structure métallique en platine qui joue à la fois le rôle de système de chauffage et de matériau absorbant. Dans le chapitre 3,

nous avons remplacé la plaque homogène par un réseau ; cette fois-ci nous allons explorer différentes géométries chirales pour produire un contraste entre les polarisations circulaires droite et gauche.

Les structures habituellement utilisées sont des nanoantennes métalliques posées sur un substrat diélectrique. Seulement, une telle structure ne nous permettrait pas de chauffer facilement les parties métalliques, nous proposons donc de l'inverser, c'est-à-dire considérer une couche de platine dans laquelle nous gravons des structures remplies d'air. Ainsi il suffit de chauffer cette couche de la même façon que la plaque du chapitre 2. La couche active est finalement un réseau bi-dimensionnel dont la maille élémentaire est du platine dans lequel est découpé un trou de forme chirale.

Espaceur et miroir Pour utiliser l'effet Salisbury, nous plaçons un miroir sous la zone active, grâce à un espaceur diélectrique transparent d'indice n et d'épaisseur $\lambda/4n$. Pour les calculs, nous utiliserons un miroir d'or et un espaceur vide pour simplifier le plus possible la géométrie. Pour passer du vide à un matériau réel transparent, comme le nitrure de silicium, il suffirait de changer l'épaisseur d'espaceur.

On pourrait penser que ce miroir de Salisbury aurait pour effet de mélanger les polarisations : en partant d'une plaque qui émettrait de manière parfaitement polarisée en circulaire droite, la partie émise vers le bas et réfléchiée par le miroir changerait de polarisation à la réflexion et on perdrait ainsi tout contraste. En fait ce n'est pas le cas puisque la réflexion change également le sens de propagation et que le sens de rotation de la polarisation dépend du sens de propagation. Considérons donc qu'on donne le sens de rotation dans la direction de propagation de l'onde, comme sur la figure 4.3. Supposons qu'une plaque émette polarisée circulaire droite vers le haut. Par symétrie, l'onde émise vers le bas est polarisée circulaire gauche. En se réfléchissant sur le miroir, elle revient donc polarisée circulaire droit. Ainsi les deux ondes se propageant vers le haut sont bien polarisées circulaire droit. En résumé, le fait d'ajouter un miroir de Salisbury sous l'échantillon ne réduit pas à zéro le contraste entre les deux polarisations.

Une fois posé ce cadre initial pour l'échantillon, nous avons adopté la démarche suivante afin d'optimiser le contraste entre les polarisations circulaires droite et gauche. Nous avons d'abord identifié un certain nombre de structures chirales utilisées dans divers domaines de longueur d'onde – essentiellement dans les micro-ondes – pour produire un rayonnement polarisé circulairement. Puis nous avons simulé chaque géométrie grâce au code RCWA de Jean-Paul Hugonin pour optimiser le contraste d'émissivité.

C. Démonstration théorique : élimination des motifs symétriques par rotation de 90°

Commençons par restreindre l'ensemble des géométries acceptables. Nous allons démontrer théoriquement que si un échantillon tel que nous l'avons décrit dans le paragraphe

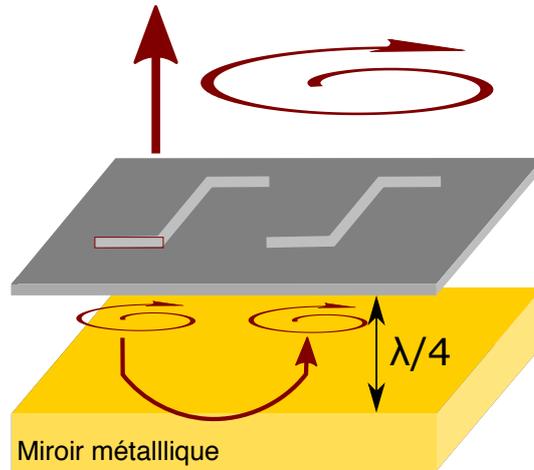


FIGURE 4.3 – Effet d’un écran de Salisbury sur une métasurface chirale pour l’émission en polarisation circulaire. La réflexion sur le miroir métallique change le sens de rotation de la polarisation mais également le sens de propagation donc l’onde émise vers le haut et l’onde réfléchie par le miroir peuvent interférer constructivement.

précédent présente une invariance par rotation de 90° (par rapport à l’axe \mathbf{e}_z), alors le contraste d’absorption entre les polarisations circulaires droite et gauche est nul. Dorénavant, nous parlerons de symétrie de rotation. Cela nous permettra d’éliminer toutes les structures chirales en forme de croix gammées, couramment utilisées pour émettre de la polarisation circulaire par ailleurs [VALLIUS et al. 2003; PROSVIRNIN et al. 2005; KONISHI et al. 2011; MAKSIMOV et al. 2014; LOBANOV et al. 2015b; LOBANOV et al. 2015a; DYAKOV et al. 2018]. Nous donnons donc une démonstration due à Jean-Paul Hugonin.

Considérons un échantillon comportant un réseau périodique dans les directions x et y dont la maille élémentaire est une structure métallique en platine symétrique par rotation de $\pi/2$, sous laquelle est placé un miroir métallique à une distance de $\lambda/4$, espacé par du vide. Nous cherchons alors à calculer l’absorptivité du platine en polarisation circulaire gauche, α_{Pt}^g , et en polarisation circulaire droite, α_{Pt}^d . Puisque l’espaceur est ici remplacé par du vide¹ et que les pertes dans le miroir métallique sont très faibles, nous pouvons considérer que l’absorption n’a lieu que dans le platine et alors $A^g = \alpha_{Pt}^g$ et $A^d = \alpha_{Pt}^d$, où A désigne l’absorption totale. Nous allons montrer que la symétrie de rotation de $\pi/2$ impose que $A^d = A^g$ en utilisant deux arguments : la symétrie et la réciprocité du système.

L’absorption totale est $A = 1 - R - T$ où R désigne la réflexion et T la transmission. Or ici la transmission est nulle à cause du miroir métallique qui se trouve sous le système. Par conséquent, il suffit d’étudier le facteur de réflexion pour déterminer l’absorption de

1. Cela reste vrai si l’espaceur est un diélectrique transparent.

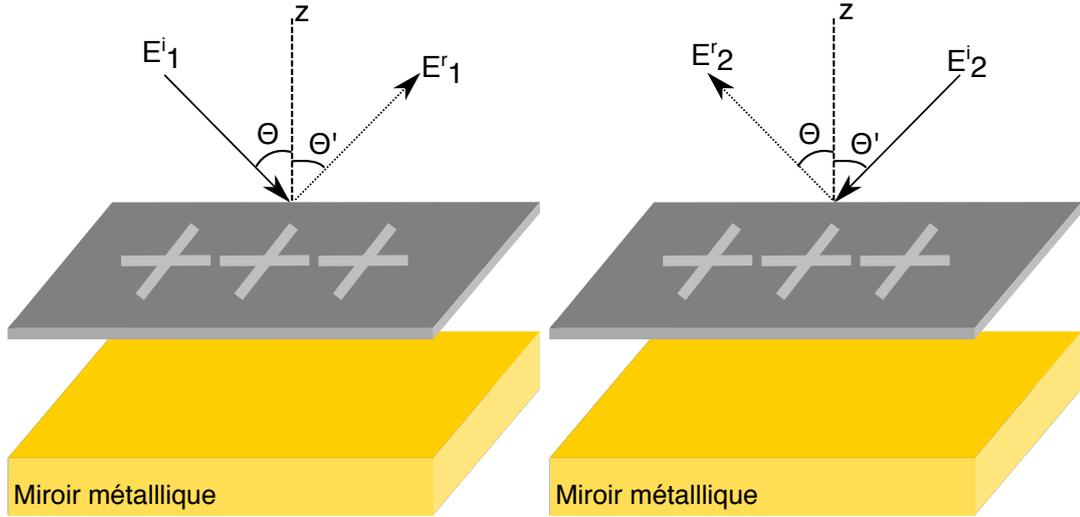


FIGURE 4.4 – Notations pour l’expression du théorème de réciprocity avec des ondes planes incidentes d’amplitudes \mathbf{E}_1^i et \mathbf{E}_2^i .

l’échantillon. Pour cela utilisons le formalisme de Jones et notons

$$J = \begin{pmatrix} a & c \\ b & d \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

la matrice de réflexion du système en incidence normale, $a, b, c, d \in \mathbb{C}$. Ainsi en éclairant l’échantillon avec un champ $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ polarisé selon x et d’amplitude 1, il réfléchit un champ d’amplitude a selon x et b selon y : $\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$. De même, en l’éclairant en polarisation y , il réfléchit $\begin{pmatrix} c \\ d \end{pmatrix}$.

Réciprocité du système Le théorème de réciprocity s’énonce comme suit. Plaçons un dipôle \mathbf{p}_1 au point \mathbf{r} , il crée un champ \mathbf{E}_1 au point \mathbf{r}' . Un dipôle \mathbf{p}_2 placé au point \mathbf{r}' crée un champ \mathbf{E}_2 au point \mathbf{r} . La réciprocity impose alors que $\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{E}_2 = \mathbf{p}_2 \cdot \mathbf{E}_1$.

Nous pouvons également l’exprimer dans le cas d’un réseau avec des ondes planes.² Soit une onde plane incidente de vecteur d’onde \mathbf{k}_1^i (direction θ) et d’amplitude \mathbf{E}_1^i . Nous nous intéressons à la réflexion spéculaire : c’est une onde plane de vecteur d’onde \mathbf{k}_1^r (direction θ') et d’amplitude \mathbf{E}_1^r , comme représenté sur la figure 4.4. De même, soit une onde plane incidente de vecteur d’onde $\mathbf{k}_2^i = -\mathbf{k}_1^r$ (direction θ') et d’amplitude \mathbf{E}_2^i . Elle se réfléchit pour l’ordre 0 dans la direction θ en une onde plane d’amplitude \mathbf{E}_2^r et de vecteur d’onde

2. Cela revient qualitativement à placer les dipôles \mathbf{p}_1 et \mathbf{p}_2 à l’infini dans les directions θ et θ' .

$\mathbf{k}_2^r = -\mathbf{k}_1^i$. La réciprocité impose dans ce cas :

$$|\mathbf{e}_z \cdot \mathbf{k}_1^i| (\mathbf{E}_1^i \cdot \mathbf{E}_2^r) = |\mathbf{e}_z \cdot \mathbf{k}_1^r| (\mathbf{E}_2^i \cdot \mathbf{E}_1^r). \quad (4.2)$$

Cette expression s'obtient à partir du théorème de réciprocité de Lorentz (cf. [L. LI 2000] pour la démonstration dans le cas d'un réseau 2D en diffraction conique, valable également pour des matériaux anisotropes, établie à partir de celle de [VINCENT et al. 1979]).

Dans notre cas, nous nous plaçons en incidence normale donc $\theta = \theta' = 0$ et $|\mathbf{e}_z \cdot \mathbf{k}_1^i| = |\mathbf{e}_z \cdot \mathbf{k}_1^r|$. En prenant $\mathbf{E}_1^i = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ et $\mathbf{E}_2^i = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$, nous avons avec les notations précédentes $\mathbf{E}_1^r = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$ et $\mathbf{E}_2^r = \begin{pmatrix} c \\ d \end{pmatrix}$. La réciprocité impose donc que $b = c$ et la matrice de Jones s'écrit alors

$$J = \begin{pmatrix} a & b \\ b & d \end{pmatrix}. \quad (4.3)$$

Symétrie Comme nous considérons un réseau carré dont les motifs sont invariants par rotation de 90° , l'ensemble du système physique est invariant³ par rotation de 90° . Traduisons l'influence d'une symétrie par rotation de $\pi/2$ sur cette matrice de Jones. En éclairant par une onde $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ polarisée selon x , on obtient $\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$ en réflexion. Et en éclairant par une onde $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ polarisée selon y , on obtient $\begin{pmatrix} -b \\ a \end{pmatrix}$ par symétrie, comme l'illustre la figure 4.5. La matrice de Jones s'écrit donc :

$$J = \begin{pmatrix} a & -b \\ b & d \end{pmatrix}. \quad (4.4)$$

Conclusion En combinant ces deux arguments, nous obtenons donc $b = -b = 0$ et la matrice s'écrit finalement :

$$J = \begin{pmatrix} a & 0 \\ 0 & d \end{pmatrix}. \quad (4.5)$$

Pour conclure, éclairons le système par une onde polarisée circulaire gauche $\mathbf{E}_g = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$ et par une onde polarisée circulaire droite $\mathbf{E}_d = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}$. Dans les deux cas, l'intensité de l'onde réfléchie vaut donc $\frac{a^2+d^2}{2}$. Puisque le facteur de réflexion est identique⁴, l'absorptivité est également identique entre les polarisations circulaires droite et gauche étant donné que la transmission est nulle.

En résumé, une structure présentant une symétrie de rotation de $\pi/2$ est inadaptée à nos

3. Ce n'est pas garanti s'il s'agit d'un réseau hexagonal ou triangulaire par exemple.

4. Ce résultat est également mentionné dans [DYAKOV et al. 2018]

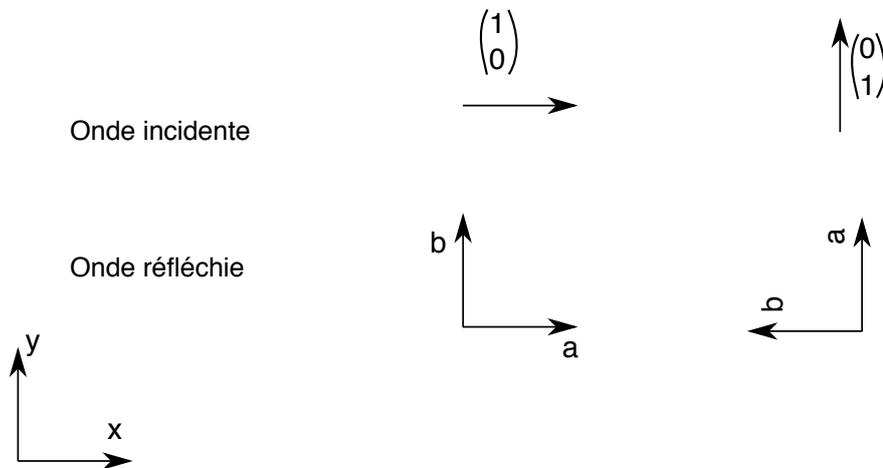


FIGURE 4.5 – Résumé schématique de l'influence de la symétrie par rotation de 90° sur la matrice de Jones.

échantillons. Cela ne signifie pas pour autant qu'on ne puisse pas les utiliser pour émettre du rayonnement thermique polarisé circulairement dans d'autres systèmes mais dans ce cas, soit on n'est pas en incidence normale, soit la transmission n'est pas nulle. Remarquons que de telles structures symétriques par rotation de $\pi/2$ sont également utilisées pour émettre en polarisation circulaire dans les ondes radio ou les micro-ondes. Dans ce cas, le mécanisme d'excitation est différent : l'antenne est excitée en un point et cette excitation crée des courants cohérents qui peuvent donner lieu à des courants en quadrature entre les directions x et y . Dans le cas de l'émission thermique, il ne s'agit pas d'une excitation cohérente ponctuelle. On ne peut donc pas faire d'analogie complète entre les deux domaines.

D. Étude numérique de quelques géométries

Grâce à la démonstration précédente, nous pouvons éliminer les structures présentant une symétrie par rotation de $\pi/2$, comme les croix gammées. Dans cette partie, nous présentons donc différentes structures, optimisées pour maximiser le contraste entre les deux polarisations circulaires : une structure en nœud papillon tronqué, une spirale et un *split ring*.

Quel est le bon critère pour obtenir une source polarisée circulairement ? Dans un premier temps, il est possible de maximiser l'écart d'émissivité entre les deux polarisations circulaires : $\Delta\epsilon = \epsilon_d - \epsilon_g$, c'est-à-dire le paramètre S_3 du vecteur de Stokes. Mais nous pourrions aussi considérer le degré de polarisation circulaire $P = \frac{S_3}{S_0} = \frac{\epsilon_d - \epsilon_g}{\epsilon_d + \epsilon_g}$. Dans ce cas, pour obtenir une source parfaitement polarisée circulairement, ce paramètre doit valoir 1, i.e. $\epsilon_g = 0$. Pour les géométries présentées ci-dessous, c'est l'écart $\Delta\epsilon$ qui a été optimisé.

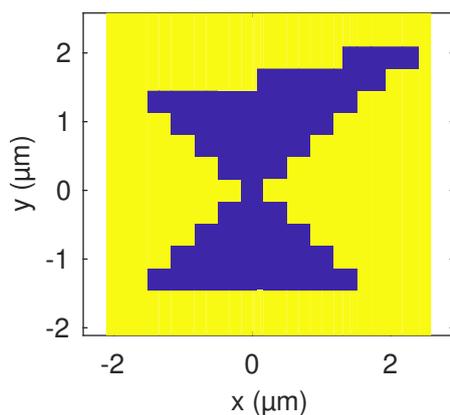


FIGURE 4.6 – Géométrie en forme de nœud papillon asymétrique. En jaune : couche métallique en platine, en bleu : air.

D.1. Nœud papillon

Les nanoantennes en forme de nœud papillon (*bow tie*) sont déjà couramment utilisées dans le domaine optique et infrarouge (voir le livre [AGIO et al. 2013], l'article de revue [BIAGIONI et al. 2012], paragraphe 8.4, page 24, ainsi que [FROMM et al. 2004 ; SCHUCK et al. 2005 ; YU et al. 2007]). Comparées à une antenne dimère composée de deux cylindres, elles sont plus large bande. Afin de favoriser une polarisation circulaire par rapport à l'autre, nous introduisons une asymétrie dans la géométrie en allongeant une des pointes par rapport à l'autre, comme illustré sur la figure 4.6. Cette approche est inspirée d'antennes déjà existantes dans les micro-ondes [TRAN et al. 2016].

En modifiant la géométrie pour maximiser la différence entre l'émissivité en polarisation circulaire droite et circulaire gauche, nous obtenons finalement une couche active d'épaisseur $h_{ant} \approx 1 \mu\text{m}$ et un espaceur d'épaisseur $h_{spacer} \approx 7 \mu\text{m}$. Ainsi, la structure a une émissivité $\epsilon_d = 72\%$ et $\epsilon_g = 38\%$, soit une différence $\Delta\epsilon = 34\%$.

Ces résultats sont peu satisfaisants à plusieurs titres. Premièrement, la méthode RCWA n'est pas la plus adaptée pour calculer une structure triangulaire comme un nœud papillon puisqu'on doit la représenter en marches d'escalier. Ainsi, cette représentation crée de nombreux angles qui n'existeraient pas en réalité pour une antenne *bow-tie* traditionnelle. Ces angles sont susceptibles d'engendrer des artefacts de calcul, le résultat n'est donc pas forcément fiable.

Ensuite, les épaisseurs que nous obtenons ne permettent pas de réaliser une telle couche facilement. Pour l'espaceur, déposer une couche de $7 \mu\text{m}$ de nitrure de silicium pourrait poser des problèmes de stabilité et d'adhésion, les valeurs facilement atteignables étant plutôt autour du micron. Dans le cas de la couche de platine, une épaisseur de $1 \mu\text{m}$ est également trop importante puisque trop onéreuse.

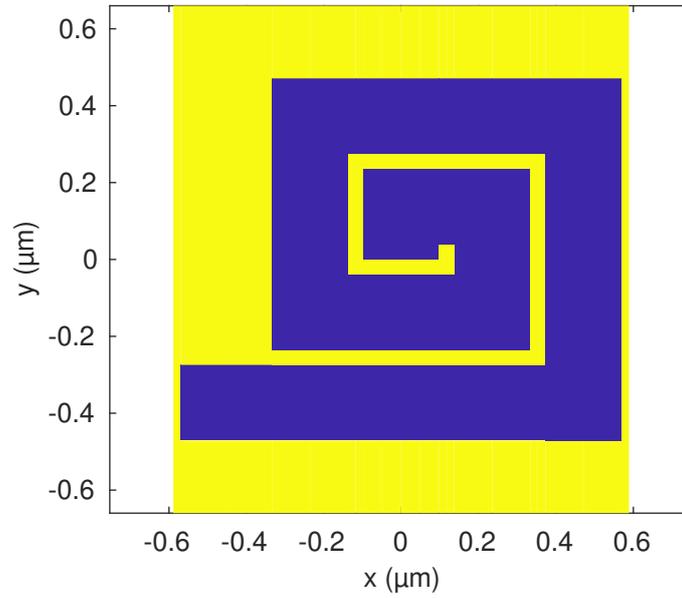


FIGURE 4.7 – Géométrie en forme de spirale. En jaune : couche métallique en platine, en bleu : air.

D.2. Spirale

Dans le cas de la spirale, représentée sur la figure 4.7, l'optimisation donne une émissivité $\epsilon_d = 91\%$ et $\epsilon_g = 51\%$, soit une différence $\Delta\epsilon = 40\%$. L'épaisseur de platine est alors $h_{ant} = 104$ nm et celle d'espaceur est $h_{spacer} = 2$ μm . Nous pouvons alors représenter sur la figure 4.8 l'absorption locale $\frac{1}{2}\Im(\epsilon(\mathbf{r}))|\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2$ en coupe dans un plan horizontal pour évaluer où a lieu l'absorption dans chacune des polarisations.

D.3. Split ring

Enfin nous proposons un résonateur en anneau présenté sur la figure 4.9. Cette géométrie s'inspire également d'antennes micro-ondes [ZHANG et al. 2009 ; L. WU et al. 2014]. Dans ce cas, l'optimisation donne une émissivité $\epsilon_d = 60\%$ et $\epsilon_g = 38\%$. Cela correspond à une différence $\Delta\epsilon = 22\%$. Les épaisseurs correspondantes sont $h_{ant} = 80$ nm pour l'antenne et $h_{spacer} = 380$ nm pour l'espaceur.

Nous pouvons également représenter sur la figure 4.10 l'absorption locale $\frac{1}{2}\Im(\epsilon(\mathbf{r}))|\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2$ en coupe dans un plan horizontal pour évaluer où a lieu l'absorption dans chacune des polarisations.

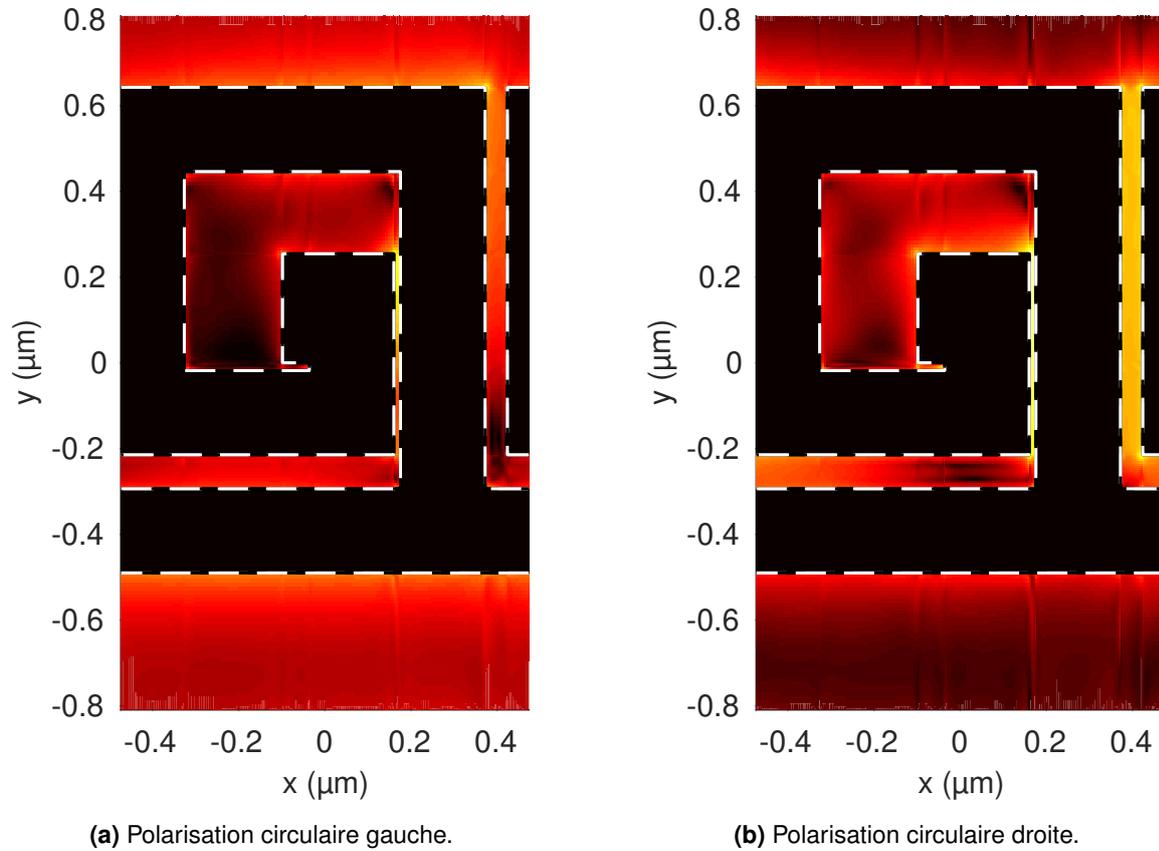


FIGURE 4.8 – Absorption locale dans la structure en spirale : $\frac{1}{2} \Im(\epsilon(\mathbf{r})) |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2$. (Coupe dans un plan horizontal, échelle logarithmique, unité arbitraire).

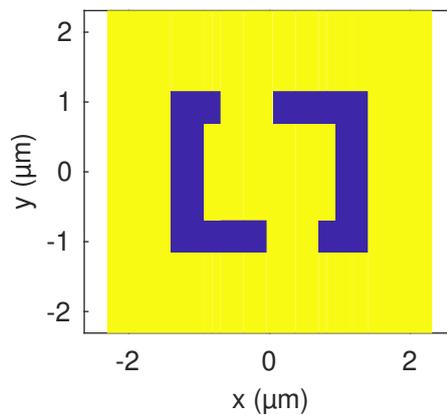


FIGURE 4.9 – Géométrie en forme d'anneau (*split ring resonator*). En jaune : couche métallique en platine, en bleu : air.

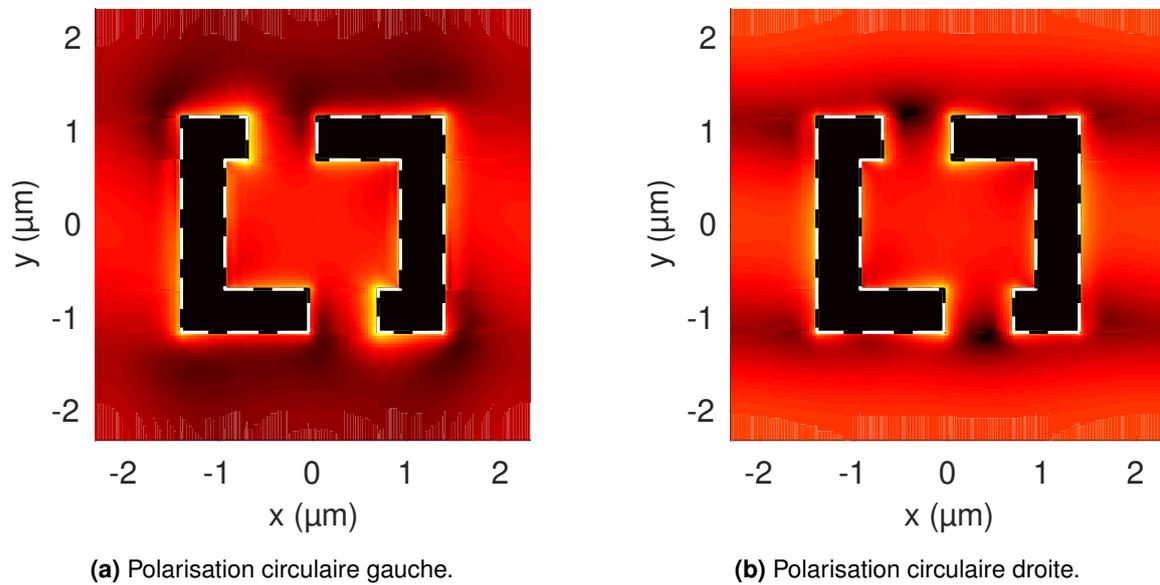


FIGURE 4.10 – Absorption locale dans la structure *split ring* $\frac{1}{2}\Im(\epsilon(\mathbf{r})|\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2)$. (Coupe dans un plan horizontal, échelle logarithmique, unité arbitraire).

Résumé

Ayant passé en revue ces trois géométries – *bow-tie*, spirale, résonateur en anneau – nous pouvons éliminer le *bow-tie* puisque les dimensions obtenues ne permettent pas de le fabriquer facilement. Résumons les résultats des deux autres dans le tableau 4.1. Les géométries optimisées jusqu'à maintenant ne permettent pas encore d'éliminer totalement la polarisation circulaire gauche, ce qui limite nécessairement le degré de polarisation circulaire P . Néanmoins cela prouve qu'il est possible de concevoir un échantillon présentant une différence significative d'émissivité entre les deux polarisations circulaires. Au-delà de la fabrication, qui ne présente pas plus de difficultés que celle des échantillons des chapitres précédents, il reste à mettre en œuvre un protocole de mesure de l'émissivité en polarisation circulaire.

TABLE 4.1 – Tableau récapitulatif des géométries de polarisation circulaire.

Géométrie	ϵ_d	ϵ_g	$\Delta\epsilon$	P
Spirale	91%	51%	40%	0,28
Split-ring	60%	38%	22%	0,22

II. Métasurface pour la modulation rapide du rayonnement en bande III

Tous les émetteurs présentés jusqu'à maintenant sont conçus pour fonctionner en bande II de l'infrarouge, c'est-à-dire entre 3 et 5 μm . Pour émettre en bande III, il ne suffit pas de simplement transposer les concepts utilisés jusqu'à maintenant. En effet, plusieurs points posent problème. Dans un premier temps, comme nous l'avons exposé au chapitre 2, cela nécessiterait une couche métallique de platine d'une épaisseur de quelques nanomètres, difficile à fabriquer en pratique. En outre, il est difficile de trouver un espaceur transparent dans cette gamme de longueur d'onde, le fluorure d'yttrium reste le seul candidat disponible pour nous en salle blanche. En utilisant ce matériau, l'épaisseur nécessaire étant de l'ordre de $\lambda/4n$, elle est trop importante pour pouvoir obtenir une couche satisfaisante en termes d'adhérence. La figure 4.11 illustre ces deux problèmes en traçant l'absorption à $\lambda = 10 \mu\text{m}$ pour une structure Pt/YF₃/Or : on obtient une épaisseur de platine trop faible et une épaisseur de fluorure d'yttrium trop importante.

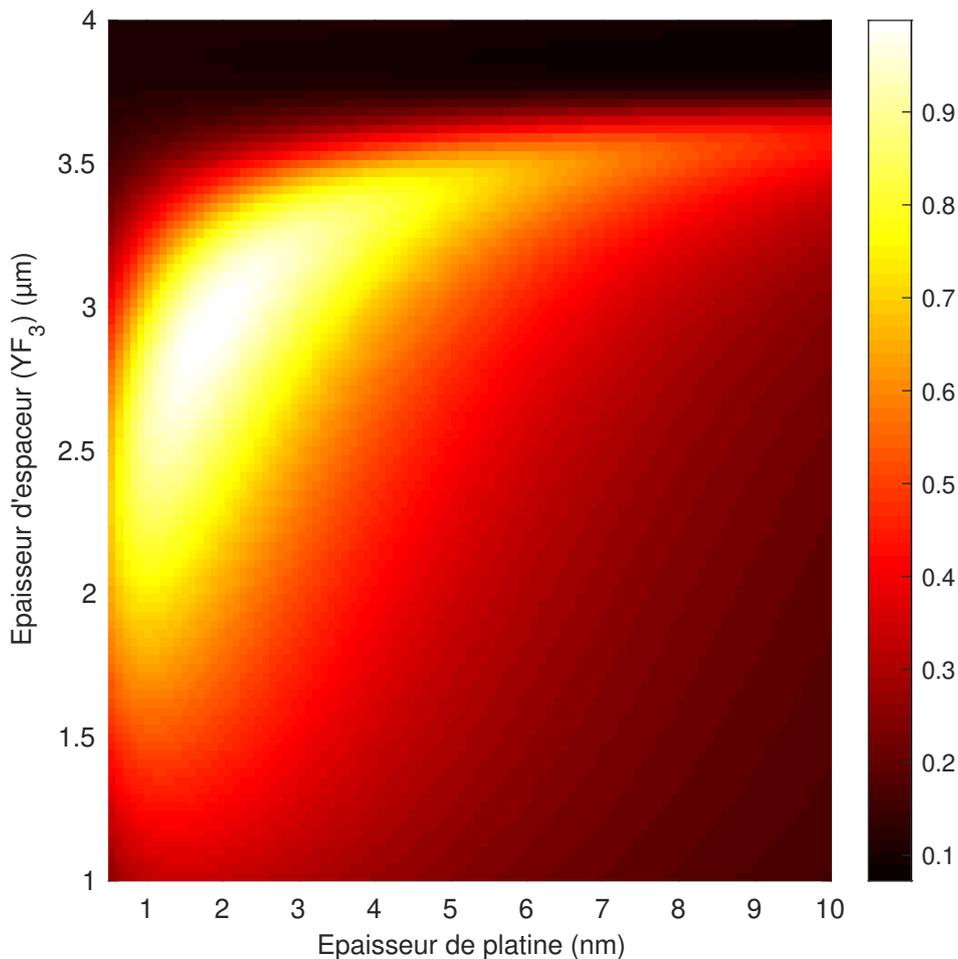


FIGURE 4.11 – Absorption dans un dispositif Salisbury à $\lambda = 10 \mu\text{m}$ comprenant une couche de platine, un espaceur en fluorure d'yttrium YF₃ et un miroir d'or.

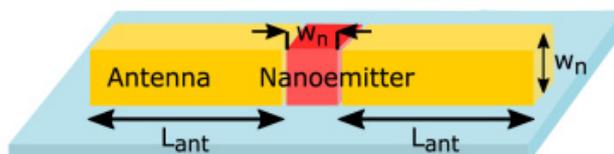


FIGURE 4.12 – Concept de source thermique rapide en bande III constituée d’un nanoémetteur en nitrure de silicium cubique, de côté $w_n = 200$ nm, entouré d’une antenne dimère en or, de longueur L_{ant} . Figure extraite de E. SAKAT et al., « Enhancing thermal radiation with nanoantennas to create infrared sources with high modulation rates », *Optica* **5**, 175-179 [2018]. © 2018 Optical Society of America.

Pour pallier cette impossibilité de réaliser un absorbeur Salisbury en bande III, nous proposons une géométrie différente, reposant cette fois-ci sur l’utilisation de nanoémetteurs diélectriques en nitrure de silicium – absorbant en bande III – couplés à des nanoantennes métalliques. Les travaux de cette partie ont été plus particulièrement encadrés par Émilie Sakat, chargée de recherche au CNRS dans le groupe de nanophotonique du laboratoire Charles Fabry.

A. Émetteur unique couplé à une nanoantenne

A.1. Proposition d’émetteur couplé à une antenne

L’article [SAKAT et al. 2018] propose de considérer un émetteur diélectrique cubique chaud de côté $w = 200$ nm, posé sur un substrat froid. Il peut alors se refroidir par conduction thermique en un temps caractéristique $\tau = w^2/D$, où D est la diffusivité du substrat. τ est de l’ordre de 40 ns pour une diffusivité de 1×10^{-6} m²/s, ce qui permet de moduler la température d’un tel émetteur jusqu’à une fréquence de $1/2\tau = 12,5$ MHz. La puissance émise par incandescence par un tel système peut donc être calculée en utilisant la forme locale de la loi de Kirchhoff [GREFFET et al. 2018]. En effet, cette forme locale est nécessaire puisqu’il ne se trouve pas à l’équilibre thermodynamique. La luminance émise par l’émetteur diélectrique porté à la température T , à la longueur d’onde λ et dans la direction \mathbf{u} vaut alors :

$$L(\lambda, \mathbf{u}) = \int_V \alpha_{abs}(\mathbf{r}, \mathbf{u}, \lambda) L_0[\lambda, T(\mathbf{r})] d^3\mathbf{r}. \quad (4.6)$$

En supposant que la température du nanoémetteur est homogène, la luminance devient :

$$L(\lambda, \mathbf{u}) = \sigma_{abs}(\lambda, \mathbf{u}) L_0(\lambda, T), \quad (4.7)$$

où $\sigma_{abs}(\lambda, \mathbf{u}) = \int_V \alpha_{abs}(\mathbf{r}, \mathbf{u}, \lambda) d^3\mathbf{r}$ désigne la section efficace d’absorption de l’émetteur. Le problème qui se pose maintenant est que σ_{abs} est très faible a priori. En effet, son maximum est atteint à $\lambda = 10$ μm , et elle est alors de l’ordre de $0,01$ μm^2 pour le cube de nitrure

considéré, c'est-à-dire seulement un quart de sa surface géométrique. Cela signifie que ce cube, porté à la température T émet quatre fois moins de puissance qu'un corps noir de même surface à la même température.

Cependant, cette section efficace n'est pas intrinsèquement liée au cube de nitrure mais dépend aussi fortement de son environnement électromagnétique. Nous avons donc montré qu'il est possible d'augmenter de quatre ordres de grandeur la section efficace d'absorption du cube de nitrure en lui adjoignant une nanoantenne dimère, composée de deux parallélépipèdes rectangles en or, comme illustré sur la figure 4.12. En optimisant la longueur des bras de l'antenne, σ_{abs} peut atteindre $14,21 \mu\text{m}^2$ à $\lambda = 13,24 \mu\text{m}$, comme le montre la figure 4.13 (b). Ceci est à comparer avec le maximum de la section efficace d'absorption pour une particule dipolaire électrique qui vaut $\sigma_{max} = \frac{3\lambda^2}{8\pi} = 20,9 \mu\text{m}^2$ à $\lambda = 13,24 \mu\text{m}$. Ainsi, l'émetteur chaud entouré par cette antenne émet à $\lambda = 13,24 \mu\text{m}$ une puissance 10000 fois plus importante que lorsqu'il est isolé.

D'un point de vue thermique, la dynamique n'est pas modifiée. En effet, seul le cube de nitrure doit être chauffé, l'antenne quant à elle reste froide et ne sert qu'à modifier l'environnement électromagnétique de l'émetteur. Ainsi il se refroidit toujours en un temps caractéristique $\tau = w^2/D$.

A.2. Puissance maximale qu'une antenne peut transférer à une nanoparticule dipolaire.

D'un point de vue électromagnétique, le problème posé dans le paragraphe précédent est : pour un certain émetteur – un cube de nitrure de silicium – comment optimiser la géométrie de l'antenne qui l'entoure pour maximiser sa section efficace d'absorption ?

À l'inverse, pour une antenne donnée, nous pouvons nous demander comment transférer le plus efficacement possible la puissance qu'elle collecte vers une nanoparticule diélectrique placée à côté. De la même façon qu'on peut choisir une charge adaptée en impédance à une antenne radio, il est possible de choisir une nanoparticule adaptée en impédance à une nanoantenne et ainsi de maximiser l'absorption dans la particule. Ce maximum d'absorption caractérise uniquement l'antenne, ce qui permet de comparer des antennes entre elles, indépendamment du choix de l'émetteur. C'est l'objet de l'article [SAKAT et al. 2019] dont nous résumons les étapes principales de la démonstration.

Puisque le cube émetteur est petit par rapport à la longueur d'onde $200 \text{ nm} \ll 10 \mu\text{m}$, nous pouvons le modéliser par une polarisabilité dipolaire électrique α . Reformulons notre problème de la façon la plus générale. Nous considérons une particule modélisée par une polarisabilité α placée au point \mathbf{r}_0 dans un environnement dont le tenseur de Green est \mathbf{G} . Éclairons avec un champ incident \mathbf{E}_{inc} et calculons la puissance absorbée par la particule. Soit \mathbf{E}_b le champ en \mathbf{r}_0 en l'absence de particule et $\mathbf{g} = \frac{1}{2}\mu_0\omega^2\mathbf{G}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0)$. Alors on peut montrer que la puissance absorbée par la particule possède un maximum en fonction de α qui vaut

$$P_{max} = \frac{\omega}{16} \mathbf{E}_b^\dagger \mathbf{g}^{-1} \mathbf{E}_b, \quad (4.8)$$

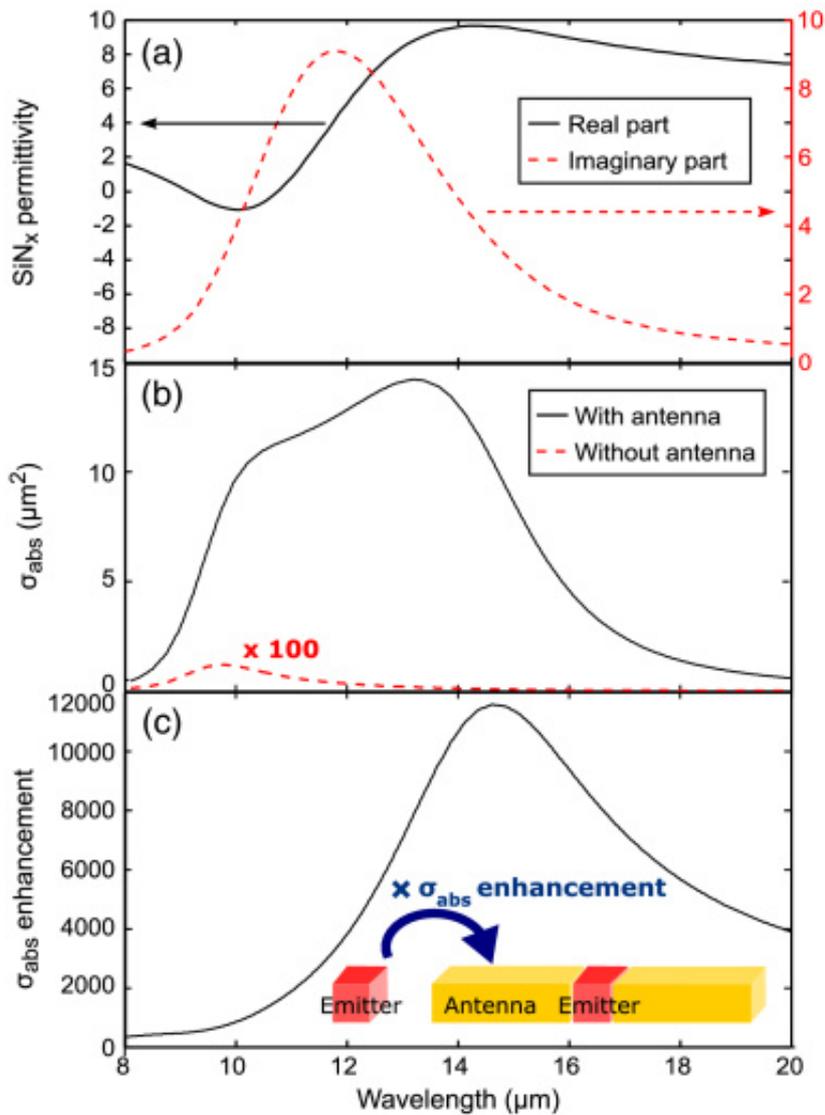


FIGURE 4.13 – (a) Partie réelle et partie imaginaire de la permittivité diélectrique du niture de silicium. (b) Section efficace d’absorption du nanoémetteur de SiN_x seul (tirets rouges) et avec une antenne dimère optimisée. (c) Ratio entre la section efficace d’absorption avec et sans antenne. Figure extraite de E. SAKAT et al., « Enhancing thermal radiation with nanoantennas to create infrared sources with high modulation rates », *Optica* **5**, 175-179 [2018]. © 2018 Optical Society of America.

où † désigne la transposée conjuguée. Ce maximum est atteint lorsque le dipôle vaut :

$$\mathbf{p}_{\text{opt}} = \frac{i}{4} \mathbf{g}^{-1} \mathbf{E}_{\mathbf{b}}. \quad (4.9)$$

Cette équation 4.9 traduit la condition d'adaptation d'impédance entre la particule et l'environnement, qui garantit que l'absorption est maximale. Dans ce cas, l'extinction se répartit pour moitié entre la diffusion et l'absorption.

La quantité P_{max} donnée par l'équation 4.8 est donc une quantité qui caractérise l'antenne seule indépendamment de la particule absorbante. Cela nous permet donc de comparer des géométries d'antennes entre elles.

Dans le cas où le champ incident est une onde plane, nous pouvons calculer la section efficace d'absorption associée à P_{max} en divisant par le flux du vecteur de Poynting incident $\frac{1}{2} \epsilon_0 c n |\mathbf{E}_{\text{inc}}|^2$. Si on fait l'hypothèse supplémentaire qu'il est possible de négliger la nature vectorielle du problème et que tout se passe selon l'axe z , on obtient alors :

$$\sigma_{abs}^{max} = \frac{3\lambda^2}{8\pi n} \frac{|E_b|^2}{|E_{inc}|^2} \frac{g_0}{g_{zz}}, \quad (4.10)$$

où g_{zz} est la composante zz de la partie imaginaire du tenseur de Green \mathbf{g} et g_0 est la même quantité, mais dans un milieu homogène d'indice n . $g_0 = \frac{\omega^3 n}{c^3 12\pi \epsilon_0}$. Ainsi, en rappelant que la section efficace maximale d'une particule dipolaire dans un milieu homogène est $\sigma_0 = \frac{3\lambda^2}{8\pi n}$, nous pouvons finalement écrire :

$$\sigma_{abs}^{max} = \sigma_0 \frac{\text{Exaltation de champ}}{\text{Exaltation de densité d'états locale}}. \quad (4.11)$$

En effet, la densité d'états locale (*LDOS : local density of states*) est proportionnelle à g .

Ainsi nous voyons que la quantité à maximiser pour obtenir une antenne qui réalise une absorption importante dans une particule dipolaire n'est ni l'exaltation de champ électrique, ni la densité d'états locale, mais P_{max} qui, dans le cas scalaire, est le rapport des deux.

Dans le cas scalaire, nous retrouvons en outre un résultat bien connu sur les antennes, qui lie la section efficace d'absorption aux propriétés de l'antenne en émission. Précisons quelques définitions. Plaçons un dipôle au point \mathbf{r}_0 pour alimenter l'antenne en émission. Le gain $G(\theta, \phi)$ est la puissance émise dans la direction θ, ϕ par unité d'angle solide, divisée par la puissance totale. La directivité est cette même puissance émise dans la direction θ, ϕ , divisée par la puissance rayonnée. Alors :

$$\sigma_{abs}^{max} = G(\theta, \phi) \frac{\lambda^2}{4\pi n^2}. \quad (4.12)$$

Nous voyons alors que pour obtenir une très grande section efficace d'absorption, il faut choisir une antenne avec un très fort gain, elle doit donc être directionnelle.

Dans cette sous-partie, nous avons donc présenté une nouvelle géométrie théorique

d'émetteur chaud couplé à une antenne froide. Dans un premier temps, l'exemple a montré qu'il était possible d'exalter la section efficace d'absorption d'un cube de nitrure de silicium d'un facteur 10000 en lui ajoutant une antenne adaptée en impédance, la dynamique thermique restant inchangée. Dans un second temps, nous nous sommes intéressés à l'étude théorique de ces systèmes et avons mis en évidence la grandeur à optimiser pour maximiser l'absorption dans une particule dipolaire. Dans l'approximation scalaire, il s'agit du gain de l'antenne. Pour des antennes grandes par rapport à la longueur d'onde, le maximum de la section efficace d'absorption est la moitié de la section géométrique de l'antenne. Dans ce cas, il faudrait alors une antenne la plus grande possible.

B. Métasurface formée par un réseau d'émetteurs couplés à des antennes

Utilisons à présent l'exemple précédent pour proposer un échantillon complet avec un choix de matériaux tel qu'on puisse le fabriquer en salle blanche. Nous détaillerons dans un premier temps son comportement optique puis la méthode utilisée pour moduler rapidement la température.

B.1. Optimisation optique

Remarquons tout d'abord que, même avec une antenne, la section efficace du cube de nitrure atteint au plus $14 \mu\text{m}^2$. Cela signifie que la puissance alors émise est égale à celle d'un corps noir de surface $14 \mu\text{m}^2$. Pour l'augmenter, la solution évidente est de placer plusieurs émetteurs et antennes les uns à côté des autres et ainsi de former un réseau bi-dimensionnel, aussi appelé métasurface. Les étapes du processus d'optimisation de cet échantillon sont illustrées sur la figure 4.14.

Nous optimisons ensuite la période de ce réseau selon x et y ainsi que la longueur des bras des antennes (cf. figure 4.14c). Cela conduit en fait à rapprocher les cellules élémentaires les unes des autres, si bien qu'on peut alors compléter l'espace vacant entre deux antennes en y mettant également du nitrure (cf. figure 4.14d). Dans ce cas-là, il n'est plus envisageable de décrire la situation comme N émetteurs indépendants, chacun étant couplé à son antenne.

Une telle métasurface est symétrique selon z , si l'indice du substrat valait 1. Même si en réalité cet indice de réfraction est plus grand que 1, l'émission thermique aurait nécessairement lieu vers le haut et vers le bas, dans des proportions différentes. Nous allons donc utiliser comme dans les chapitres précédents le principe de l'écran de Salisbury (cf. figure 4.14e), même si la couche active n'est pas une plaque métallique uniforme. Le concept reste valable mais l'épaisseur nécessaire d'espaceur transparent d'indice n n'est plus $\lambda/4n$.

Afin de dimensionner précisément l'échantillon à fabriquer, nous utilisons à nouveau la méthode RCWA et maximisons l'absorptivité des cubes de nitrure. Les dimensions obtenues sont les suivantes :

- côté du cube de nitrure fixé à 200 nm ;

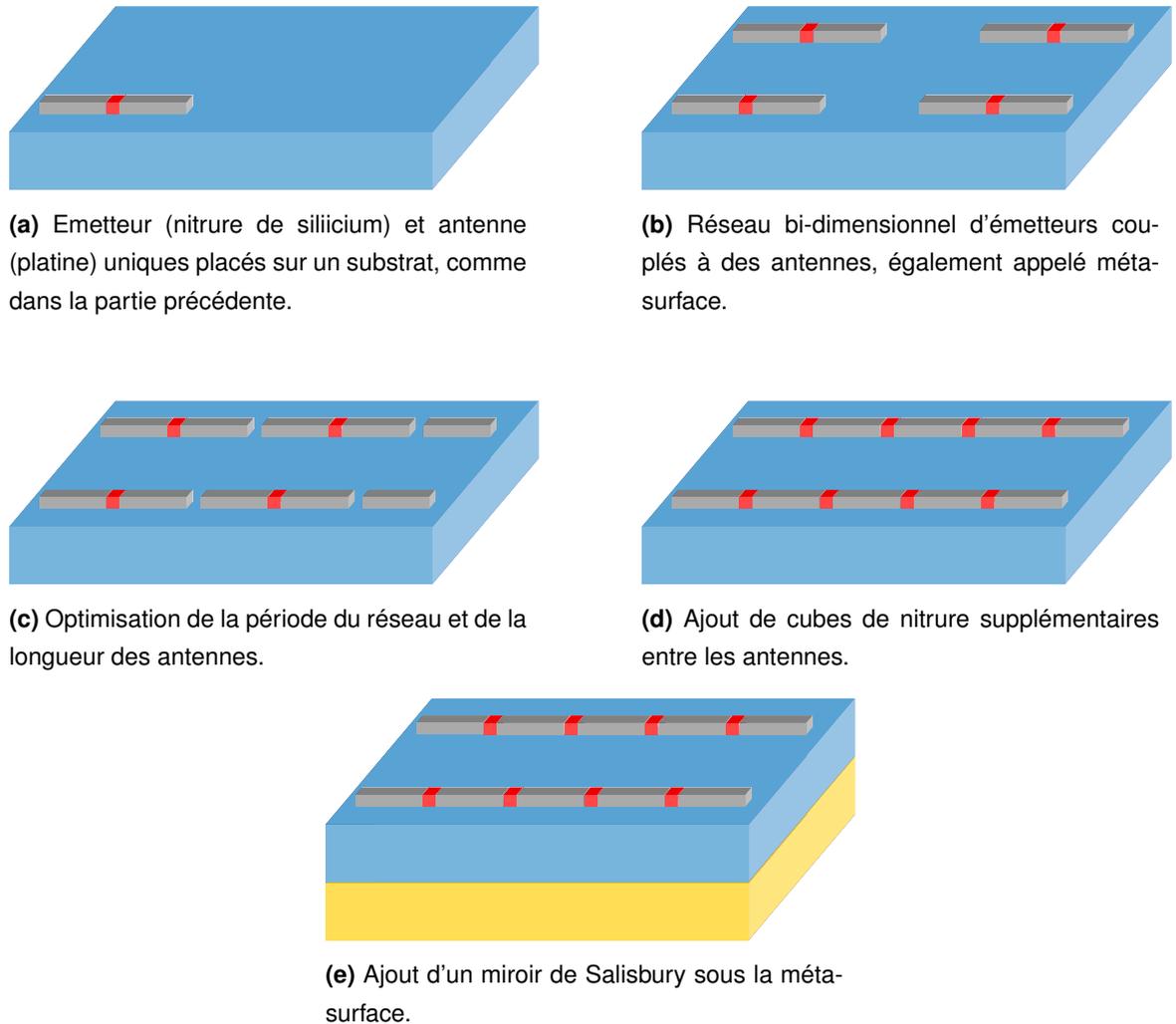


FIGURE 4.14 – Étapes d'optimisation de l'échantillon émetteurs et antennes couplés. En rouge : émetteurs en nitrure de silicium ; en gris : antennes en platine ; en bleu : substrat ou espaceur transparent ; en jaune : miroir métallique (or).

- longueur de l'antenne de platine : $2,34 \mu\text{m}$;
- période selon y : $2,33 \mu\text{m}$;
- épaisseur de la couche active $h_{ant} = 200 \text{ nm}$;
- épaisseur d'espaceur $h_{spacer} = 1,3 \mu\text{m}$

Nous pouvons alors calculer le spectre d'émissivité, représenté sur la figure 4.15.

Comment modéliser le comportement optique de ce réseau d'émetteurs couplés à des antennes ? Dans le cas où l'ensemble composé d'un émetteur et d'une antenne a un comportement dipolaire, il est possible de remplacer la métasurface par une couche homogène munie d'une permittivité effective. Nous suivons alors la démarche de l'article [RA'DI et al.

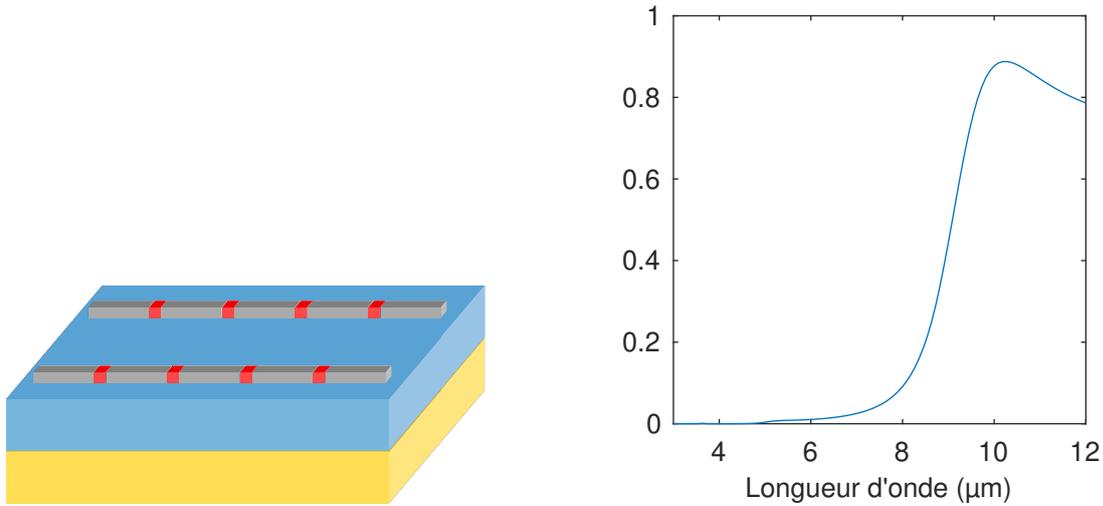


FIGURE 4.15 – Spectre d'émissivité des cubes de nitrure de silicium.

2015] qui traite de la réalisation d'absorbeurs optiquement fins, c'est-à-dire d'épaisseur très petite par rapport à la longueur d'onde. Ce problème est également traité par [LUO et al. 2014].

Nous avons en fait déjà donné un exemple d'une telle couche dès le chapitre 2. Une couche mince métallique absorbe au plus 50% du flux incident, cependant en ajoutant un miroir en-dessous, on atteint 100% dans la couche mince, ce qui est un cas particulier d'absorbeur parfait.

Dans le cas le plus général, la couche n'est pas forcément homogène. Considérons un réseau périodique bi-dimensionnel et faisons l'approximation que chaque cellule élémentaire du réseau comprend un dipôle électrique \mathbf{p} . Ainsi, il existe une densité de courant surfacique $\mathbf{J} = -\frac{i\omega\mathbf{p}}{S}$, où ω est la pulsation optique et S la surface d'une cellule élémentaire. Cette couche périodique peut donc être décrite par une polarisabilité α telle que $\mathbf{p} = \epsilon_0\alpha\mathbf{E}$ dans chaque cellule. \mathbf{E} désigne le champ électrique à l'intérieur de la couche. En supposant qu'il est essentiellement dans le plan (x,y) , il est tangentiel et donc continu à l'interface.

Nous pouvons encore la modéliser par une couche homogène d'épaisseur d et caractérisée par une permittivité effective ϵ_r . La densité de courant dans une telle couche vaut alors $\mathbf{r} = -i\omega\epsilon_0(\epsilon_r - 1)\mathbf{E}$, où \mathbf{E} est le champ à l'intérieur de la couche. En écrivant l'égalité des courants volumiques, il vient :

$$\epsilon_r = 1 + \frac{\alpha}{Sd}. \quad (4.13)$$

Deux possibilités sont alors envisagées : un absorbeur symétrique ou asymétrique.

Symétrique Dans le cas symétrique, il s'agit de produire une couche mince qui soit parfaitement absorbante lorsqu'on l'éclaire depuis le haut ou le bas. Comme nous l'avons déjà vu pour l'écran de Salisbury au chapitre 2, il n'est pas possible de réaliser une telle couche parfaitement absorbante avec une couche métallique. En fait, il est nécessaire que

le matériau soit magnétique, il existe alors deux courants, l'un électrique \mathbf{J}_e et l'autre magnétique \mathbf{J}_m . Dans ce cas, il faut que $Z_0 \mathbf{J}_e = \mathbf{e}_z \times \mathbf{J}_m$, où Z_0 est l'impédance du vide. Pour un réseau de dipôles, l'équation équivalente est $Z_0 \mathbf{p} = \mathbf{e}_z \times \mathbf{m}$, où m désigne le dipôle magnétique.

Asymétrique Le cas qui nous intéresse plus directement est le cas asymétrique puisque nous voulons une couche mince qui absorbe parfaitement lorsqu'elle est éclairée en incidence normale depuis le haut. Grâce à la loi de Kirchhoff, cela assure qu'elle émettra le maximum de puissance dans la direction normale à la surface.

Les deux articles précédemment cités traitent le cas où l'on ajoute un réflecteur directement sous la couche absorbante. Dans le cas où ce réflecteur est un conducteur électrique parfait (PEC), il n'est pas possible d'atteindre une absorption élevée puisque le PEC impose un champ électrique nul et qu'il est alors nul également dans la couche absorbante par continuité. En revanche, lorsque le réflecteur est un conducteur magnétique parfait (PMC), l'absorption peut atteindre 100% en incidence normale si :

$$\epsilon_r = \frac{i\lambda}{2\pi d}. \quad (4.14)$$

En utilisant que $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} = -i\omega\epsilon_0(\epsilon_r - 1)\mathbf{E}$, nous retrouvons alors l'expression pour une couche métallique uniforme, dans la limite où $\epsilon_r \gg 1$:

$$\sigma d = \epsilon_0 c. \quad (4.15)$$

Cependant il n'existe pas de matériau qui soit un conducteur magnétique parfait dans l'infrarouge. On en réalise un en prenant un conducteur électrique parfait (i.e. un métal) et en ajoutant une distance de $\lambda/4$: nous retrouvons là le principe de l'écran de Salisbury.

Toujours dans cette même limite, la valeur de la polarisabilité qui maximise l'absorption est $\alpha = i\frac{S\lambda}{2\pi}$. Remarquons alors que la section efficace d'extinction d'un dipôle est $\sigma_{ext} = k_0 \Im(\alpha)$ qui vaut alors S . De plus, pour des dipôles résonants, la section efficace d'absorption est $\sigma_{abs} = \sigma_{ext}/2$. On a finalement

$$\sigma_{abs} = S/2. \quad (4.16)$$

Ce résultat s'interprète qualitativement de la façon suivante. Nous avons donné une condition sur la conductivité d'une couche métallique pour réaliser une absorption totale. S'il s'agit en fait d'une couche de dipôles résonants, la condition pour obtenir absorption totale est de paver le plan de sorte que la surface géométrique d'une cellule élémentaire soit le double de la section efficace d'absorption d'un dipôle.

Ce modèle n'est pas suffisant a priori pour dimensionner précisément un échantillon, c'est pourquoi nous employons un calcul numérique via RCWA. Il permet cependant de décrire et de comprendre le mécanisme physique mis en œuvre.

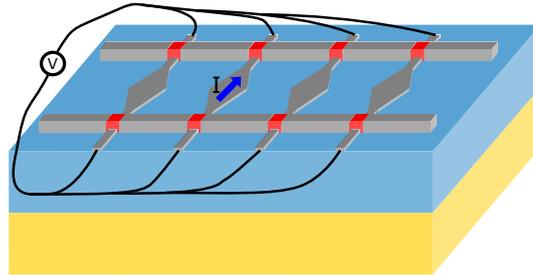


FIGURE 4.16 – Système de chauffage des nanoémetteurs. Un réseau de rails métalliques de section variables passe sous les nanoémetteurs de nitrure. Par conséquent, la puissance dissipée est maximale lorsque la section des rails est la plus faible, ce qui permet de chauffer préférentiellement les émetteurs.

B.2. Chauffage et thermique

La question qui se pose maintenant est comment moduler rapidement la température des cubes de nitrure de silicium ? En effet, pour les échantillons des chapitres 2 et 3, le chauffage s'effectuait facilement via la couche de platine, que ce soit une couche homogène ou un réseau. Dans la géométrie de la figure 4.14e, il n'est pas possible de faire passer un courant par les antennes de platine puisque le nitrure qui les relie deux à deux est isolant électrique.

Nous proposons donc d'ajouter un réseau de rails de chauffage, en platine également pour des raisons de tenue en température, qui permette de chauffer uniquement les émetteurs en nitrure, comme illustré sur la figure 4.16.

La section des rails de chauffage est variable, cela permet d'augmenter localement la résistance électrique sous les émetteurs. Ainsi, puisque le courant i est constant le long d'un rail, la puissance dissipée Ri^2 est plus importante, ce qui permet de chauffer davantage les émetteurs.

Nous vérifions ensuite que l'ajout de tels rails ne modifie pas significativement le comportement optique de l'échantillon. Pour cela nous les ajoutons au modèle RCWA précédent et calculons le spectre, représenté sur la figure 4.17.

C. Fabrication de l'échantillon

Même si cet échantillon n'a pas encore été fabriqué, nous avons conçu l'intégralité du protocole de fabrication. Il est détaillé en annexe A.

Le risque principal de la fabrication de cette structure est que le fluorure d'yttrium ne tienne pas à haute température. Dans ce cas, nous pourrions quand même produire un échantillon de ce type mais en renonçant à l'effet Salisbury. L'absorption serait alors limitée à 50% mais cela n'empêche pas d'obtenir un signal suffisant pour être mesuré.

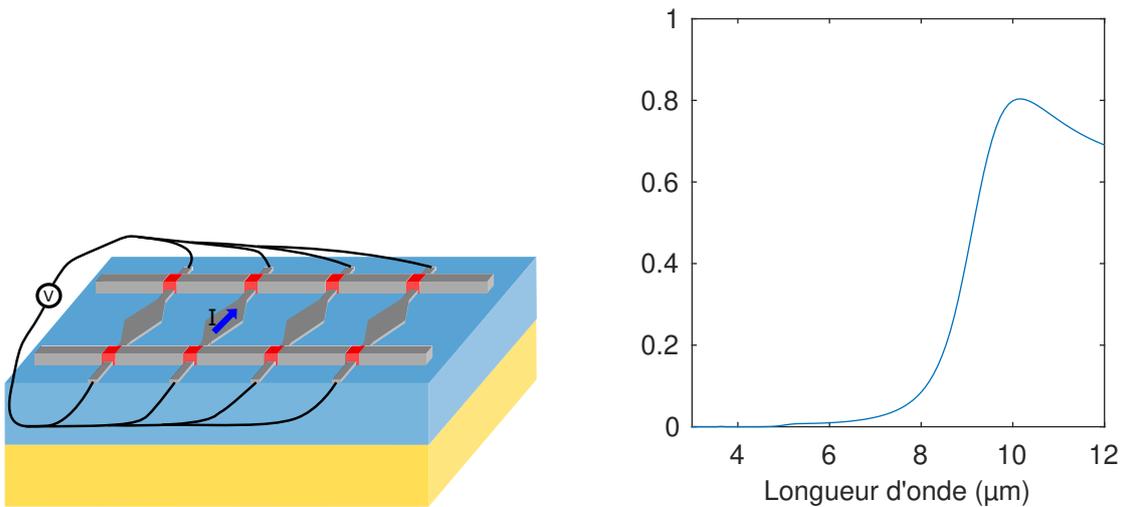


FIGURE 4.17 – Spectre d'émissivité des nanoémetteurs de nitrure dans la configuration avec les rails de chauffage.

Nous poserions alors la métasurface d'émetteurs et d'antennes directement sur un substrat transparent dans le moyen-infrarouge. Le choix de matériaux est plus vaste que pour les couches minces : nous utiliserions par exemple un substrat de fluorure de calcium CaF_2 (qui est transparent jusqu'à $\lambda = 9 \mu\text{m}$) ou de fluorure de baryum BaF_2 (qui est transparent jusqu'à $\lambda = 10 \mu\text{m}$).

Résumé

Cette nouvelle géométrie d'échantillons permettra donc de réaliser des échantillons avec une émissivité maximale en bande III, ce qui n'était pas possible avec les concepts des chapitres 2 et 3. La fréquence de modulation de la température devrait alors être aussi élevée que pour les chapitres précédents. En revanche, le procédé de fabrication envisagé, détaillé en annexe A est plus complexe puisqu'il nécessite un plus grand nombre d'étapes de lithographie électronique.

Conclusion

Dans le contexte de la réalisation de nouvelles sources infrarouge modulables, nous sommes proposés dans cette thèse de recourir à l'émission thermique. De plus, les caractéristiques du rayonnement de corps noir semblent limiter considérablement le contrôle de l'émission, nécessairement isotrope, à large spectre et non-polarisée. Cependant, dans le cas général, la luminance émise par un corps chaud est le produit de celle d'un corps noir à la même température et de l'émissivité. La fréquence de modulation de l'émission thermique est généralement limitée à quelques dizaines de hertz par l'inertie thermique [HILDENBRAND et al. 2010], c'est pourquoi les sources thermiques les plus rapides à ce jour reposent sur la modulation électrique de l'émissivité, la température de l'échantillon restant indépendante du temps [INOUE et al. 2014]. Cependant, de tels dispositifs sont actuellement limités à une fréquence de coupure de 600 kHz à cause d'effets capacitifs. De plus, les matériaux permettant d'obtenir le contrôle électrique ne peuvent pas être chauffés au-delà de 200 °C.

Afin d'atteindre des fréquences de modulation plus élevées, nous avons proposé un nouveau concept d'émetteurs, fondé sur la modulation de la température. Le temps de refroidissement d'un émetteur chaud posé sur un substrat est le temps de diffusion de la chaleur : il varie donc quadratiquement en fonction de l'épaisseur. Nous pouvons donc atteindre des fréquences de modulation de la température arbitrairement élevées en utilisant un émetteur de plus en plus fin. Le problème qui se pose alors est de trouver une géométrie d'émetteur fin dont l'émissivité soit la plus élevée possible, c'est-à-dire proche de 1. La loi de Kirchhoff habituelle ne permet pas de modéliser des objets anisothermes. Néanmoins, la loi de Kirchhoff locale introduite récemment [GREFFET et al. 2018] permet de le faire.

Dans le chapitre 2, nous avons proposé une structure fondée sur le principe de l'écran de Salisbury, dont la partie émettrice est une couche mince métallique d'une épaisseur d'environ 10 nm. Une telle couche placée dans le vide ne permet d'obtenir que 50% d'émissivité; cependant, l'écran de Salisbury consiste à placer un miroir en-dessous à une distance telle qu'on obtient des interférences constructives vers le haut. Ainsi l'émissivité de la couche mince peut atteindre 100%. Nous avons fabriqué et caractérisé des échantillons utilisant ce principe, ce qui nous a permis de démontrer la modulation de la température et donc du rayonnement thermique jusqu'à la dizaine de mégahertz. La température atteinte pour la caractérisation était de l'ordre de 100 °C mais il a été démontré expérimentalement que cette combinaison de matériaux (platine sur nitrure de silicium) tenait jusqu'à 650 °C, ce qui permettrait d'augmenter la température et donc le niveau de signal. Cette bonne tenue en température permet également de faire fonctionner l'échantillon en cycles de chauffage-refroidissement rapides pendant plusieurs heures ou plusieurs jours sans que les performances en soient altérées. En outre, cette robustesse de l'échantillon va de pair avec

une grande simplicité de fabrication puisqu'il ne requiert pas de lithographie électronique. Nous disposons ainsi d'une source infrarouge rapide alimentée électriquement, mais aussi compacte et facile à fabriquer.

Nous avons ensuite présenté une démonstration de source thermique rapide polarisée linéairement, ce qui fait l'objet du chapitre 3. Nous avons pour cela modifié la géométrie du chapitre 2 en remplaçant la couche mince métallique par un réseau sub-longueur d'onde. D'un point de vue électromagnétique, en utilisant l'homogénéisation, on montre que ce réseau est équivalent à une couche homogène métallique en polarisation TE et diélectrique en polarisation TM. Nous avons donc fabriqué un tel échantillon puis vérifié expérimentalement qu'il possède les mêmes caractéristiques dynamiques que le précédent, c'est-à-dire une modulation jusqu'à la dizaine de mégahertz, tout en émettant un rayonnement polarisé linéairement. Les températures atteintes pour cet échantillon sont plus élevées que le précédent, de l'ordre de 200 °C mais pour les mêmes raisons de bonne tenue à haute température, il serait possible de chauffer jusqu'à 650 °C et d'augmenter la puissance émise. De plus, le procédé de fabrication demeure simple, même s'il implique une étape de lithographie électronique, ce qui nous permet de disposer d'une source thermique rapide polarisée, compacte et facile à fabriquer.

Le chapitre 4 était consacré à la présentation de nouvelles structures contrôlant d'autres propriétés du rayonnement émis par incandescence. Après avoir démontré expérimentalement une source rapide polarisée linéairement, nous avons posé quelques bases pour la conception de sources rapides polarisées circulairement. Il est possible d'employer à nouveau l'écran de Salisbury en remplaçant la couche mince métallique par une métasurface de structures chirales. Nous avons alors démontré que ces structures chirales ne doivent pas être symétriques par rotation de 90°.

Tous ces échantillons émettent en bande II de l'infrarouge et il n'est pas possible de simplement les transposer en bande III : il n'existe pas de matériaux possédant les propriétés optiques nécessaires. Nous avons donc proposé une géométrie alternative, exposée dans l'article [SAKAT et al. 2018] : une métasurface d'émetteurs de nitrure de silicium dont l'absorptivité est exaltée par des nanoantennes de platine pour atteindre plus de 80% en bande III. La conception d'une structure de ce type pose donc le problème de l'optimisation de l'absorption dans une nanoparticule dipolaire grâce à une antenne placée à côté. Nous avons traité théoriquement cette question dans un article à paraître [SAKAT et al. 2019].

Nous avons donc démontré des sources thermiques en bande II modulables à la dizaine de mégahertz, non polarisées et polarisées linéairement. Nous pourrions envisager d'augmenter davantage la fréquence de modulation puisqu'elle n'est pas limitée intrinsèquement par la géométrie des échantillons. D'autres problèmes vont alors se poser qui relèvent essentiellement de l'électronique gigahertz : comment trouver un générateur qui délivre suffisamment de puissance à une fréquence élevée ? Comment concevoir les émetteurs mais aussi les fils de soudure et les supports d'échantillons pour garantir l'adaptation d'impédance ? Par ailleurs,

le contrôle d'autres propriétés du rayonnement émis constitue un prolongement intéressant de ce travail. Il fera l'objet de la thèse d'Anne Nguyen qui vient de débiter. Dans un premier temps, la réalisation expérimentale de sources polarisées circulairement offrirait de nombreuses applications et trancherait définitivement le débat sur la possibilité d'émettre du rayonnement thermique polarisé circulairement. Ensuite, la géométrie présentée en seconde partie du chapitre 4 présente l'avantage d'offrir de nombreux degrés de liberté : en modifiant la forme des antennes et en introduisant de l'asymétrie dans la structure, il sera possible de contrôler la direction d'émission du rayonnement thermique.

Procédés de fabrication des échantillons

Nous présentons dans cette annexe les méthodes employées pour la fabrication des échantillons présentés dans la thèse. Ces procédés ont été mis en œuvre dans la salle blanche de la plate-forme de technologie commune, partenariat entre l'Institut d'Optique *Graduate School*, l'École polytechnique et Thales Research and Technology (TRT). Le principe général est résumé sur la figure A.1. La première partie concerne les dépôts de couches minces qui constituent les premières étapes de fabrication communes à tous les échantillons. Nous détaillerons dans un second temps les procédés utilisés pour nanostructurer la couche active de chaque échantillon puis nous résumerons les dernières étapes communes à tous les échantillons pour les fixer sur un support et les alimenter électriquement. Enfin nous donnerons en détail les paramètres utilisés dans les différentes étapes de lithographie.

I. Premières étapes : dépôts de couches minces

Les procédés de fabrication mis en œuvre reposent tous sur un substrat de silicium dont le rôle est uniquement d'assurer le support mécanique de la structure. Nous utilisons des substrats Neyco WAFERS2-2FP dont les caractéristiques sont les suivantes : orientation $\langle 100 \rangle$, diamètre 2", poli double face, épaisseur 280 μm et résistivité comprise entre 1 et 20 $\Omega\text{ cm}$.

Nous commençons par déposer un miroir métallique puis un espaceur diélectrique transparent afin d'exploiter l'effet Salisbury, comme présenté sur la figure A.2. Les matériaux choisis diffèrent selon qu'on travaille en bande II ou en bande III de l'infrarouge mais dans l'ensemble, le processus reste le même.

A. Échantillons émettant en bande III

Pour les échantillons fonctionnant en bande III, c'est-à-dire celui proposé au chapitre 4 consistant en une métasurface d'émetteurs et d'antennes (cf. figure 4.16 page 106), le miroir est en or et l'espaceur transparent choisi est le fluorure d'yttrium.

Miroir L'or constitue un excellent miroir dans l'infrarouge mais il adhère mal sur le silicium à cause de la couche d'oxyde (SiO_2) native qui se forme en surface. C'est pourquoi

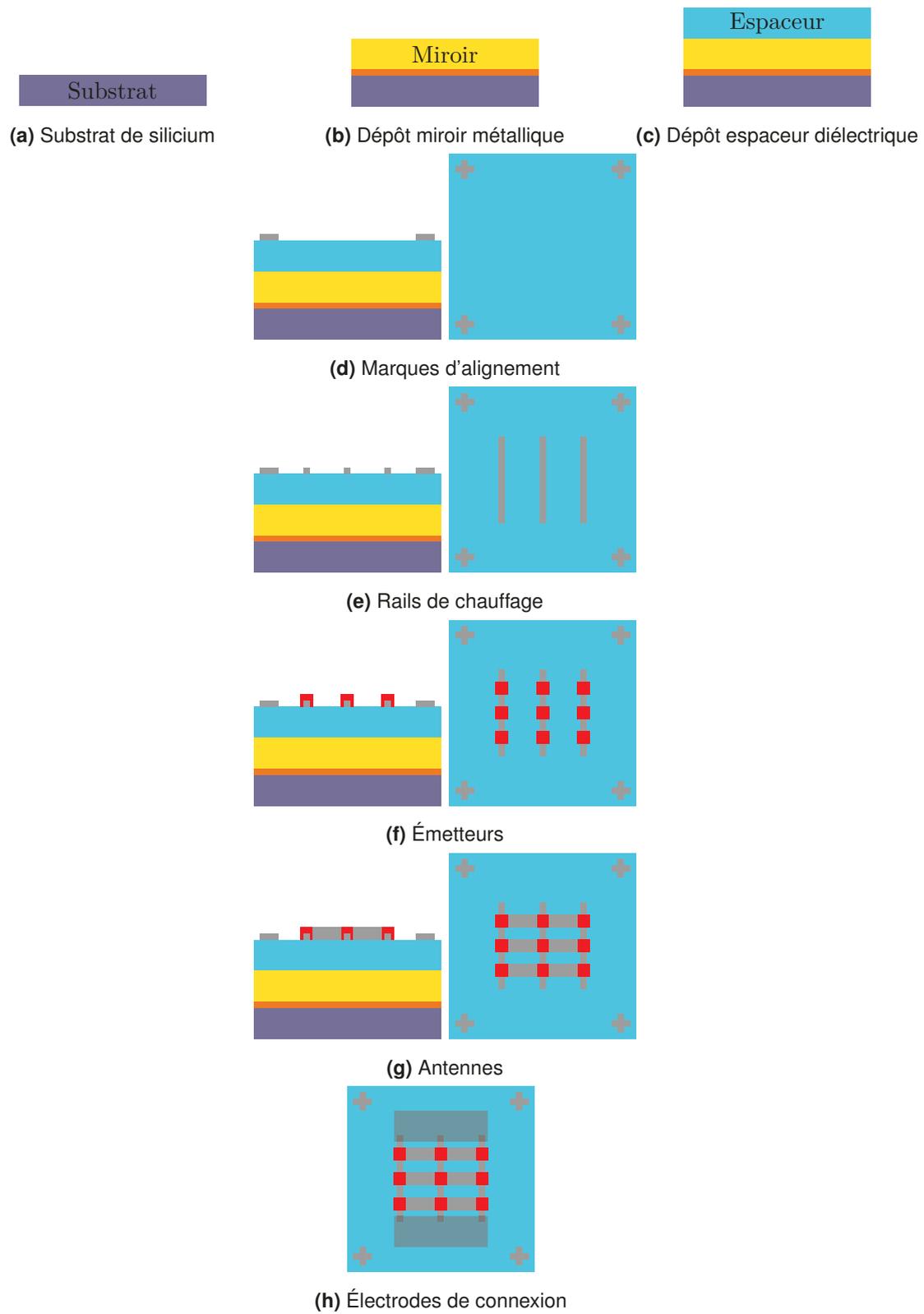


FIGURE A.1 – Protocole global de fabrication des échantillons



FIGURE A.2 – Premières étapes communes à tous les échantillons : dépôts de couches minces

on ajoute généralement une couche d'accrochage de quelques nanomètres qui empêche également la diffusion de l'or dans le silicium. Nous déposons donc une couche 3 nm de titane puis 200 nm d'or par évaporation par canon à électrons. La vitesse de dépôt de l'or est 1,5 nm/s et tous les dépôts métalliques sont effectués sur un bâti PLASSYS MEB 550S.

Espaceur Le fluorure d'yttrium est déposé par évaporation par canon à électrons avec une vitesse de dépôt de 0,5 nm/s sur un bâti PLASSYS. Cependant, il est difficile d'obtenir une couche stable de plus d'un micron d'épaisseur, pourtant requise puisqu'on veut atteindre $\lambda/4n$. En effet, les premières couches déposées adhéraient mal sur l'or, se décollaient dès qu'elles étaient trempées dans l'acétone et présentaient des craquelures lorsqu'elles étaient chauffées. Nous avons attribué ce comportement à la porosité importante de la couche de YF₃. De nouveaux essais en augmentant la température de l'échantillon jusqu'à 150 °C n'ont pas permis de résoudre le problème. Finalement, l'ajout de l'assistance ionique (*IAD : ion assisted deposition*) pendant le dépôt permet de rendre la couche plus dense et donne de bien meilleurs résultats en termes de tenue et de stabilité. On bombarde alors l'échantillon pendant le dépôt avec de l'argon ionisé grâce à un canon à ions dont l'énergie¹ est 100 eV et le courant 1 A. Cela permet de compacter davantage le film et augmente de ce fait la densité de la couche déposée.

B. Échantillons émettant en bande II

Pour les échantillons fonctionnant en bande II, c'est-à-dire l'écran de Salisbury du chapitre 2 (cf. figure 2.1) et le réseau du chapitre 3 (cf. figure 3.2), nous avons retenu pour l'espaceur le nitrure de silicium.

Miroir A priori nous aurions pu utiliser de l'or comme précédemment mais nous avons constaté que le nitrure de silicium adhéraient mal sur l'or. Finalement, nous le remplaçons par 100 nm de molybdène déposé par évaporation. La vitesse de dépôt est 0,2 nm/s.

1. Ces paramètres sont donnés à la source du canon. D'autres mesures ont par ailleurs permis de déterminer qu'on peut s'attendre à une chute de l'ordre de 60% sur l'échantillon. L'énergie serait donc environ 40 eV et le courant 400 mA.

Espaceur La couche de nitrure de silicium est ensuite déposée par dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (*PECVD : plasma-enhanced chemical vapor deposition*) à partir d'un mélange $\text{NH}_3/\text{N}_2/\text{SiH}_4$ à 175°C . Le réacteur utilisé est un NEXTRAL ND200 et la vitesse de dépôt est 7 \AA s^{-1} . Pour ce réacteur, les débits de gaz pour $\text{N}_2/\text{NH}_3/\text{SiH}_4$ sont 300/54/12 sccm, la pression 0,5 torr et la puissance RF 200 W.

C. Marques de positionnement

Une fois que ces couches minces préliminaires ont été déposées sur le substrat, nous préparons les étapes de structuration en déposant des marques de repérage et de positionnement de 100 nm d'épaisseur qui constituent alors le niveau 0 des étapes de lithographie détaillées dans la section suivante. Le métal choisi est le nickel car il présente un très bon contraste au microscope électronique. Pour cela, nous utilisons la lithographie laser avec le bâti KLOE DILASE 650 suivie d'un *lift-off* métallique, selon le protocole du paragraphe A. Cette opération de *lift-off* consiste en la libération d'une structure par dissolution du masque en résine dans un solvant approprié. Toutes les zones de résine disparaissent et ne laissent alors apparaître que les zones d'intérêt.

La vitesse de dépôt du nickel est 0,5 nm/s.

II. Couche active nanostructurée

Passons à présent à la couche active, celle qui contient à la fois les nanostructures optiques et le système de chauffage. Dans le cas général, il s'agit d'une métasurface dont les dimensions sont $100\ \mu\text{m}$ par $100\ \mu\text{m}$. Naturellement, le procédé de fabrication diffère selon l'échantillon, nous allons donc présenter successivement les échantillons des chapitres 2, 3 et 4.

A. Échantillon Salisbury

Pour l'échantillon du chapitre 2, la zone active est composée uniquement d'une plaque métallique homogène de $100\ \mu\text{m}$ par $100\ \mu\text{m}$ et d'une épaisseur de l'ordre de la dizaine de nanomètres. Nous utilisons donc la lithographie laser, avec le bâti KLOE DILASE 650, suivie d'un dépôt métallique et *lift-off* selon le protocole résumé sur la figure A.3. Les détails sont donnés dans le paragraphe A.

B. Échantillon réseau

Pour l'échantillon du chapitre 3, la zone active est cette fois-ci un réseau de platine de $20\ \text{nm}$ d'épaisseur dont les traits font $190\ \text{nm}$ de large et la période $595\ \text{nm}$. Nous avons donc utilisé la lithographie électronique suivie d'un dépôt métallique et *lift-off*, selon le protocole résumé sur la figure A.4. Les détails sont donnés dans le paragraphe B.

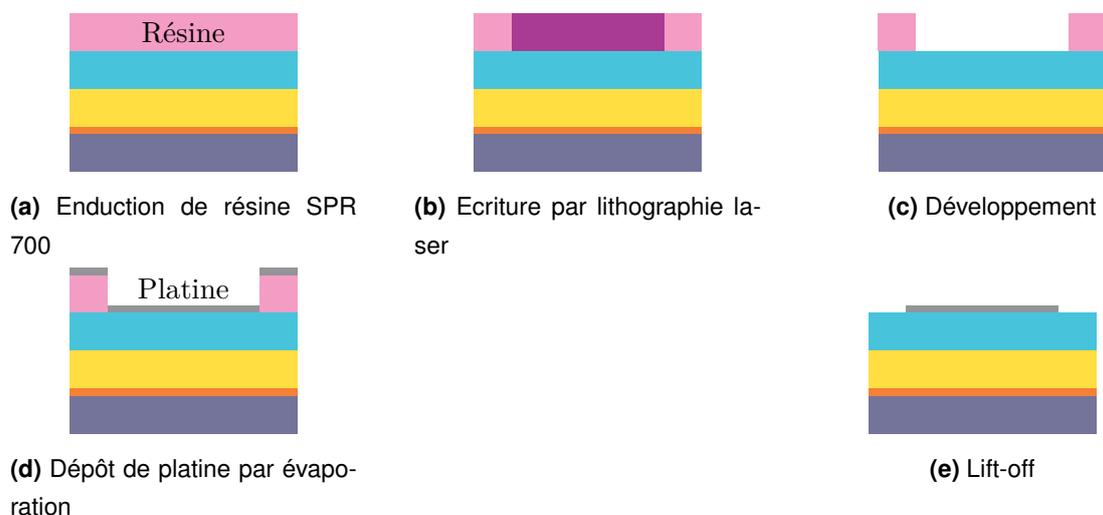


FIGURE A.3 – Lithographie laser et *lift-off* pour l'échantillon Salisbury

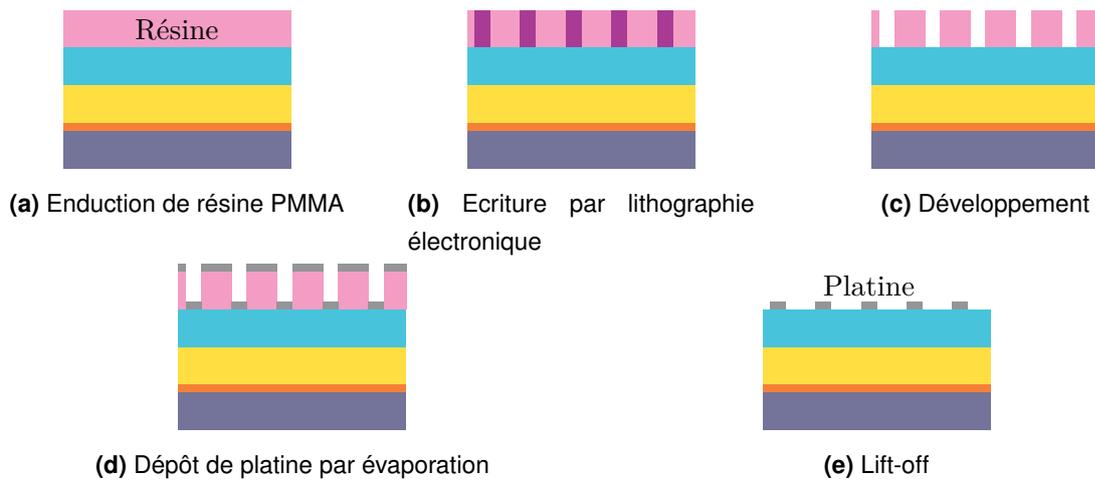


FIGURE A.4 – Lithographie électronique et *lift-off* pour l'échantillon réseau

C. Échantillon métasurface

L'échantillon du chapitre 4 est plus complexe car sa couche active comprend plusieurs éléments : des émetteurs chauds, en nitrure de silicium, entourés par des antennes froides, en platine et chauffés par un réseau de rails métalliques, en platine également. Présentons dans l'ordre les étapes de fabrication.

Rails de chauffage en platine Nous commençons par réaliser un réseau de rails de platine de section variable, de 20 nm d'épaisseur, par lithographie électronique puis *lift-off* (cf. paragraphe B.).

Émetteurs en nitrure de silicium Pour fabriquer des petits cubes en nitrure de silicium sur ces rails, nous ne pouvons pas utiliser le procédé classique de lithographie avec une résine positive et *lift-off*. En effet, le nitrure de silicium peut être déposé par pulvérisation ou PECVD et dans les deux cas, la méthode implique de créer un plasma sur l'échantillon, ce qui endommagerait la résine. Il faut donc procéder par lithographie puis gravure. Dans ce cas, si on utilisait une résine positive, il faudrait écrire sur toute la surface complémentaire aux émetteurs ; le temps d'écriture serait alors très long.

Nous employons donc une résine négative, la Ma-N, comme présenté dans le paragraphe C. ; ainsi l'écriture définit uniquement les émetteurs. L'écriture est suivie du dépôt de nitrure de silicium puis d'une gravure par *reactive ion etching* (RIE) dans un plasma $\text{SF}_6 - \text{O}_2$. Enfin pour retirer la résine, nous utilisons le solvant *Remover PG*, produit par la société MICROCHEM.

Antennes en platine Enfin nous ajoutons les antennes en platine par une étape supplémentaire de lithographie électronique, dépôt métallique et *lift-off* (cf. paragraphe B.).

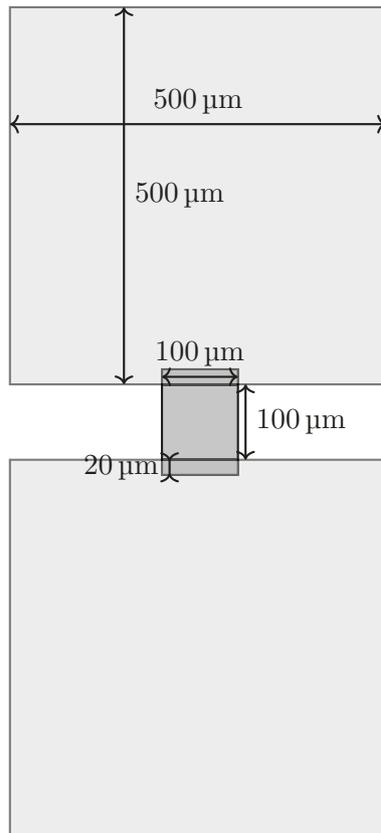


FIGURE A.5 – Schéma de l'implantation des électrodes.

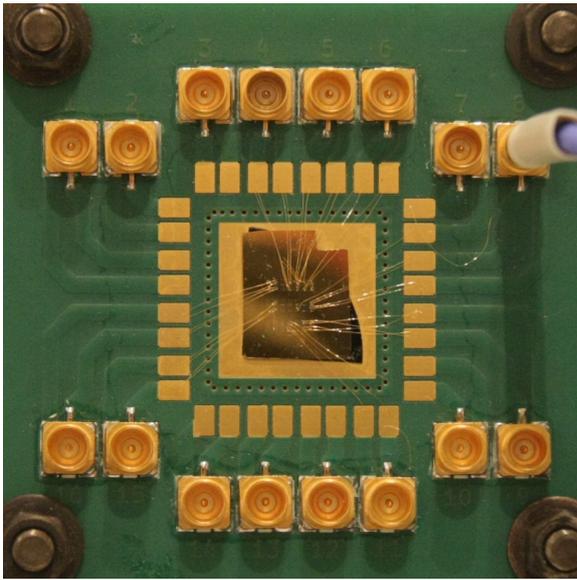
D. Électrodes de connexion

Cette dernière étape de lithographie est commune à tous les échantillons. En effet, pour pouvoir alimenter la zone active, nous ajoutons de part et d'autre deux électrodes de $500\ \mu\text{m}$ par $500\ \mu\text{m}$, comme représenté sur la figure A.5. Pour cela nous procédons par lithographie laser, suivie de dépôt métallique et *lift-off*. Ces électrodes sont constituées d'une première couche de $50\ \text{nm}$ de platine au contact de la zone active et d'une deuxième couche de $150\ \text{nm}$ d'or, adaptée pour réaliser ensuite une soudure à pontage par fil.

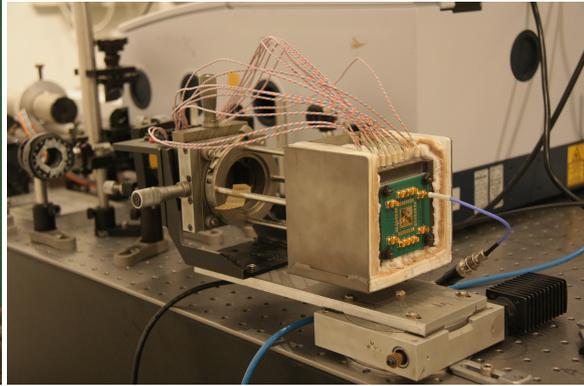
III. Finitions

Une fois que les étapes de fabrication sont terminées, il faut à présent fixer l'échantillon sur un support et le connecter pour pouvoir l'alimenter électriquement. Ces dernières étapes sont communes à tous les échantillons.

A. Support d'échantillon



(a) Vue du support d'échantillon



(b) Platine de rotation

FIGURE A.6 – Support d'échantillon

Pour assurer le support mécanique et électrique, nous avons conçu et fabriqué un support d'échantillon à partir d'une plaque de circuit imprimé représenté sur la figure A.6. Ce système permet de réutiliser un support préexistant comprenant une platine de rotation motorisée et muni de deux translations pour aligner l'échantillon avec le reste du dispositif optique.

De plus il comporte seize systèmes électriques avec deux électrodes métalliques reliées à un connecteur SMP (*sub-miniature push-on*). Cela permet donc de réaliser plusieurs réseaux sur un même échantillon et de les connecter en parallèle pour passer facilement de l'un à l'autre.

B. Connexion électrique

La connexion électrique de l'échantillon s'effectue en reliant les électrodes du support aux électrodes de l'échantillon. La première méthode pour ce faire est de réaliser un pontage

par fil (*wire bonding*) en utilisant une soudure à ultrasons. Quitte à agrandir les électrodes de l'échantillon, nous pouvons aussi employer une seconde méthode, plus simple, en soudant un fil de cuivre de part et d'autre avec de la laque d'argent.

IV. Protocoles de lithographie

Dans cette dernière section, nous donnons les détails des protocoles utilisés pour la lithographie laser et la lithographie électronique.

A. Lithographie laser

Enduction Nous utilisons un promoteur d'adhésion AP 3000 de *Dow Chemical Company* car les lithographies sont réalisées sur une couche diélectrique et la résine y adhère mal. Les paramètres d'enduction sont les suivants : vitesse de rotation 4000 tr/min, rampe d'accélération : 5 s, durée : 30 s. On enduit ensuite de résine SPR 700 - 1.2, avec les mêmes paramètres d'enduction. Puis on recuit pendant 1 min 30 s à 110 °C.

Écriture Les paramètres utilisés sur le bâti KLOE DILASE 650 sont : puissance 4%, vitesse 2 mm/s.

Développement L'échantillon est ensuite plongé dans une solution de MF CD 26 pendant 30 s à 45 s. On rince à l'eau désionisée puis on procède à un séchage sous flux d'azote.

Métallisation

Lift-off L'échantillon est plongé dans l'acétone pour retirer la résine. On rince à l'isopropanol puis on sèche sous flux d'azote.

B. Lithographie électronique avec une résine positive, PMMA

Enduction On commence par effectuer une dessiccation de l'échantillon pendant 5 min à 110 °C puis on le laisse refroidir pendant 5 min.

Nous utilisons le même promoteur d'adhésion AP 3000 avec les mêmes paramètres d'enduction que précédemment puis la résine PMMA A4 avec les mêmes paramètres d'enduction que précédemment.

Enfin on procède à un recuit pendant 5 min à 168 °C puis un refroidissement progressif² pendant 5 min.

Nous ajoutons un espaceur qui est une solution commerciale permettant une meilleure évacuation des charges pendant la phase d'écriture. Nous utilisons pour cela le 300Z de chez SHOWA DENKO. Les paramètres d'enduction sont les suivants : vitesse de rotation 3000 tr/min, rampe d'accélération : 5 s, durée : 30 s.

On termine par un recuit pendant 2 min à 110 °C.

2. Cela permet d'éviter l'apparition de contraintes dans la résine PMMA.

Écriture L'étape d'écriture est effectuée avec un nanomarqueur NanoBeam Limited NB3. Les paramètres du faisceau sont : énergie 80 keV et courant 2,5 nA.

Développement On commence par dissoudre l'espaceur dans l'eau désionisée.

Puis on développe par une solution de MIBK (*methylisobutylketon*) et d'isopropanol (1 : 3) pendant 45 s. Enfin on rince à l'isopropanol, suivi d'un séchage sous flux d'azote.

Métallisation

Lift-off L'échantillon est plongé dans l'acétone, puis rincé à l'isopropanol. On sèche enfin sous flux d'azote.

C. Lithographie électronique avec une résine négative, Ma-N

Enduction La résine Ma-N est utilisée pour graver le film de nitrure de silicium. Il est donc nécessaire, tout comme pour le PMMA, d'utiliser le promoteur d'adhésion AP3000. Les conditions d'enduction sont les mêmes que celles décrites dans les deux paragraphes précédents.

Puis on enduit de résine Ma-N 2403 avec les paramètres d'enduction suivants : 4000 tr/min / 5 s / 30 s.

Bien que l'espaceur 300Z soit conçu pour être utilisé avec les résines PMMA, les résultats en termes de dispersion de charges électriques sur la Ma-N sont satisfaisants. Par contre, afin de ne pas endommager la résine, il est nécessaire d'abaisser la température de recuit à 90 °C. Les paramètres d'enduction sont : 3000 tr/min / 5 s / 30 s.

Enfin, on recuit à 90 °C pendant 2 min.

Écriture L'étape d'écriture est effectuée avec un nanomasqueur NanoBeam Limited NB3. Les paramètres du faisceau sont : énergie 80 keV, courant 3,8 nA.

Développement On dissout l'espaceur dans l'eau désionisée puis on développe en utilisant le Ma-D525³ pendant 45 s. On rince à l'eau désionisée pendant 1 min30 s puis on sèche sous flux d'azote.

3. Il s'agit d'une solution commerciale aqueuse de TMAH (tétraméthyl-ammonium-hydroxyde).

Méthodes de caractérisation expérimentale

Dans cette annexe, nous détaillons les méthodes expérimentales employées pour caractériser les échantillons fabriqués. Dans un premier temps, nous verrons comment mesurer les propriétés dynamiques d'un échantillon (sa réponse fréquentielle), puis la méthode employée pour mesurer le spectre du rayonnement émis et enfin comment déterminer la température atteinte lors du fonctionnement.

I. Méthode de mesure de la réponse en fréquence du signal infrarouge

L'objectif principal que nous souhaitons atteindre avec l'ensemble des échantillons est de mettre en évidence une modulation rapide du rayonnement thermique, en modulant la température à haute fréquence. Pour caractériser la dynamique d'un système, nous pouvons en général procéder de deux façons :

- dans le domaine fréquentiel, on alimente le système avec une tension sinusoïdale et on observe l'amplitude des oscillations de la puissance émise ;
- dans le domaine temporel, on alimente le système avec une impulsion de tension et on mesure la durée de l'impulsion lumineuse émise.

Si le système est linéaire, ces deux approches sont équivalentes et on passe de l'une à l'autre par transformée de Fourier. C'est bien le cas ici, pour des élévations de température inférieures à 200 °C (cf. page 43 pour l'échantillon Salisbury et page 73 pour l'échantillon réseau).

A. Principe de mesure

Une difficulté récurrente de la mesure de rayonnement thermique est d'extraire la puissance émise par l'échantillon de ce que rayonne tout l'environnement à la température ambiante. On utilise généralement un hacheur optique (*chopper*) pour moduler le signal émis puis on en mesure l'amplitude au moyen d'une détection synchrone. Dans le cas qui nous intéresse, le signal est modulé électriquement donc nous pouvons utiliser directement une détection synchrone. Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure B.1a.

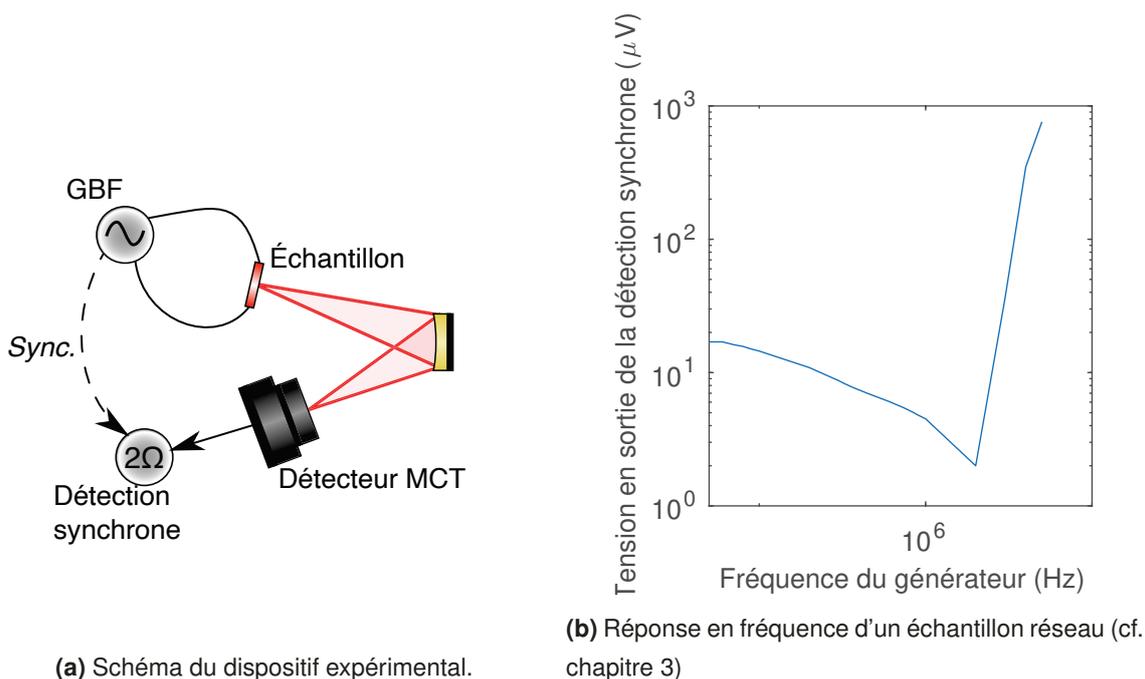


FIGURE B.1 – Méthode de mesure de la réponse en fréquence du signal infrarouge avec une détection synchrone

Le générateur basse fréquence (GBF) impose aux bornes de l'échantillon une tension sinusoïdale $U(t) = U_0 \cos(\Omega t)$. D'un point de vue électrique, l'échantillon se comporte comme une résistance R .¹ Pour simplifier, considérons dans ce paragraphe que R ne dépend pas de la température. Par effet Joule, on dissipe donc une puissance instantanée $U^2(t)/R = U_0^2[1 + \cos(2\Omega t)]/2R$ qui comprend une composante statique et une composante harmonique à 2Ω . La température peut donc s'écrire $T(t) = T_0 + \Delta T_{DC} + \Delta T_{AC} \cos(2\Omega t + \phi)$ et la puissance rayonnée est également la somme d'une composante statique et d'une composante à 2Ω . Comme présenté sur la figure B.1a, la détection synchrone à 2Ω donne directement l'amplitude de modulation du signal qu'on trace en fonction de la fréquence sur la figure B.1b.

Le GBF choisi est un générateur Aim&TTi TGP3152, deux voies, de fréquence maximale 50 MHz. Ce modèle permet notamment de délivrer des tensions d'amplitude 20 V_{PP} (crête à crête) sur une charge de 50 Ω. Le détecteur retenu est le Kolmar KMPV11-0,5-J1. Il s'agit d'une photodiode tellurure de mercure-cadmium (MCT) de taille 0,5 mm × 0,5 mm. Enfin la détection synchrone haute fréquence est le Zürich Instruments HF2LI dont la bande passante est 50 MHz.

1. Nous l'avons vérifié par une mesure avec un impédance-mètre.

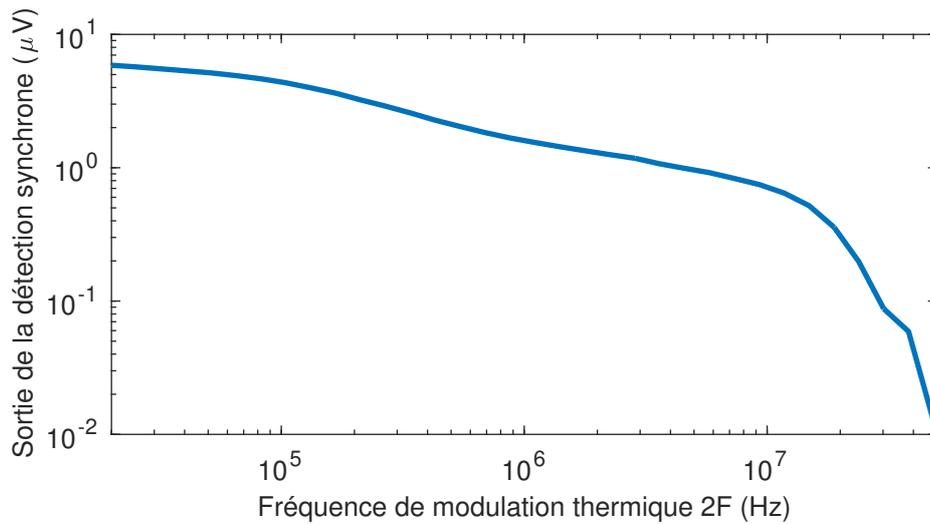


FIGURE B.2 – Réponse en fréquence de l'échantillon réseau du chapitre 3 en ayant appliqué la méthode décrite en complément page 139 pour éliminer la contribution du rayonnement parasite.

B. Émission parasite dans les ondes radio

Sur la figure B.1b nous constatons qu'au-delà d'une fréquence de quelques mégahertz le signal semble augmenter fortement. Ce parasite disparaît quand on éteint le GBF mais n'est pas un signal optique puisqu'il demeure même lorsqu'on cache le détecteur : nous l'attribuons donc à un rayonnement d'ondes radio. En effet, à ces fréquences, les fils de soudure entre les électrodes de connexion et le support d'échantillon se comportent comme des antennes traversées par un courant oscillant et émettent donc un rayonnement électromagnétique. Nous renvoyons au complément page 139 pour les détails des modifications apportées à l'expérience pour pallier ce rayonnement parasite.

C. Fréquence de coupure du détecteur MCT

Une fois réglé ce problème de rayonnement parasite, nous pouvons caractériser un échantillon jusqu'à 50 MHz et obtenons la figure B.2. Nous observons alors une fréquence de coupure d'environ 20 MHz qui peut donc correspondre à la coupure du détecteur, annoncée par le constructeur à 38 MHz à partir d'une mesure de temps de montée. Nous avons tout de même caractérisé la réponse du détecteur pour s'en assurer.

La dynamique d'un détecteur est fréquemment évaluée par sa bande passante (BW). En considérant qu'il s'agit d'un système du premier ordre de constante de temps τ , la bande passante vaut $\frac{1}{2\pi\tau}$. Pour la déterminer expérimentalement, on utilise couramment la relation $BW \cdot t_{10-90} = 0,35$, où t_{10-90} désigne le temps de montée de 10 à 90%, qui doit être mesuré sur une réponse à un échelon. Elle s'établit directement en utilisant le fait que

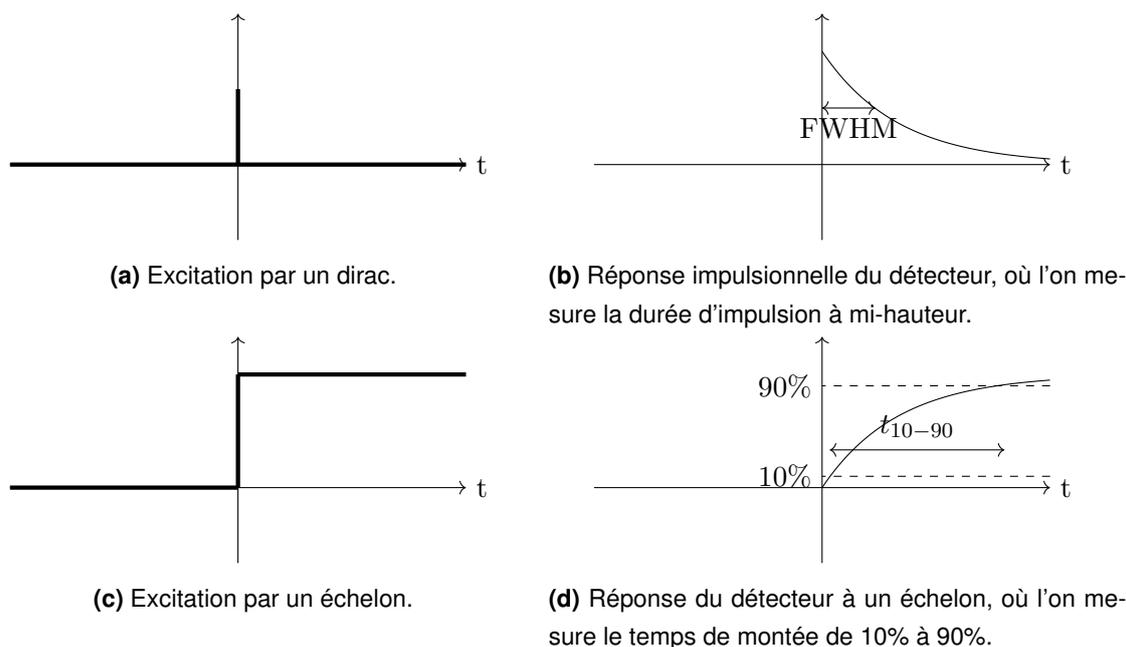


FIGURE B.3 – Réponse impulsionnelle et réponse à un échelon d'un système passe-bas du premier ordre.

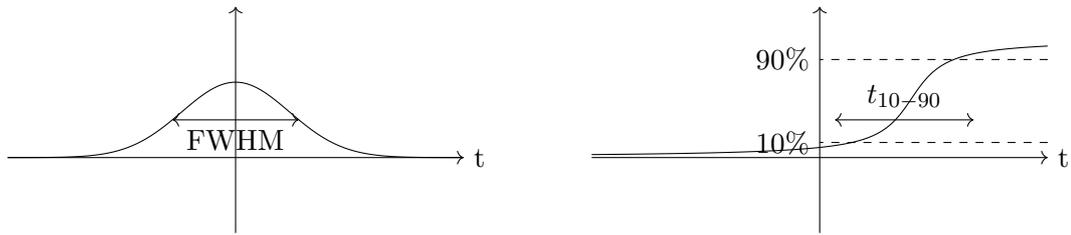
$t_{10-90} = \tau \ln(9)$. Cependant, la mesure la plus facile à mettre en œuvre expérimentalement est la réponse impulsionnelle.

Nous mesurons une réponse impulsionnelle en envoyant une impulsion laser femtoseconde dans le proche-infrarouge. On peut en effet considérer qu'il s'agit d'une excitation infiniment courte par rapport au temps de réponse du détecteur. Nous pouvons alors mesurer la durée à mi-hauteur (FWHM). Comme le système est linéaire, nous pouvons établir une relation entre FWHM et t_{10-90} .

Commençons par un cas idéal en excitant le système par un dirac (réponse impulsionnelle), comme présenté sur la figure B.3. La réponse est alors $\exp(-t/\tau)$, où τ est la constante de temps du système. La durée à mi-hauteur est donc $\text{FWHM} = \tau \ln(2)$. La réponse à une fonction de Heaviside (échelon) est $1 - \exp(-t/\tau)$, donc $t_{10-90} = \ln(9)\tau$. Et par conséquent $t_{10-90} \approx 3,2\text{FWHM}$.

En réalité, la réponse impulsionnelle ne peut pas avoir un front montant parfaitement vertical comme sur la figure B.3b : on obtient alors comme réponse une impulsion asymétrique de forme arbitraire. Pour simplifier, considérons que l'impulsion obtenue est gaussienne. Si le système est bien linéaire, nous pouvons déduire la réponse à un échelon en intégrant la réponse impulsionnelle, nous obtenons alors une fonction erreur de Gauss, notée erf, comme illustré sur la figure B.4. Dans ce cas, la relation entre la durée à mi-hauteur de la réponse impulsionnelle et le temps de montée de la réponse à un échelon devient : $t_{10-90} = 1,1\text{FWHM}$.

Nous avons donc mesuré la réponse impulsionnelle du détecteur en envoyant une impul-



(a) Réponse impulsionnelle du détecteur, où l'on mesure la durée d'impulsion à mi-hauteur. (b) Réponse du détecteur à un échelon, où l'on mesure le temps de montée de 10% à 90%.

FIGURE B.4 – Réponse impulsionnelle du détecteur en modélisant l'impulsion par une fonction gaussienne.

sion femtoseconde, produite par un amplificateur paramétrique optique (OPA). La durée d'autocorrélation est 190 fs, soit une largeur à mi-hauteur de 134 fs pour une impulsion gaussienne, et la longueur d'onde centrale est $1,7 \mu\text{m}$. Sur la réponse impulsionnelle, nous avons mesuré $\text{FWHM} \approx 20 \text{ ns}$, conduisant donc à une bande passante de 16 MHz.

Sébastien Cosme a également utilisé le même détecteur MCT dans sa thèse [COSME 2019]. Il a caractérisé sa réponse en fréquence en utilisant un laser à cascade quantique et a obtenu une fréquence de coupure à -3 dB de 32 MHz. La différence entre nos deux mesures peut être expliquée par le fait que nous avons utilisé la relation $t_{10-90} = 1,1\text{FWHM}$, valable pour une impulsion gaussienne. Si la forme de l'impulsion est différente, la relation change, ce qui implique que notre mesure n'est pas quantitative. L'accord reste tout de même bon entre les deux mesures, la nôtre dans le domaine temporel et celle de Sébastien Cosme dans le domaine fréquentiel.

En conclusion, cela permet bien d'attribuer la coupure observée au détecteur MCT et non à l'échantillon.

II. Méthode de mesure du spectre

Après avoir étudié le comportement fréquentiel de l'échantillon, nous passons à la mesure du spectre. Nous utilisons un spectromètre à transformée de Fourier (FTIR) avec une séparatrice en bromure de potassium (KBr) permettant de mesurer dans le moyen infrarouge entre 2 et 20 μm .

A. Spectromètre infrarouge à transformée de Fourier

Rappelons rapidement le principe de la mesure : il s'agit en fait d'un interféromètre de Michelson dans l'infrarouge qui permet, en introduisant une différence de marche entre les deux bras, de tracer l'interférogramme du rayonnement, c'est-à-dire la fonction d'autocorrélation du champ émis. Quel est alors le lien entre cet interférogramme et le spectre ?

Soit $E(t)$ le champ électrique rayonné, c'est un processus aléatoire, stationnaire et ergodique. L'intensité est alors $I_0 = \langle E(t)^2 \rangle$. Dans ce cas, l'interféromètre donne $E(t) + E(t - \tau)$ et le détecteur placé en sortie en mesure l'intensité $I(\delta) = \langle [E(t) + E(t - \tau)]^2 \rangle = 2I_0 + \langle E(t)E(t - \tau) \rangle$, où $\tau = \delta/c$ est le retard introduit dans l'un des bras. En utilisant le théorème de Wiener-Khinchine, on peut écrire que la transformée de Fourier de la densité spectrale de puissance du champ émis est égale à sa fonction d'autocorrélation. Par conséquent, en calculant la transformée de Fourier inverse de l'interférogramme, nous obtenons le spectre : $S(\sigma) = \text{TF}^{-1}[I(\delta)]$, avec σ le nombre d'onde en cm^{-1} .

B. Mesure en réflexion

La première mesure permettant de caractériser spectralement les échantillons est celle de la réflectivité.

L'échantillon est éclairé par un global pour avoir un spectre large de type corps noir et on collecte le rayonnement réfléchi par l'échantillon. Dans un second temps, on mesure la réflexion par une surface d'or dans les mêmes conditions expérimentales pour normaliser. En considérant que l'or a une réflectivité proche de 1 dans l'infrarouge, le facteur de réflexion s'obtient en divisant l'un par l'autre.

Les échantillons que nous avons fabriqués mesurent 100 μm par 100 μm . Il est donc nécessaire d'utiliser un microscope pour focaliser le flux émis par le global et collecter le flux réfléchi par l'échantillon. C'est pourquoi nous avons effectué ces mesures sur un FTIR ThermoScientific Nicolet équipé d'un microscope infrarouge, avec l'aide d'Adel Bousseksou (C2N). Ce microscope comprend un objectif Cassegrain $\times 16$ et des couteaux réglables qui permettent de sélectionner uniquement le rayonnement réfléchi par l'échantillon et non le reste du substrat.

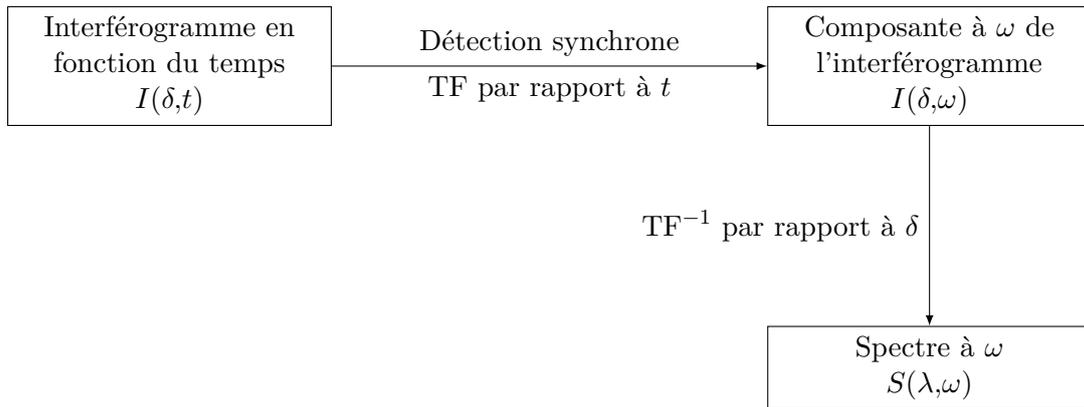


FIGURE B.5 – Principe de la mesure en *step-scan*.

C. Mesure en émission

Dans un second temps, nous effectuons des mesures du spectre du rayonnement émis par l'échantillon chauffé par effet Joule. Dans ce cas, la seule source de rayonnement modulé dans l'infrarouge est l'échantillon : il n'est pas nécessaire d'utiliser un microscope. Cependant nous utilisons une détection synchrone pour isoler la composante modulée du signal. Ces mesures sont réalisées avec un FTIR Bruker vertex v70.

N.B. Pour ces mesures de spectre, nous nous plaçons à une fréquence inférieure 1 MHz pour ne pas avoir à traiter le rayonnement parasite comme dans la section précédente.

C.1. Méthode *step-scan*

Habituellement le FTIR déplace continûment l'un des deux miroirs pour tracer l'interférogramme. Cependant, lorsque le signal émis par l'échantillon est faible par rapport au rayonnement ambiant comme c'est le cas ici, on peut le moduler à une fréquence F et utiliser une détection synchrone pour filtrer uniquement la fréquence qui nous intéresse. Dans ce cas, le miroir se déplace pas à pas (*step-scan*) et pour chaque position, une détection synchrone donne la composante à la fréquence F de l'autocorrélation.

Une utilisation habituelle du mode *step-scan* consiste à mesurer le signal émis par un échantillon à une température fixée en ajoutant un hacheur sur le chemin optique, afin de moduler le signal reçu par le détecteur. Par rapport au cas précédent, nous devons donc distinguer deux échelles de temps. Le champ électrique est toujours un processus aléatoire stationnaire et ergodique, qui varie à une fréquence $c/\lambda \approx 1 \times 10^{14}$ Hz. Cependant l'amplitude du signal est modulée à une fréquence F bien plus lente, généralement autour de 1 kHz. Par conséquent, l'interférogramme $I(\delta, t)$ dépend du temps à cette fréquence F et on peut utiliser une détection synchrone. Le principe de la mesure est résumé sur la figure B.5.

Pour nos mesures, la situation est différente puisque le signal émis par l'échantillon

est intrinsèquement modulé par la modulation de la température. Le spectre émis par l'échantillon varie en fonction du temps. Ainsi, il n'est pas possible de considérer que le champ électrique est un processus aléatoire *stationnaire* pendant la durée de l'expérience. Nous ne pouvons donc pas appliquer directement le théorème de Wiener-Khinchine qui sous-tend le principe du FTIR.

Cependant, lorsque l'oscillation de température ΔT_{AC} n'est pas trop grande par rapport à $T_0 + \Delta T_{DC}$, nous pouvons linéariser et écrire :

$$L_0[\lambda, T_0 + \Delta T_{DC} + \Delta T_{AC} \cos(2\Omega t), \lambda] = L_0(\lambda, T_0 + \Delta T_{DC}, \lambda) + \Delta T_{AC} \cos(2\Omega t) \frac{\partial L_0}{\partial T}(T_0 + \Delta T_{DC}, \lambda). \quad (\text{B.1})$$

En utilisant une détection synchrone à 2Ω , nous mesurons donc avec le FTIR l'interférogramme qui correspond au terme $\Delta T_{AC} \frac{\partial L_0}{\partial T}(T_0 + \Delta T_{DC}, \lambda)$. On peut à nouveau définir un spectre qui concerne la partie modulée du signal est qui est donné par la dérivée de la fonction de Planck multipliée par l'émissivité.

Notons que pour tenir compte de l'influence de la réponse spectrale du détecteur utilisé ainsi que de l'ensemble de la chaîne de mesure, nous mesurons également le spectre d'une source de type corps noir calibré à une température donnée. Cela nous permet donc d'obtenir la courbe de réponse spectrale du détecteur ; nous pouvons alors diviser toutes les spectres mesurés par cette référence afin de supprimer l'influence du détecteur.

C.2. Paramètres utilisés

FTIR La mesure en *step-scan* est généralement longue puisqu'il faut attendre pour chaque point de l'interférogramme la stabilisation de la détection synchrone. Nous choisissons donc une résolution de 64 cm^{-1} qui est juste suffisante pour reproduire correctement les structures spectrales de l'émissivité des échantillons considérés. Ainsi, la résolution n'est pas limitée par la taille du diaphragme, nous l'avons donc ouvert au maximum, à 8 mm. De plus, la détection synchrone permet de sélectionner uniquement le signal émis par l'échantillon et d'éliminer l'arrière-plan. Le détecteur utilisé est un MCT Infrared Associates D316/6 (commercialisé par Bruker) installé dans le FTIR.

Échantillon L'échantillon est à nouveau alimenté par le générateur TTi avec une tension sinusoïdale. Nous choisissons l'amplitude la plus grande possible pour maximiser la puissance émise, soit 20 V_{PP} . Enfin la fréquence de la tension d'alimentation est fixée à 10 kHz. Ce choix résulte d'un compromis. D'une part il faut une fréquence suffisamment élevée pour dépasser le bruit en $1/F$. D'autre part, elle doit rester suffisamment basse car le signal émis par l'échantillon décroît et que le détecteur MCT coupe lui aussi.

III. Mesure de la température

Enfin, afin de pouvoir étayer les mesures précédentes, nous avons besoin de déterminer la température atteinte par l'échantillon lors du chauffage. En effet, pour une mesure de réponse en fréquence, le signal émis par l'échantillon à une fréquence donnée dépend directement de l'amplitude d'oscillation de la température. Et lorsqu'on mesure un spectre, on ne peut déterminer l'émissivité qu'en connaissant la température à laquelle est porté l'échantillon.

Pour cela, nous allons nous appuyer sur le fait que la résistance du platine dépend fortement de la température. Ainsi, quel que soit l'échantillon, le système de chauffage (plaque métallique, réseau, rails) en platine joue également le rôle de système de mesure. La dépendance en température de la résistance du platine est d'ailleurs utilisée par le comité international des poids et mesures dans la définition actuelle de l'échelle internationale de température de 1990 (EIT-90)[MESURES 1989].

A. Lien entre résistance électrique et température

A.1. Échelle théorique

Commençons par utiliser cette norme de définition de la température pour montrer la variation de la résistance du platine en fonction de la température. Soit $W = R(T)/R(T = 0^\circ\text{C})$ le rapport entre la résistance à une température T et la résistance au point triple de l'eau, c'est-à-dire 273,16 K. Alors, dans le domaine allant de 0°C à $961,78^\circ\text{C}$ (point de congélation de l'argent), la fonction de référence des thermomètres à résistance de platine est donnée par :

$$W(T) = C_0 + \sum_{i=1}^9 C_i \left(\frac{T - 754,15}{481} \right)^i, \quad (\text{B.2})$$

où les C_i désignent des coefficients tabulés. Cette relation peut s'inverser pour donner la température en fonction de la résistance :

$$T - 273,15 \text{ K} = D_0 + \sum_{i=1}^9 D_i \left[\frac{W(T) - 2,64}{1,64} \right]^i, \quad (\text{B.3})$$

où les D_i sont des coefficients calculés en fonction des C_i . Ces expressions polynomiales de degré 9 constituent la référence pour la mesure de température à partir de la résistance d'un thermomètre de platine.

En l'occurrence, nous ne cherchons pas à mesurer des températures avec une grande précision sur une plage aussi étendue donc nous allons nous limiter au premier ordre dans l'équation B.3, c'est-à-dire considérer une température qui ne s'éloigne pas trop de 0°C . Il

nous faut donc faire un développement limité autour de $W = 1$. Il vient alors :

$$T - 273,15 \text{ K} = \sum_{i=0}^9 D_i (-1)^i + \left[\sum_{i=1}^9 \frac{-i(-1)^i D_i}{1.64} \right] (W - 1), \quad (\text{B.4})$$

$$T - 273,15 \text{ K} = 0,01 + 250,72(W - 1). \quad (\text{B.5})$$

Notons que la température du point triple de l'eau qui sert de référence est bien 273,16 K et 0,01 °C mais que la différence entre kelvin et celsius est de 273,15 K.

Enfin, plutôt que d'utiliser comme référence la résistance du platine à 0 °C, nous souhaitons mesurer des écarts par rapport à la température ambiante, c'est-à-dire 20 °C. Soit R_0 la résistance de l'échantillon à l'ambiante, l'équation B.5 devient alors :

$$T - 273,15 \text{ K} = 20,01 + 250,72 \left(\frac{R}{R_0} - 1 \right). \quad (\text{B.6})$$

ou plus simplement en °C et en négligeant le décalage de 0,01 K,

$$T = 20 \text{ °C} + 250,72 \left(\frac{R}{R_0} - 1 \right), \quad (\text{B.7})$$

ou encore en écrivant l'élévation de température :

$$\Delta T = 250,72 \left(\frac{R}{R_0} - 1 \right). \quad (\text{B.8})$$

L'équation B.8 donne donc la détermination théorique de la température à partir d'un thermomètre de platine mais le coefficient donné par l'échelle internationale de température n'est valable a priori que pour un thermomètre bien calibré. Dans le cas de nos échantillons, l'épaisseur de platine déposé est de l'ordre de la dizaine de nanomètres donc on peut s'attendre à ne pas obtenir la même valeur que pour un matériau massif.

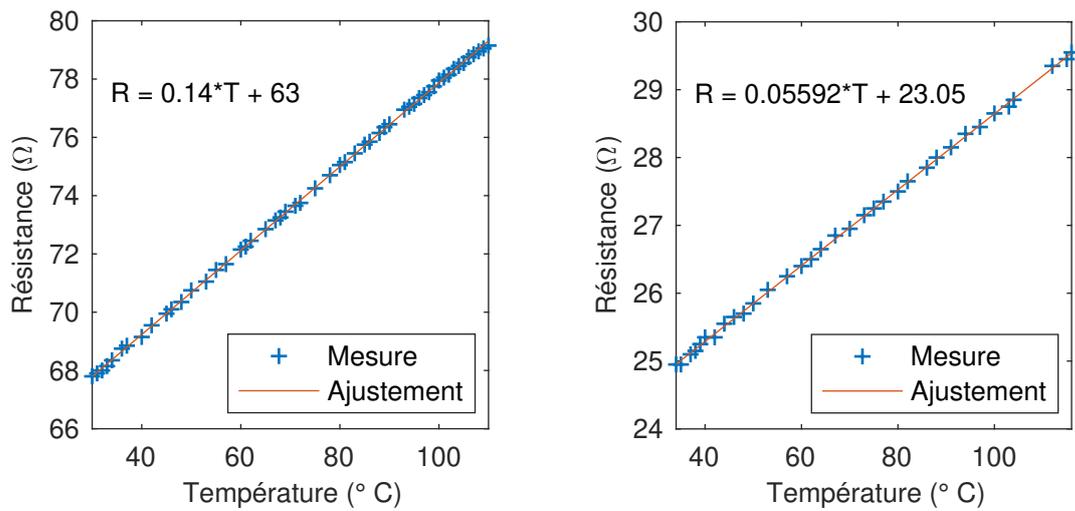
A.2. Étalonage pour un échantillon réel

Il est alors nécessaire d'étalonner le thermomètre à résistance de platine constitué par chacun des échantillons. Pour cela, nous avons posé l'échantillon sur une plaque chauffante dont la température est mesurée par un thermocouple. En laissant décroître lentement la température, nous avons mesuré la valeur de la résistance en utilisant un multimètre.

Les mesures pour les échantillons des chapitres 2 et 3 sont présentées sur la figure B.6. Dans la plage de température explorée, la dépendance de la résistance est linéaire et nous effectuons donc un ajustement des deux séries de mesures par une droite.

Nous pouvons alors réécrire ces relations linéaires sous la forme de l'équation B.8, il vient pour l'échantillon Salisbury :

$$\Delta T = 470 \left(\frac{R}{R_0} - 1 \right), \quad (\text{B.9})$$



(a) Échantillon Salisbury en platine (cf. chapitre 2) (b) Échantillon réseau en platine (cf. chapitre 3)

FIGURE B.6 – Mesure de la résistance électrique d'un échantillon en platine en fonction de la température imposée par une plaque chauffante.

et pour l'échantillon réseau :

$$\Delta T = 432 \left(\frac{R}{R_0} - 1 \right). \quad (\text{B.10})$$

Les coefficients ainsi déterminés sont du même ordre de grandeur que le coefficient théorique mais ils diffèrent quantitativement, notamment à cause du dépôt du platine en couche mince.

B. Mesure de la résistance

Une fois établie la relation entre la température et la résistance du platine, le problème se résume à la mesure de la résistance de l'échantillon. Pour cela, nous plaçons simplement en série une résistance de valeur connue qui nous permet de mesurer le courant, comme illustré sur la figure B.7 page 136. Connaissant la tension aux bornes de l'échantillon, on peut alors en déduire la résistance.

Comme un oscilloscope ne mesure que des tensions référencées à la masse, on ne peut pas mesurer directement U_{ech} mais on peut déterminer la résistance en calculant

$$R_{ech} = R_1 \frac{U_2 - U_1}{U_1}. \quad (\text{B.11})$$

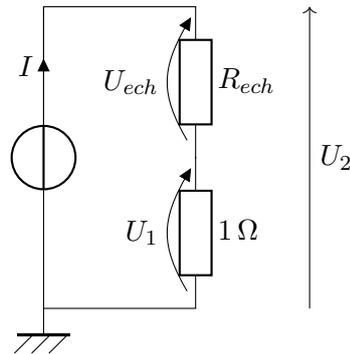


FIGURE B.7 – Schéma électrique de la mesure de résistance. La résistance calibrée placée en série permet de remonter à l'intensité du courant qui traverse l'échantillon. En calculant $U_{ech} = U_2 - U_1$, on mesure la tension à ses bornes. Le rapport des deux donne la valeur instantanée de la résistance en fonction du temps.

C. Détermination de la température

C.1. En régime statique

L'équation B.11 est valable à chaque instant, et a fortiori en régime statique. La mesure peut alors être réalisée avec une alimentation stabilisée et deux voltmètres.

En effectuant une mesure statique sur un échantillon réseau comme au chapitre 3, vérifions la validité du modèle linéaire de l'équation B.5. La figure B.8 présente l'évolution de la résistance de l'échantillon en fonction de la tension appliquée, mesurée avec la méthode décrite au paragraphe précédent. Nous effectuons de plus un ajustement par une fonction de la forme $R(U) = \frac{R_0}{2} \left(1 + \sqrt{1 + U^2/A^2} \right)$, comme démontré au chapitre 2. Cela permet d'extrapoler et de déterminer la valeur de R_0 en l'absence de tension appliquée, c'est-à-dire à température ambiante. Ici nous obtenons $R_0 = 23,9 \Omega$, ce qui coïncide bien avec la valeur donnée par une mesure à l'ohmmètre.

Puis nous pouvons utiliser l'équation B.8 pour en déduire la température de l'échantillon, représentée figure B.9. La température de l'échantillon atteint donc 220°C au maximum, dans les conditions de l'expérience. Calculons donc l'écart entre le modèle linéaire B.8 et le modèle complet B.3 pour cette valeur de résistance. Pour utiliser le modèle complet, nous avons d'abord besoin de déterminer la résistance à 0°C , connaissant la résistance à l'ambiante ; on obtient $R(0^\circ\text{C}) = 22,15 \Omega$. Donc, pour une résistance d'échantillon $R = 23 \Omega$, le modèle complet donne $T = 245^\circ\text{C}$ alors que le modèle linéaire donne 220°C . Le modèle linéaire sous-estime donc la température d'au plus 5% dans la gamme de température atteignables.

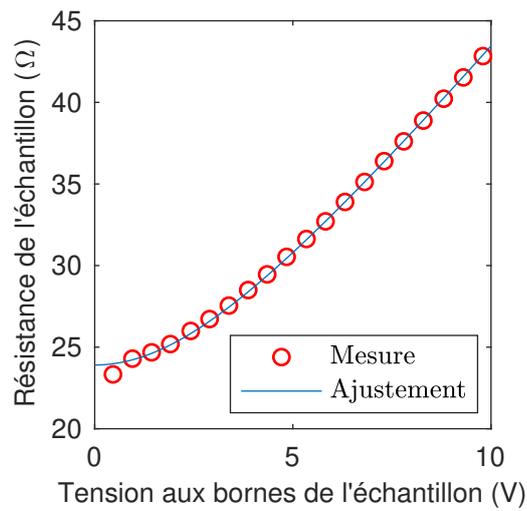


FIGURE B.8 – Mesure de la résistance d'un échantillon réseau en fonction de la tension appliquée à ses bornes.

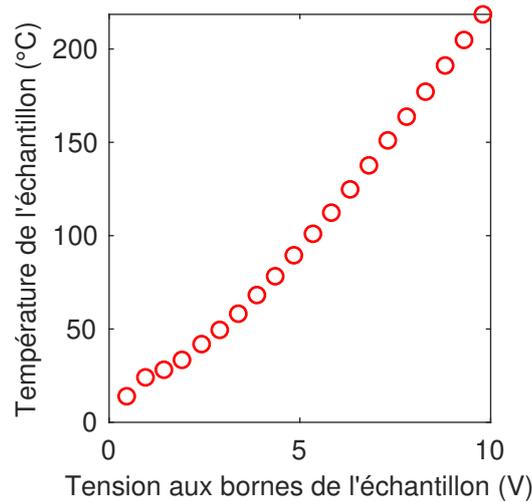


FIGURE B.9 – Mesure de la température d'un échantillon réseau en fonction de la tension appliquée à ses bornes.

C.2. En régime dynamique

Plaçons nous à présent en régime sinusoïdal, la tension délivrée par le générateur est alors $U \cos(\Omega t)$. Supposons que la température varie alors comme

$$T(t) = T_0 + \Delta T_{DC} + \Delta T_{AC} \cos(2\Omega t + \phi). \quad (\text{B.12})$$

La résistance varie donc également en

$$R(t) = R_0 + R_{DC} + R_{AC} \cos(2\Omega t + \phi). \quad (\text{B.13})$$

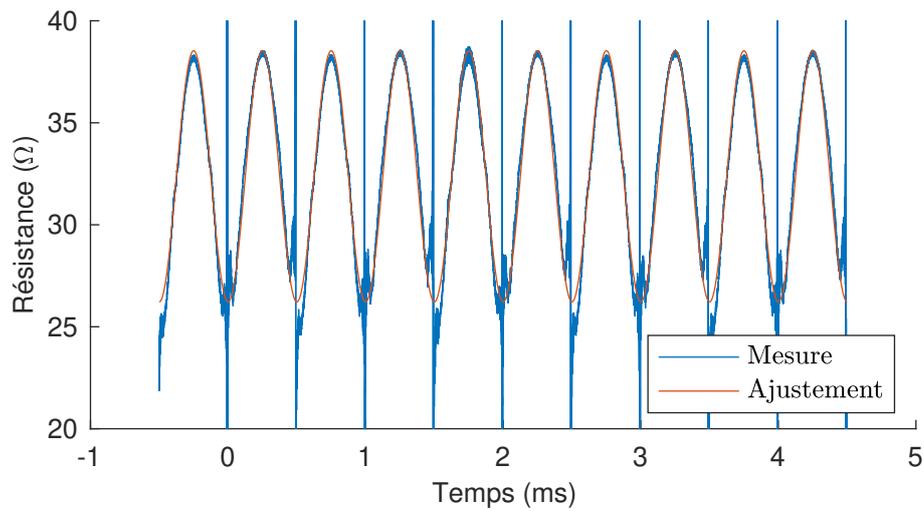


FIGURE B.10 – Courbe de R_{AC} et R_{DC} mesurées en fonction du temps pour une tension appliquée de 20 V d'amplitude à une fréquence $F = 1$ kHz.

Comme la résistance dépend du temps, il ne suffit pas de mesurer l'amplitude de U et celle de I puis de calculer le rapport des deux, comme en régime harmonique. Il faut donc nécessairement calculer $R(t) = U(t)/I(t)$, qui est effectivement sinusoïdal et identifier ensuite R_{DC} et R_{AC} par un ajustement.

Complément

Rayonnement parasite dans les ondes radio

Nous détaillons dans ce complément les modifications apportées au dispositif expérimental pour pallier le rayonnement parasite dans les ondes radio qui apparaît lorsque la fréquence de modulation dépasse quelques mégahertz.

Constatons premièrement que pour une fréquence de l'ordre du mégahertz, la longueur d'onde associée est de l'ordre de la dizaine de mètres. Par conséquent, le détecteur se trouve dans le champ proche de l'émetteur et leur interaction varie en $1/d^3$, avec d la distance entre l'émetteur et le détecteur, puisqu'il s'agit d'une interaction dipôle-dipôle. La première chose à faire est donc d'augmenter d , qu'on peut faire passer d'une dizaine de centimètres à environ 2 m en les espaçant au maximum sur la table.

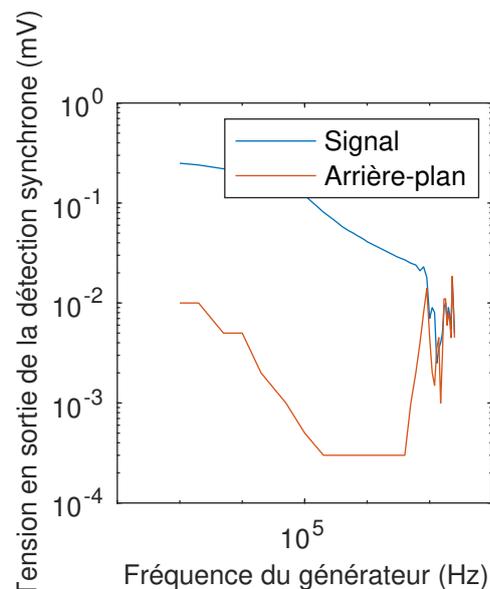


FIGURE B.11 – Mesure de la réponse en fréquence infrarouge avec une détection synchrone : signal et arrière-plan parasite en cachant le détecteur.

Cela permet effectivement de réduire l'amplitude du parasite comme le montre la figure B.11, mais pas suffisamment. On pourrait proposer de faire la différence entre les deux courbes, en cachant et en découvrant le détecteur, pour isoler le signal optique. Mais cela est difficile en pratique car le parasite peut être plus grand que le signal. Nous aurions pu également ajouter une cage de Faraday pour diminuer encore le rayonnement mais la solution retenue finalement est de rajouter une modulation plus lente au signal, au moyen d'un hacheur optique. En effet, ce hacheur n'affecte que le signal infrarouge et non le rayonnement parasite émis dans les ondes radio. Ainsi le principe présenté sur la figure B.12 est le suivant :

- le générateur alimente l'échantillon à une fréquence F_1 ;
- il rayonne donc un signal modulé à $2F_1$;
- le hacheur revient à multiplier le signal par des créneaux à la fréquence F_2 mais il n'affecte pas le parasite ;
- on démodule une première fois à la fréquence $2F_1$;
- puis une seconde fois à la fréquence F_2 .

Détaillons par le calcul. En appliquant une tension sinusoïdale à l'échantillon, il émet un signal optique composé à la fois d'une composante statique et d'une composante à la pulsation $2\Omega_1$, noté $S(2\Omega_1) \cos(2\Omega_1 t + \phi)$, auquel se superpose éventuellement un parasite dans les ondes radio, noté $P(2\Omega_1) \cos(2\Omega_1 t + \psi)$. La référence de phase est donnée par l'excitation électrique.

Le hacheur optique permet de moduler l'amplitude du signal optique, en laissant inchangé le parasite. Cette fonction de modulation est en première approximation une fonction créneau à la fréquence F_2 . Il faut cependant garder à l'esprit qu'il n'obture pas le faisceau instantanément puisque celui-ci est de diamètre non-nul. Appelons $C(t)$ la fonction qui décrit la modulation par le hacheur. Le détecteur reçoit donc :

$$C(t)S(2\Omega_1) \cos(2\Omega_1 t + \phi) + P(2\Omega_1) \cos(2\Omega_1 t + \psi) \quad (\text{B.14})$$

La première détection synchrone est réglée sur la pulsation $2\Omega_1$, elle mesure donc l'amplitude à cette pulsation. Afin de séparer les contributions du signal et du parasite, il convient de mesurer séparément la composante en phase, X , et la composante en quadrature Y :

$$X_1 = C(t)S(2\Omega_1) \cos(\phi) + P(2\Omega_1) \cos(\psi) \quad (\text{B.15})$$

$$Y_1 = C(t)S(2\Omega_1) \sin(\phi) + P(2\Omega_1) \sin(\psi). \quad (\text{B.16})$$

Ces expressions sont valables uniquement si l'enveloppe $C(t)$ créée par le hacheur est lentement variable par rapport à la constante de temps de la détection synchrone τ_1 . En effet, dans le domaine fréquentiel, la détection synchrone revient à translater la composante d'intérêt pour la ramener en statique puis à appliquer un filtre passe-bas pour éliminer le bruit. Nous souhaitons que ce passe-bas ne filtre pas la modulation lente $C(t)$, ce qui revient à ce que sa pulsation de coupure $1/\tau_1$ soit grande devant la pulsation du hacheur Ω_2 .

Les équations B.15 et B.16 mettent bien en évidence que la sortie de la première détection synchrone comprend une composante continue due au parasite et une composante modulée à la fréquence F_2 due au signal. Par conséquent, l'action de la deuxième détection synchrone permet de mesurer :

$$X_2 = S(2\Omega_1) \cos(\phi) \quad (\text{B.17})$$

$$Y_2 = S(2\Omega_1) \sin(\phi). \quad (\text{B.18})$$

Enfin nous déterminons l'amplitude du signal modulé :

$$S(2\Omega_1) = \sqrt{X_2^2 + Y_2^2}, \quad (\text{B.19})$$

ce qui permet bien d'éliminer la contribution du parasite.

D'un point de vue optique, il faut donc modifier le système comme présenté sur la figure B.12 afin de :

- faire l'image de l'échantillon de $100\ \mu\text{m}$ de côté sur le détecteur de $500\ \mu\text{m}$, avec un grandissement d'environ 5 ;
- placer l'émetteur et le détecteur le plus loin possible sur la table ;
- disposer d'un endroit où le faisceau est suffisamment fin pour pouvoir placer le chopper.

Nous pouvons alors mesurer la réponse fréquentielle de l'échantillon au-delà du mégahertz, ce qui donne une courbe telle que sur la figure B.13a.

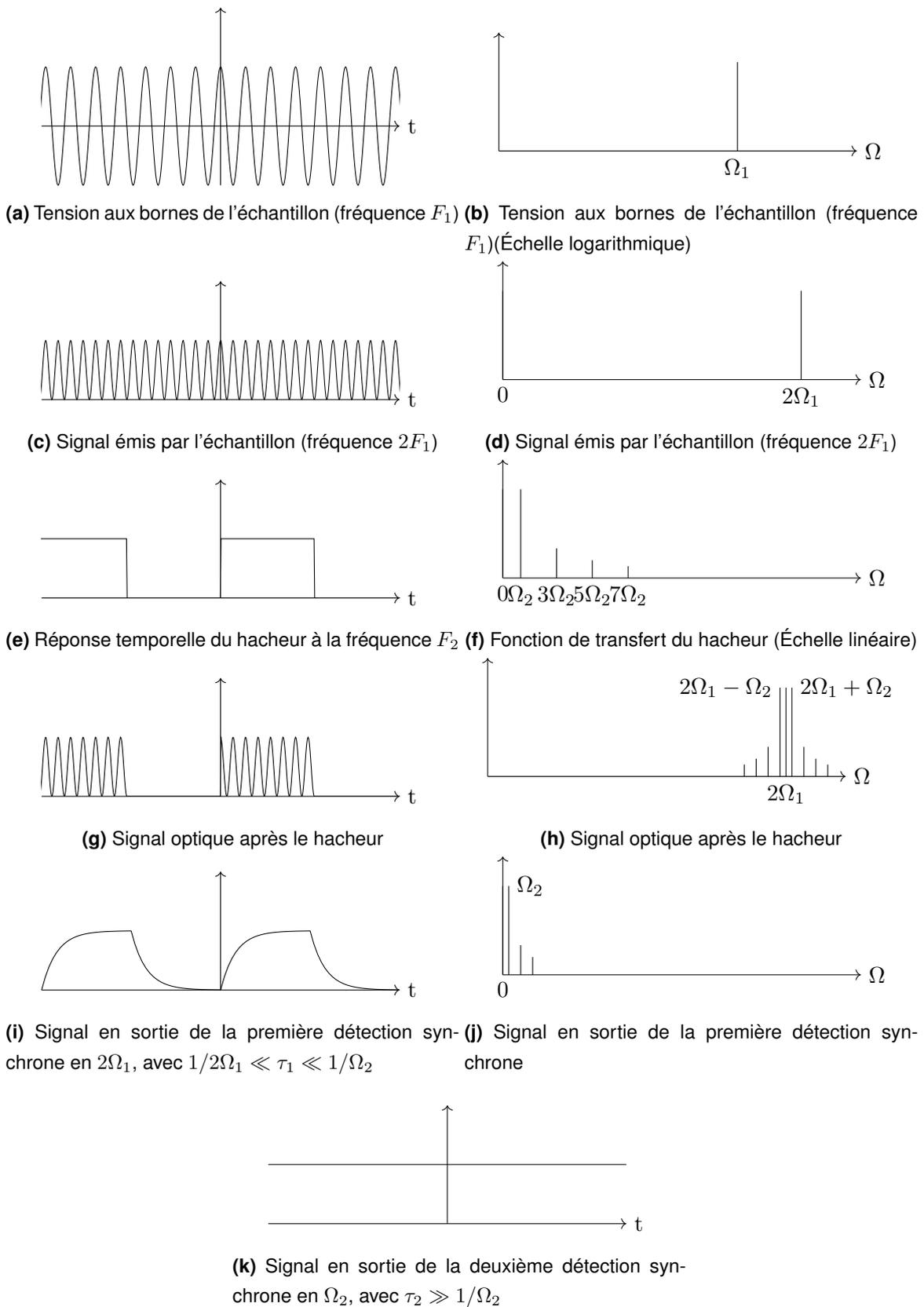
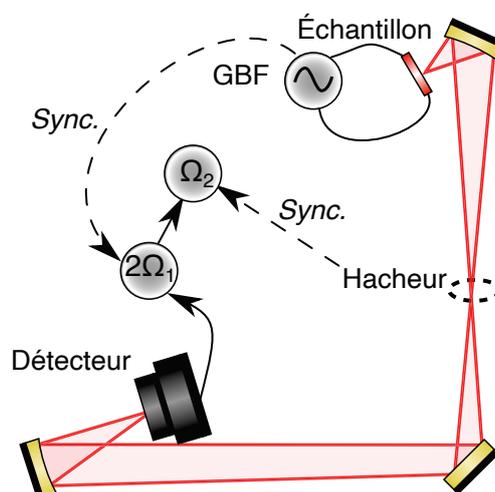
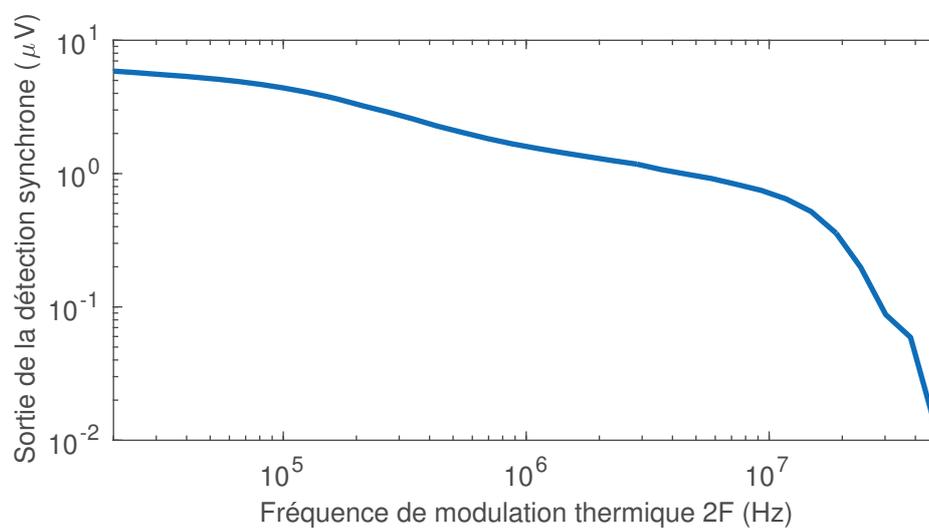


FIGURE B.12 – Principe de la mesure avec deux détections synchrones



(a) Schéma du dispositif expérimental de la mesure de réponse en fréquence avec deux détections synchrones.



(b) Réponse en fréquence d'un échantillon réseau (cf. chapitre 3) avec deux détections synchrones

FIGURE B.13 – Méthode de mesure de la réponse en fréquence du signal infrarouge avec deux détections pour éliminer le rayonnement radio parasite.

Données des matériaux

Dans cette annexe, nous résumons les paramètres des matériaux employés dans la thèse, dans les domaines optique, électrique et thermique.

I. Optique : constantes diélectriques dans l'infrarouge

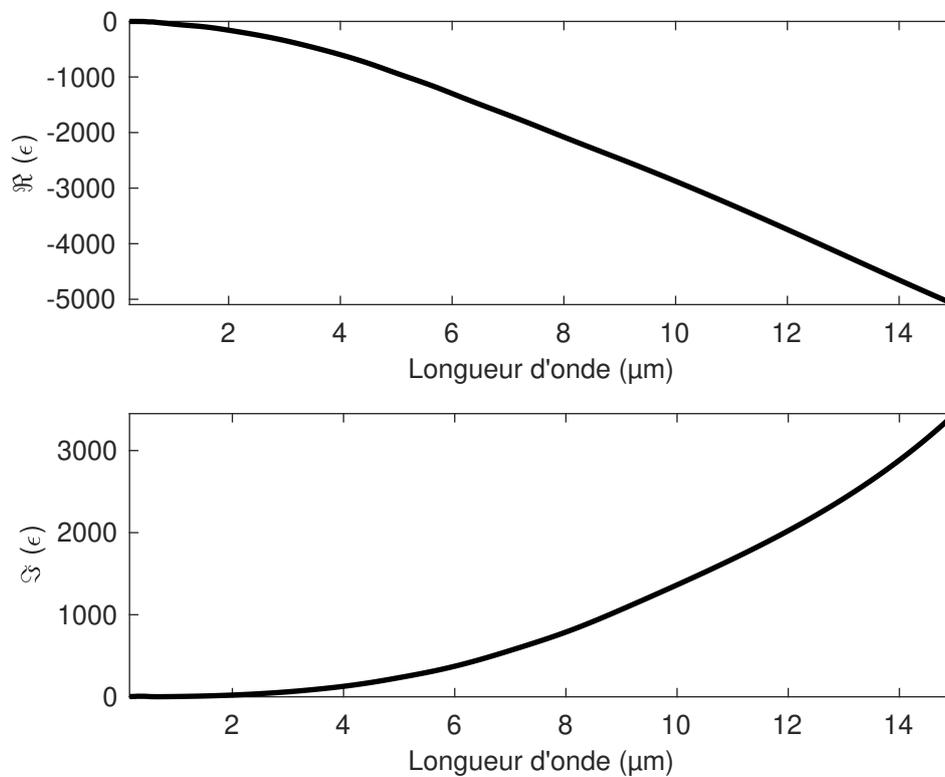


FIGURE C.1 – Partie réelle et partie imaginaire de la permittivité diélectrique de l'or en fonction de la longueur d'onde. Données extraites de [PALIK et al. 1999].

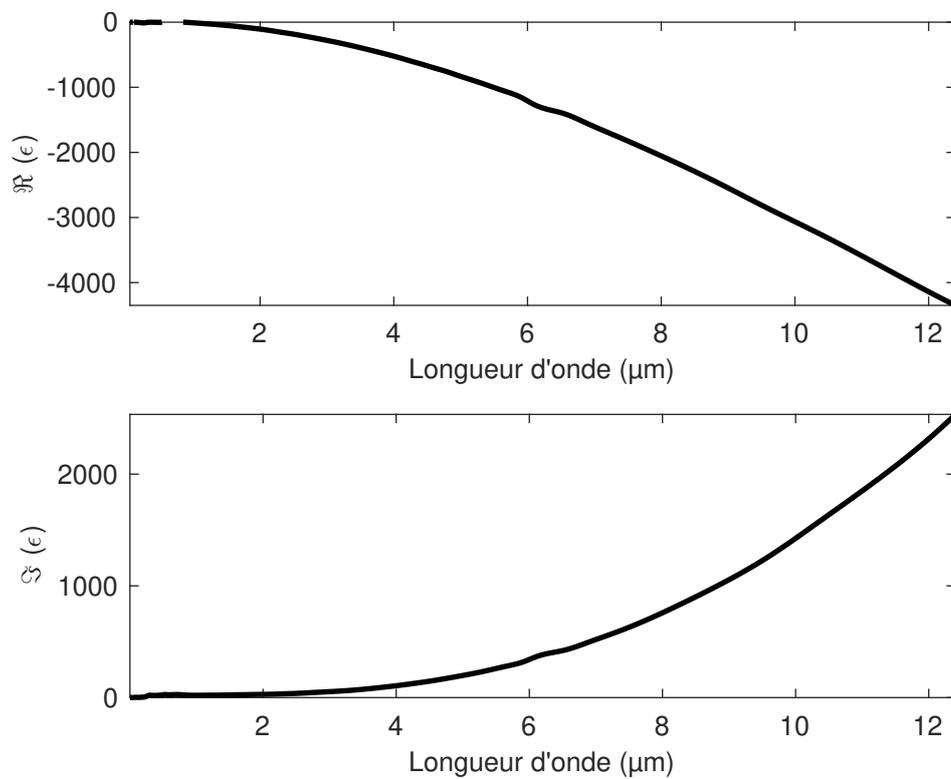


FIGURE C.2 – Partie réelle et partie imaginaire de la permittivité diélectrique du molybdène en fonction de la longueur d'onde. Données extraites de [PALIK et al. 1999].

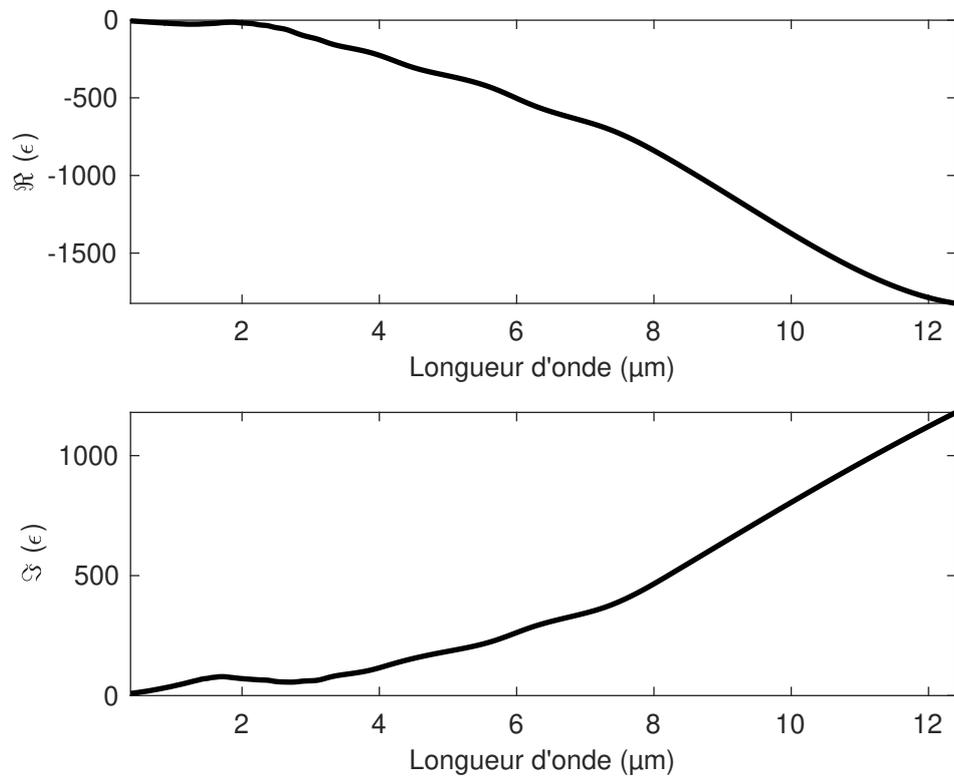


FIGURE C.3 – Partie réelle et partie imaginaire de la permittivité diélectrique du platine en fonction de la longueur d'onde. Données extraites de [PALIK et al. 1999].

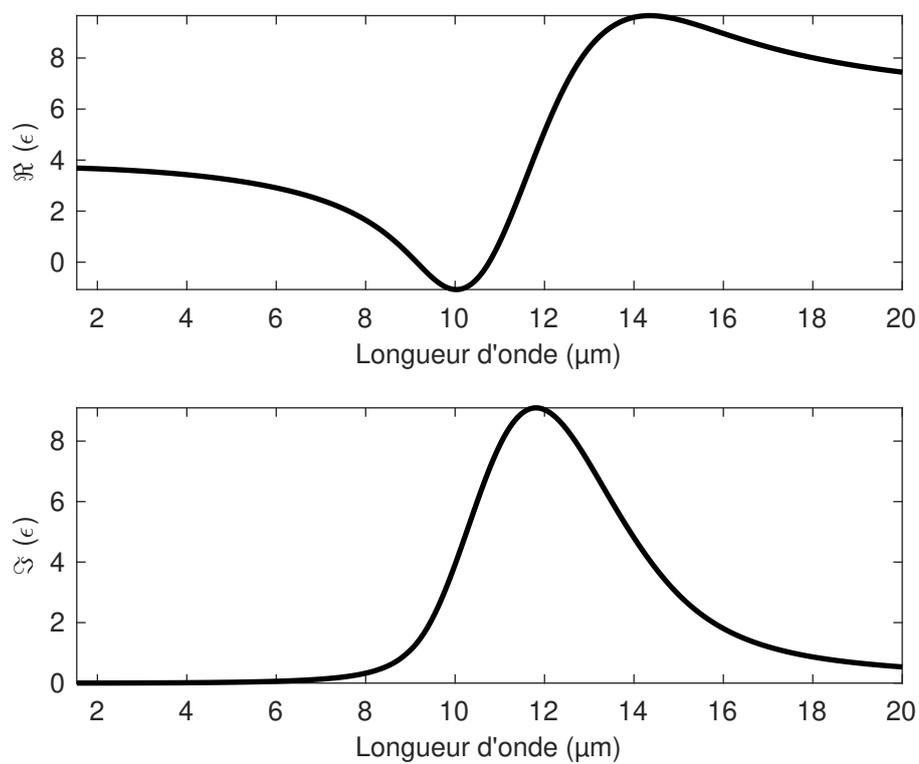


FIGURE C.4 – Partie réelle et partie imaginaire de la permittivité diélectrique du nitrure de silicium en fonction de la longueur d'onde. Données fournies par Émilie Sakat suite à une mesure par ellipsométrie.

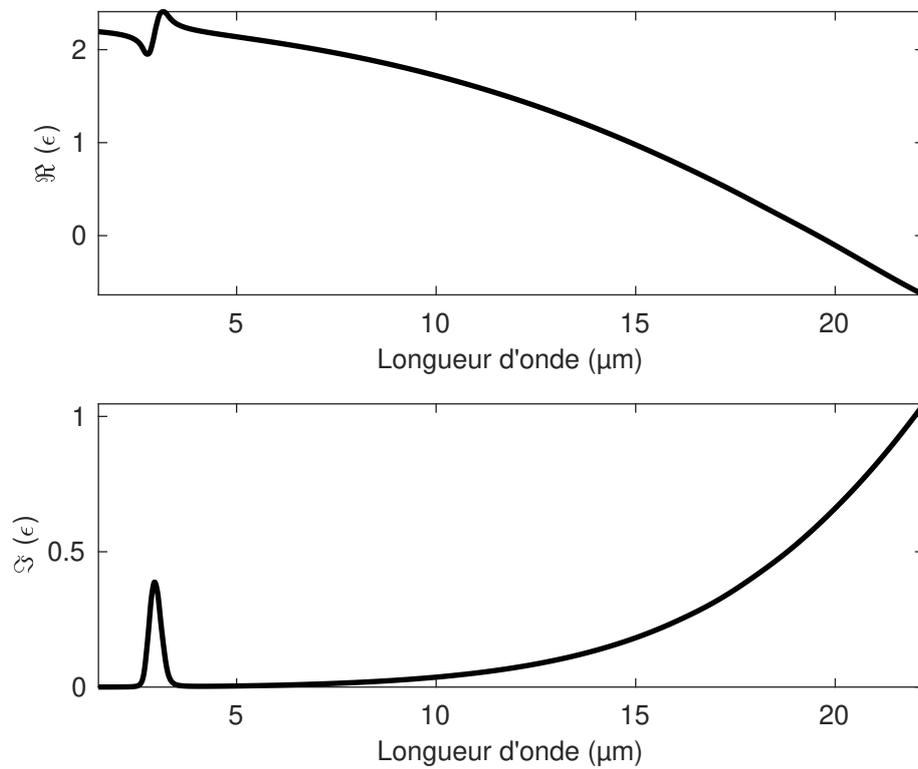


FIGURE C.5 – Partie réelle et partie imaginaire de la permittivité diélectrique du fluorure d'yttrium en fonction de la longueur d'onde. Données fournies par Émilie Sakat suite à une mesure par ellipsométrie.

II. Électrique

Résistivité électrique

$$\text{Pt} \quad \rho = 111 \times 10^{-9} \Omega \text{ m}$$

III. Thermique

Masse volumique

$$\text{Au} \quad \rho = 19,3 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3};$$

$$\text{Mo} \quad \rho = 10,22 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3};$$

$$\text{Pt} \quad \rho = 21,45 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3};$$

$$\text{Si} \quad \rho = 2,3 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3};$$

$$\text{SiN}_x \quad \rho = 3,17 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3};$$

$$\text{YF}_3 \quad \rho = 4 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}.$$

Conductivité thermique

$$\text{Au} \quad \kappa = 317 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1};$$

$$\text{Mo} \quad \kappa = 138 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1};$$

$$\text{Pt} \quad \kappa = 71 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1};$$

$$\text{Si} \quad \kappa = 148 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1};$$

$$\text{SiN}_x \quad \kappa = 30 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}.$$

Chaleur massique

$$\text{Au} \quad C = 128 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1};$$

$$\text{Mo} \quad C = 250 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1};$$

$$\text{Pt} \quad C = 130 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1};$$

$$\text{Si} \quad C = 600 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1};$$

$$\text{SiN}_x \quad C = 700 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}.$$

Diffusivité

$$\text{Au} \quad D = 128 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1};$$

Mo $D = 54,0 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1};$

Pt $D = 25 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1};$

Si $D = 107 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1};$

SiN_x $D = 13,5 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}.$

Bibliographie

- [1] F. ABELÈS, « Recherches sur la propagation des ondes électromagnétiques sinusoïdales dans les milieux stratifiés - Application aux couches minces », *Ann. Phys.* **12**, 596-640 (1950).
- [2] M. AGIO et A. ALÙ, *Optical antennas* (Cambridge University Press, 2013).
- [3] M. B. AGRANAT, S. I. ASHITKOV, A. V. OVCHINNIKOV, D. S. SITNIKOV, A. A. YURKEVICH, O. V. CHEFONOV, L. T. PEREL'MAN, S. I. ANISIMOV et V. E. FORTOV, « Thermal emission of hot electrons in a metal », *JETP Letters* **101**, 598-602 (2015).
- [4] S. Z. ALI, A. D. LUCA, R. HOPPER, S. BOUAL, J. GARDNER et F. UDREA, « A Low-Power, Low-Cost Infra-Red Emitter in CMOS Technology », *IEEE Sensors Journal* **15**, 6775-6782 (2015).
- [5] M.-H. BAE, S. ISLAM, V. E. DORGAN et E. POP, « Scaling of High-Field Transport and Localized Heating in Graphene Transistors », *ACS Nano* **5**, 7936-7944 (2011).
- [6] M.-H. BAE, Z.-Y. ONG, D. ESTRADA et E. POP, « Imaging, Simulation, and Electrostatic Control of Power Dissipation in Graphene Devices », *Nano Lett.* **10**, 4787-4793 (2010).
- [7] G. BAFFOU, *Thermoplasmonics, Heating metal nanoparticles using light* (Cambridge University Press, 2018).
- [8] G. BAFFOU et H. RIGNEAULT, « Femtosecond-pulsed optical heating of gold nanoparticles », *Phys. Rev. B* **84**, 035415 (2011).
- [9] D. G. BARANOV, Y. XIAO, I. A. NECHEPURENKO, A. KRASNOK, A. ALÙ et M. A. KATS, « Nanophotonic engineering of far-field thermal emitters », *Nat. Mater.*, 1 (2019).
- [10] H. R. BARNARD, E. ZOSSIMOVA, N. H. MAHLMEISTER, L. M. LAWTON, I. J. LUXMOORE et G. R. NASH, « Boron nitride encapsulated graphene infrared emitters », *Appl. Phys. Lett.* **108**, 131110 (2016).
- [11] P. BARRITAU, M. BRUN, S. GIDON et S. NICOLETTI, « Mid-IR source based on a free-standing microhotplate for autonomous CO₂ sensing in indoor applications », *Sens. Actuators, A* **172**, 379-385 (2011).
- [12] S. BAUER, « Optical properties of a metal film and its application as an infrared absorber and as a beam splitter », *Am. J. Phys.* **60**, 257-261 (1992).
- [13] D. F. BEZUIDENHOUT, K. D. CLARKE et R. PRETORIUS, « The optical properties of YF₃ films », *Thin Solid Films* **155**, 17-30 (1987).

- [14] P. BIAGIONI, J.-S. HUANG et B. HECHT, « Nanoantennas for visible and infrared radiation », *Rep. Prog. Phys.* **75**, 024402 (2012).
- [15] G. BOUCHITTE et R. PETIT, « Homogenization Techniques as Applied in the Electromagnetic Theory of Gratings », *Electromagnetics* **5**, 17-36 (1985).
- [16] V. W. BRAR, M. C. SHERROTT, M. S. JANG, S. KIM, L. KIM, M. CHOI, L. A. SWEATLOCK et H. A. ATWATER, « Electronic modulation of infrared radiation in graphene plasmonic resonators », *Nat. Commun.* **6**, 7032 (2015).
- [17] G. BRUCOLI, P. BOUCHON, R. HAÏDAR, M. BESBES, H. BENISTY et J.-J. GREFFET, « High efficiency quasi-monochromatic infrared emitter », *Appl. Phys. Lett.* **104**, 081101 (2014).
- [18] T. D. BUCIO, A. Z. KHOKHAR, C. LACAVA, S. STANKOVIC, G. Z. MASHANOVICH, P. PETROPOULOS et F. Y. GARDES, « Material and optical properties of low-temperature NH₃-free PECVD SiN_x layers for photonic applications », *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50**, 025106 (2016).
- [19] M. BURET, A. V. USKOV, J. DELLINGER, N. CAZIER, M.-M. MENNEMANTEUIL, J. BERTHELOT, I. V. SMETANIN, I. E. PROTSENKO, G. COLAS-DES-FRANCS et A. BOUHELIER, « Spontaneous hot-electron light emission from electron-fed optical antennas », *Nano Lett.* **15**, 5811-5818 (2015).
- [20] T. CAO, X. ZHANG, W. DONG, L. LU, X. ZHOU, X. ZHUANG, J. DENG, X. CHENG, G. LI et R. E. SIMPSON, « Tuneable thermal emission using chalcogenide metasurface », *Adv. Opt. Mater.* **6**, 1800169 (2018).
- [21] A. CARATTINO, M. CALDAROLA et M. ORRIT, « Gold Nanoparticles as Absolute Nanothermometers », *Nano Lett.* **18**, 874-880 (2018).
- [22] H. S. CARSLAW et J. C. JAEGER, *Conduction of heat in solids* (Oxford : Clarendon Press, 1959).
- [23] Z. J. COPPENS et J. G. VALENTINE, « Spatial and temporal modulation of thermal emission », *Adv. Mater.* **29**, 1701275 (2017).
- [24] S. COSME, « Émetteurs infrarouges superradiants », Thèse de doctorat (Université Paris-Diderot, Sorbonne Paris Cité, 2019).
- [25] N. DAHAN, Y. GORODETSKI, K. FRISCHWASSER, V. KLEINER et E. HASMAN, « Geometric doppler effect : spin-split dispersion of thermal radiation », *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010).
- [26] A. DOWNES, P. DUMAS et M. E. WELLAND, « Measurement of high electron temperatures in single atom metal point contacts by light emission », *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1252-1254 (2002).

- [27] K.-K. DU, Q. LI, Y.-B. LYU, J.-C. DING, Y. LU, Z.-Y. CHENG et M. QIU, « Control over emissivity of zero-static-power thermal emitters based on phase-changing material GST », *Light: Sci. Appl.* **6**, e16194-e16194 (2017).
- [28] K. DU, L. CAI, H. LUO, Y. LU, J. TIAN, Y. QU, P. GHOSH, Y. LYU, Z. CHENG, M. QIU et Q. LI, « Wavelength-tunable mid-infrared thermal emitters with a non-volatile phase changing material », *Nanoscale* **10**, 4415-4420 (2018).
- [29] S. A. DYAKOV, V. A. SEMENENKO, N. A. GIPPIUS et S. G. TIKHODEEV, « Magnetic field free circularly polarized thermal emission from a chiral metasurface », *Phys. Rev. B* **98**, 235416 (2018).
- [30] D. ESTRADA et E. POP, « Imaging dissipation and hot spots in carbon nanotube network transistors », *Appl. Phys. Lett.* **98**, 073102 (2011).
- [31] Y. FAN, S. B. SINGER, R. BERGSTROM et B. C. REGAN, « Probing planck's law with incandescent light emission from a single carbon nanotube », *Phys. Rev. Lett.* **102**, 187402 (2009).
- [32] M. FREITAG, H.-Y. CHIU, M. STEINER, V. PEREBEINOS et P. AVOURIS, « Thermal infrared emission from biased graphene », *Nat. Nanotechnol.* **5**, 497-501 (2010).
- [33] M. FREITAG, M. STEINER, Y. MARTIN, V. PEREBEINOS, Z. CHEN, J. C. TSANG et P. AVOURIS, « Energy Dissipation in Graphene Field-Effect Transistors », *Nano Lett.* **9**, 1883-1888 (2009).
- [34] K. FRISCHWASSER, I. YULEVICH, V. KLEINER et E. HASMAN, « Rashba-like spin degeneracy breaking in coupled thermal antenna lattices », *Opt. Express* **19**, 23475-23482 (2011).
- [35] D. P. FROMM, A. SUNDARAMURTHY, P. J. SCHUCK, G. KINO et W. E. MOERNER, « Gap-Dependent Optical Coupling of Single "Bowtie" Nanoantennas Resonant in the Visible », *Nano Lett.* **4**, 957-961 (2004).
- [36] E. FRUCH, « Fabrication de membranes diélectriques nanostructurées pour le filtrage spectral », Rapport de stage (Laboratoire de Photonique et Nanostructures, 2010).
- [37] M. FUJIWARA, D. TSUYA et H. MAKI, « Electrically driven, narrow-linewidth black-body emission from carbon nanotube microcavity devices », *Appl. Phys. Lett.* **103**, 143122 (2013).
- [38] J. K. GANSEL, M. THIEL, M. S. RILL, M. DECKER, K. BADE, V. SAILE, G. von FREYMAN, S. LINDEN et M. WEGENER, « Gold Helix Photonic Metamaterial as Broadband Circular Polarizer », *Science* **325**, 1513 (2009).
- [39] A. GEORGES et M. MÉZARD, *Physique statistique* (Cours de l'École polytechnique, 2010).
- [40] J. GINN, D. SHELTON, P. KRENZ, B. LAIL et G. BOREMAN, « Polarized infrared emission using frequency selective surfaces », *Opt. Express* **18**, 4557 (2010).

- [41] J.-J. GREFFET, « Applied physics : Controlled incandescence », *Nature* **478**, 191 (2011).
- [42] J.-J. GREFFET, P. BOUCHON, G. BRUCOLI et F. MARQUIER, « Light Emission by Nonequilibrium Bodies : Local Kirchhoff Law », *Phys. Rev. X* **8**, 021008 (2018).
- [43] J.-J. GREFFET, R. CARMINATI, K. JOULAIN, J.-P. MULET, S. MAINGUY et Y. CHEN, « Coherent emission of light by thermal sources », *Nature* **416**, 61-64 (2002).
- [44] K. L. GROSSE, M.-H. BAE, F. LIAN, E. POP et W. P. KING, « Nanoscale joule heating, peltier cooling and current crowding at graphene-metal contacts », *Nat. Nanotechnol.* **6**, 287-290 (2011).
- [45] J. S. HALE et J. A. WOOLLAM, « Prospects for IR emissivity control using electrochromic structures », *Thin Solid Films*, 7 (1999).
- [46] T. HAUG, P. KLEMM, S. BANGE et J. M. LUPTON, « Hot-electron intraband luminescence from single hot spots in noble-metal nanoparticle films », *Phys. Rev. Lett.* **115** (2015).
- [47] J. HILDENBRAND, C. PETER, F. LAMPRECHT, A. KÜRZINGER, F. NAUMANN, M. EBERT, R. WEHRSPHON, J. G. KORVINK et J. WÖLLENSTEIN, « Fast transient temperature operating micromachined emitter for mid-infrared optical gas sensing systems : design, fabrication, characterization and optimization », *Microsyst. Technol.* **16**, 745-754 (2010).
- [48] Y.-N. HWANG, D. H. JEONG, H. J. SHIN, D. KIM, S. C. JEOUNG, S. H. HAN, J.-S. LEE et G. CHO, « Femtosecond emission studies on gold nanoparticles », *J. Phys. Chem. B* **106**, 7581-7584 (2002).
- [49] S. INGVARSSON, L. KLEIN, Y.-Y. AU, J. A. LACEY et H. F. HAMANN, « Enhanced thermal emission from individual antenna-like nanoheaters », *Opt. Express* **15**, 11249 (2007).
- [50] T. INOUE, M. DE ZOYSA, T. ASANO et S. NODA, « On-chip integration and high-speed switching of multi-wavelength narrowband thermal emitters », *Appl. Phys. Lett.* **108**, 091101 (2016).
- [51] T. INOUE, M. D. ZOYSA, T. ASANO et S. NODA, « Realization of dynamic thermal emission control », *Nat. Mater.* **13**, 928-931 (2014).
- [52] M. E. ITKIS, A. YU et R. C. HADDON, « Single-Walled Carbon Nanotube Thin Film Emitter-Detector Integrated Optoelectronic Device », *Nano Lett.* **8**, 2224-2228 (2008).
- [53] M. S. JANG, V. W. BRAR, M. C. SHERROTT, J. J. LOPEZ, L. KIM, S. KIM, M. CHOI et H. A. ATWATER, « Tunable large resonant absorption in a midinfrared graphene Salisbury screen », *Phys. Rev. B* **90**, 165409 (2014).

-
- [54] K. JOULAIN, J.-P. MULET, F. MARQUIER, R. CARMINATI et J.-J. GREFFET, « Surface electromagnetic waves thermally excited : radiative heat transfer, coherence properties and casimir forces revisited in the near field », *Surface Science Reports* **57**, 59-112 (2005).
- [55] D. D. KANG, T. INOUE, T. ASANO et S. NODA, « Demonstration of a mid-wavelength infrared narrowband thermal emitter based on GaN/AlGaIn quantum wells and a photonic crystal », *Appl. Phys. Lett.* **110**, 181109 (2017).
- [56] D. D. KANG, T. INOUE, T. ASANO et S. NODA, « Electrical modulation of narrowband GaN/AlGaIn quantum-well photonic crystal thermal emitters in mid-wavelength infrared », *ACS Photonics* **6**, 1565-1571 (2019).
- [57] J. C. KEMP, « Circular polarization of thermal radiation in a magnetic field », *ApJ* **162**, 169 (1970).
- [58] C. KHANDEKAR et Z. JACOB, « Circularly Polarized Thermal Radiation From Non-equilibrium Coupled Antennas », *Phys. Rev. Appl.* **12**, 014053 (2019).
- [59] S. KHASHMINSKAYA, F. PYATKOV, B. S. FLAVEL, W. H. PERNICE et R. KRUPKE, « Waveguide-Integrated Light-Emitting Carbon Nanotubes », *Adv. Mater.* **26**, 3465-3472 (2014).
- [60] Y. D. KIM, Y. GAO, R.-J. SHIUE, L. WANG, O. B. ASLAN, M.-H. BAE, H. KIM, D. SEO, H.-J. CHOI, S. H. KIM, A. NEMILENTSAU, T. LOW, C. TAN, D. K. EFETOV, T. TANIGUCHI, K. WATANABE, K. L. SHEPARD, T. F. HEINZ, D. ENGLUND et J. HONE, « Ultrafast graphene light emitters », *Nano Lett.* **18**, 934-940 (2018).
- [61] Y. D. KIM, H. KIM, Y. CHO, J. H. RYOO, C.-H. PARK, P. KIM, Y. S. KIM, S. LEE, Y. LI, S.-N. PARK, Y. S. YOO, D. YOON, V. E. DORGAN, E. POP, T. F. HEINZ, J. HONE, S.-H. CHUN, H. CHEONG, S. W. LEE, M.-H. BAE et Y. D. PARK, « Bright visible light emission from graphene », *Nat. Nanotechnol.* **10**, 676-681 (2015).
- [62] G. KIRCHHOFF, « Über das Verhältnis zwischen dem Emissionsvermögen und dem Absorptionsvermögen der Körper für Wärme und Licht », *Annalen der Physik und Chemie* **185**, 275-301 (1860).
- [63] K. KONISHI, M. NOMURA, N. KUMAGAI, S. IWAMOTO, Y. ARAKAWA et M. KUWATAGONOKAMI, « Circularly polarized light emission from semiconductor planar chiral nanostructures », *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011).
- [64] L. M. LAWTON, N. H. MAHLMEISTER, I. J. LUXMOORE et G. R. NASH, « Prospective for graphene based thermal mid-infrared light emitting devices », *AIP Advances* **4**, 087139 (2014).
- [65] J. C. W. LEE et C. T. CHAN, « Circularly polarized thermal radiation from layer-by-layer photonic crystal structures », *Appl. Phys. Lett.* **90**, 051912 (2007).

- [66] F. LEMARQUIS, G. MARCHAND et C. AMRA, « Design and manufacture of low-absorption ZnS–YF₃ antireflection coatings in the 3.5–16 micron spectral range », *Appl. Opt.*, AO **37**, 4239-4244 (1998).
- [67] L. LI, « Symmetries of cross-polarization diffraction coefficients of gratings », *J. Opt. Soc. Am. A* **17**, 881-887 (2000).
- [68] P. LI, K. JIANG, M. LIU, Q. LI, S. FAN et J. SUN, « Polarized incandescent light emission from carbon nanotubes », *Appl. Phys. Lett.* **82**, 1763-1765 (2003).
- [69] W. LI et S. FAN, « Nanophotonic control of thermal radiation for energy applications [Invited] », *Opt. Express* **26**, 15995-16021 (2018).
- [70] P. LIU, L. LIU, Y. WEI, K. LIU, Z. CHEN, K. JIANG, Q. LI et S. FAN, « Fast High-Temperature Response of Carbon Nanotube Film and Its Application as an Incandescent Display », *Adv. Mater.* **21**, 3563-3566 (2009).
- [71] X. LIU, T. TYLER, T. STARR, A. F. STARR, N. M. JOKERST et W. J. PADILLA, « Taming the Blackbody with Infrared Metamaterials as Selective Thermal Emitters », *Phys. Rev. Lett.* **107**, 045901 (2011).
- [72] X. LIU et W. J. PADILLA, « Reconfigurable room temperature metamaterial infrared emitter », *Optica* **4**, 430-433 (2017).
- [73] X. LIU et W. J. PADILLA, « Thermochromic Infrared Metamaterials », *Adv. Mater.* **28**, 871-875 (2016).
- [74] Z. LIU, A. BUSHMAKER, M. AYKOL et S. B. CRONIN, « Thermal Emission Spectra from Individual Suspended Carbon Nanotubes », *ACS Nano* **5**, 4634-4640 (2011).
- [75] S. V. LOBANOV, S. G. TIKHODEEV, N. A. GIPPIUS, A. A. MAKSIMOV, E. V. FILATOV, I. I. TARTAKOVSKII, V. D. KULAKOVSKII, T. WEISS, C. SCHNEIDER, J. GESSLER, M. KAMP et S. HÖFLING, « Controlling circular polarization of light emitted by quantum dots using chiral photonic crystal slabs », *Phys. Rev. B* **92**, 205309 (2015).
- [76] S. V. LOBANOV, T. WEISS, N. A. GIPPIUS, S. G. TIKHODEEV, V. D. KULAKOVSKII, K. KONISHI et M. KUWATA-GONOKAMI, « Polarization control of quantum dot emission by chiral photonic crystal slabs », *Opt. Lett.* **40**, 1528-1531 (2015).
- [77] C. H. LUI, K. F. MAK, J. SHAN et T. F. HEINZ, « Ultrafast photoluminescence from graphene », *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010).
- [78] J. LUO, S. LI, B. HOU et Y. LAI, « Unified theory for perfect absorption in ultrathin absorptive films with constant tangential electric or magnetic fields », *Phys. Rev. B* **90** (2014).
- [79] I. J. LUXMOORE, C. ADLEM, T. POOLE, L. M. LAWTON, N. H. MAHLMEISTER et G. R. NASH, « Thermal emission from large area chemical vapor deposited graphene devices », *Appl. Phys. Lett.* **103**, 131906 (2013).

-
- [80] N. H. MAHLMEISTER, L. M. LAWTON, I. J. LUXMOORE et G. R. NASH, « Modulation characteristics of graphene-based thermal emitters », *Appl. Phys. Express* **9**, 012105 (2016).
- [81] A. A. MAKSIMOV, I. I. TARTAKOVSKII, E. V. FILATOV, S. V. LOBANOV, N. A. GIPPIUS, S. G. TIKHODEEV, C. SCHNEIDER, M. KAMP, S. MAIER, S. HÖFLING et V. D. KULAKOVSKII, « Circularly polarized light emission from chiral spatially-structured planar semiconductor microcavities », *Phys. Rev. B* **89** (2014).
- [82] T. MALINOWSKI, H. R. KLEIN, M. IAZYKOV et P. DUMAS, « Infrared light emission from nano hot electron gas created in atomic point contacts », *EPL (Europhysics Letters)* **114**, 57002 (2016).
- [83] V. MALYUTENKO, A. LIPTUGA, G. TESLENKO et V. BOTTE, « Thermal emission of semiconductors under nonequilibrium conditions », *Infrared Physics* **29**, 693-700 (1989).
- [84] D. MANN, Y. K. KATO, A. KINKHABWALA, E. POP, J. CAO, X. WANG, L. ZHANG, Q. WANG, J. GUO et H. DAI, « Electrically driven thermal light emission from individual single-walled carbon nanotubes », *Nat. Nanotechnol.* **2**, 33-38 (2007).
- [85] F. MARQUIER, C. ARNOLD, M. LAROCHE, J. J. GREFFET et Y. CHEN, « Degree of polarization of thermal light emitted by gratings supporting surface waves », *Opt. Express* **16**, 5305-5313 (2008).
- [86] C. international des poids et MESURES, « Procès verbaux de la 78e session », in Tome 57 (1989).
- [87] K. METWALLY, S. MENSAH et G. BAFFOU, « Fluence threshold for photothermal bubble generation using plasmonic nanoparticles », *J. Phys. Chem. C* **119**, 28586-28596 (2015).
- [88] J.-L. MEYZONNETTE et T. LÉPINE, *Bases de radiométrie optique* (Cépaduès éditions, 2001).
- [89] Y. MIYOSHI, Y. FUKAZAWA, Y. AMASAKA, R. RECKMANN, T. YOKOI, K. ISHIDA, K. KAWAHARA, H. AGO et H. MAKI, « High-speed and on-chip graphene blackbody emitters for optical communications by remote heat transfer », *Nat. Commun.* **9**, 1279 (2018).
- [90] T. MORI, Y. YAMAUCHI, S. HONDA et H. MAKI, « An Electrically Driven, Ultrahigh-Speed, on-Chip Light Emitter Based on Carbon Nanotubes », *Nano Lett.* **14**, 3277-3283 (2014).
- [91] A. K. MORIDANI, R. ZANDO, W. XIE, I. HOWELL, J. J. WATKINS et J.-H. LEE, « Plasmonic thermal emitters for dynamically tunable infrared radiation », *Adv. Opt. Mater.* **5**, 1600993 (2017).

- [92] E. D. PALIK et G. GHOSH, *Electronic handbook of optical constants of solids* (Academic Press, 1999).
- [93] J. PARK, J.-H. KANG, X. LIU, S. J. MADDOX, K. TANG, P. C. MCINTYRE, S. R. BANK et M. L. BRONGERSMA, « Dynamic thermal emission control with InAs-based plasmonic metasurfaces », *Sci. Adv.* **4**, eaat3163 (2018).
- [94] M. PARK, A. LEE, H. K. RHO, S.-K. LEE, S. BAE, D.-Y. JEON, D. S. LEE, T.-W. KIM, Y.-H. IM et S. H. LEE, « Large area thermal light emission from autonomously formed suspended graphene arrays », *Carbon* **136**, 217-223 (2018).
- [95] S. L. PROSVIRNIN et N. I. ZHELUDEV, « Polarization effects in the diffraction of light by a planar chiral structure », *Phys. Rev. E* **71**, 037603 (2005).
- [96] I. PUSCASU et W. L. SCHAICH, « Narrow-band, tunable infrared emission from arrays of microstrip patches », *Appl. Phys. Lett.* **92**, 233102 (2008).
- [97] Y. QU, Q. LI, L. CAI et M. QIU, « Polarization switching of thermal emissions based on plasmonic structures incorporating phase-changing material $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ », *Opt. Mater. Express* **8**, 2312 (2018).
- [98] Y. QU, Q. LI, K. DU, L. CAI, J. LU et M. QIU, « Dynamic Thermal Emission Control Based on Ultrathin Plasmonic Metamaterials Including Phase-Changing Material GST », *Laser & Photonics Reviews* **11**, 1700091 (2017).
- [99] Y. RA'DI, C. R. SIMOVSKI et S. A. TRET'YAKOV, « Thin Perfect Absorbers for Electromagnetic Waves : Theory, Design, and Realizations », *Phys. Rev. Appl.* **3**, 037001 (2015).
- [100] S. M. RYTOV, Y. A. KRAVTSOV et V. I. TATARSKII, *Principles of statistical radio-physics*, t. 3 (1989).
- [101] E. SAKAT, L. WOJSZVZYK, J.-J. GREFFET, J.-P. HUGONIN et C. SAUVAN, « Upper bound for light absorption assisted by a nanoantenna », soumis (2019).
- [102] E. SAKAT, L. WOJSZVZYK, J.-P. HUGONIN, M. BESBES, C. SAUVAN et J.-J. GREFFET, « Enhancing thermal radiation with nanoantennas to create infrared sources with high modulation rates », *Optica* **5**, 175-179 (2018).
- [103] O. SALIHOGLU, H. B. UZLU, O. YAKAR, S. AAS, O. BALCI, N. KAKENOV, S. BALCI, S. OLCUM, S. SÜZER et C. KOCABAS, « Graphene-based adaptive thermal camouflage », *Nano Lett.* **18**, 4541-4548 (2018).
- [104] W. W. SALISBURY, « Absorbent body for electromagnetic waves », brev. amér. 2599944A (U. S. of NAVY, 10 juin 1952).
- [105] A. SASSELLA, A. BORGHESI, S. ROJAS et L. ZANOTTI, « Optical properties of CVD-deposited dielectric films for microelectronic devices », *J. Phys. IV France* **05**, C5-843-C5-859 (1995).

-
- [106] P. J. SCHUCK, D. P. FROMM, A. SUNDARAMURTHY, G. S. KINO et W. E. MOERNER, « Improving the Mismatch between Light and Nanoscale Objects with Gold Bowtie Nanoantennas », *Phys. Rev. Lett.* **94**, 017402 (2005).
- [107] N. SHITRIT, I. YULEVICH, E. MAGUID, D. OZERI, D. VEKSLER, V. KLEINER et E. HASMAN, « Spin-Optical Metamaterial Route to Spin-Controlled Photonics », *Science* **340**, 724-726 (2013).
- [108] R.-J. SHIUE, Y. GAO, C. TAN, C. PENG, J. ZHENG, D. K. EFETOV, Y. D. KIM, J. HONE et D. ENGLUND, « Thermal radiation control from hot graphene electrons coupled to a photonic crystal nanocavity », *Nat. Commun.* **10**, 109 (2019).
- [109] S. B. SINGER, M. MECKLENBURG, E. R. WHITE et B. C. REGAN, « Polarized light emission from individual incandescent carbon nanotubes », *Phys. Rev. B* **83**, 233404 (2011).
- [110] S.-K. SON, M. ŠIŠKINS, C. MULLAN, J. YIN, V. G. KRAVETS, A. KOZIKOV, S. OZDEMIR, M. ALHAZMI, M. HOLWILL, K. WATANABE, T. TANIGUCHI, D. GHAZARYAN, K. S. NOVOSELOV, V. I. FAL'KO et A. MISHCHENKO, « Graphene hot-electron light bulb : incandescence from hBN-encapsulated graphene in air », *2D Mater.* **5**, 011006 (2017).
- [111] M. SVENINGSSON, M. JÖNSSON, O. A. NERUSHEV, F. ROHMUND et E. E. B. CAMPBELL, « Blackbody radiation from resistively heated multiwalled carbon nanotubes during field emission », *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1095-1097 (2002).
- [112] S. THONGRATTANASIRI, F. H. L. KOPPENS et F. J. GARCÍA DE ABAJO, « Complete Optical Absorption in Periodically Patterned Graphene », *Phys. Rev. Lett.* **108**, 047401 (2012).
- [113] A. TITTL, A.-K. U. MICHEL, M. SCHÄFERLING, X. YIN, B. GHOLIPOUR, L. CUI, M. WUTTIG, T. TAUBNER, F. NEUBRECH et H. GIESSEN, « A Switchable Mid-Infrared Plasmonic Perfect Absorber with Multispectral Thermal Imaging Capability », *Adv. Mater.* **27**, 4597-4603 (2015).
- [114] H. H. TRAN et I. PARK, « Wideband Circularly Polarized Cavity-Backed Asymmetric Crossed Bowtie Dipole Antenna », *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters* **15**, 358-361 (2016).
- [115] E. TUGAY, E. YILMAZ et R. TURAN, « Influence of gamma irradiation on the C-V characteristics of the Al/SiN_x/Si MIS capacitors », *J. Vac. Sci. Technol. A* **30**, 041507 (2012).
- [116] T. VALLIUS, K. JEFIMOV, J. TURUNEN, P. VAHIMAA et Y. SVIRKO, « Optical activity in subwavelength-period arrays of chiral metallic particles », *Appl. Phys. Lett.* **83**, 234-236 (2003).

- [117] S. VASSANT, I. MOLDOVAN DOYEN, F. MARQUIER, F. PARDO, U. GENNSER, A. CAVANNA, J. L. PELOUARD et J. J. GREFFET, « Electrical modulation of emissivity », *Appl. Phys. Lett.* **102**, 081125 (2013).
- [118] P. VINCENT et M. NEVIÈRE, « The Reciprocity Theorem for Corrugated Surfaces Used in Conical Diffraction Mountings », *Optica Acta : International Journal of Optics* **26**, 889-898 (1979).
- [119] S. L. WADSWORTH, P. G. CLEM, E. D. BRANSON et G. D. BOREMAN, « Broadband circularly-polarized infrared emission from multilayer metamaterials », *Opt. Mater. Express* **1**, 466 (2011).
- [120] J. WEI, H. ZHU, D. WU et B. WEI, « Carbon nanotube filaments in household light bulbs », *Appl. Phys. Lett.* **84**, 4869-4871 (2004).
- [121] C. WU, N. ARJU, G. KELP, J. A. FAN, J. DOMINGUEZ, E. GONZALES, E. TUTUC, I. BRENER et G. SHVETS, « Spectrally selective chiral silicon metasurfaces based on infrared fano resonances », *Nat. Commun.* **5**, 3892 (2014).
- [122] L. WU, Z. YANG, Y. CHENG, R. GONG, M. ZHAO, Y. ZHENG, J. DUAN et X. YUAN, « Circular polarization converters based on bi-layered asymmetrical split ring metamaterials », *Appl. Phys. A* **116**, 643-648 (2014).
- [123] Y. XIAO, N. A. CHARIPAR, J. SALMAN, A. PIQUÉ et M. A. KATS, « Nanosecond mid-infrared pulse generation via modulated thermal emissivity », *Light: Sci. Appl.* **8**, 51 (2019).
- [124] C. XU, G. T. STIUBIANU et A. A. GORODETSKY, « Adaptive infrared-reflecting systems inspired by cephalopods », *Science* **359**, 1495-1500 (2018).
- [125] L. XU, T. LI, X. GAO et Y. WANG, « Development of a Reliable Micro-Hotplate With Low Power Consumption », *IEEE Sensors Journal* **11**, 913-919 (2011).
- [126] N. YU, E. CUBUKCU, L. DIEHL, D. BOUR, S. CORZINE, J. ZHU, G. HÖFLER, K. B. CROZIER et F. CAPASSO, « Bowtie plasmonic quantum cascade laser antenna », *Opt. Express*, OE **15**, 13272-13281 (2007).
- [127] I. YULEVICH, E. MAGUID, N. SHITRIT, D. VEKSLER, V. KLEINER et E. HASMAN, « Optical mode control by geometric phase in quasicrystal metasurface », *Phys. Rev. Lett.* **115**, 205501 (2015).
- [128] H. ZHANG, Y.-. LI, X. CHEN, Y.-. FU et N.-. YUAN, « Design of circular polarisation microstrip patch antennas with complementary split ring resonator », *Antennas Propagation IET Microwaves* **3**, 1186-1190 (2009).
- [129] Y. ZHAO, M. A. BELKIN et A. ALÙ, « Twisted optical metamaterials for planarized ultrathin broadband circular polarizers », *Nat. Commun.* **3**, 870 (2012).
- [130] Y. ZHAO et A. ALÙ, « Manipulating light polarization with ultrathin plasmonic metasurfaces », *Phys. Rev. B* **84**, 205428 (2011).

Table des matières

Introduction	1
Chapitre 1 Généralités sur la modulation de l'émission thermique	5
I. Rappels sur l'émission thermique	5
A. Loi de Kirchhoff	5
B. Rayonnement de corps noir	7
C. Contrôle de l'émissivité en longueur d'onde, direction et polarisation	8
II. État de l'art de la modulation rapide du rayonnement thermique	13
A. Modulation de la température	13
B. Modulation de l'émissivité	16
C. Bilan des sources disponibles	19
III. Nouvelle proposition de source thermique modulable au-delà du mégahertz	22
A. Principe de modulation rapide de la température	22
B. Loi de Kirchhoff généralisée	24
C. Méthode de chauffage de l'émetteur	26
D. Discussion sur le rendement d'une source thermique rapide	29
Résumé	31
Chapitre 2 Source thermique en bande II modulable rapidement	33
I. Optique : spectre de l'émissivité	33
A. Principe théorique	33
B. Optimisation numérique de l'émissivité	34
C. Étude expérimentale du spectre de l'émissivité	40
II. Thermique : réponse en fréquence du signal infrarouge	46
A. Position du problème thermique	46
B. Résolution théorique et numérique pour une résistance indépendante de la température	51
C. Caractérisation expérimentale de la dynamique du rayonnement ther- mique	56
Résumé	59
Complément	61

Chapitre 3	Source thermique modulable et polarisée linéairement	69
I.	Optique : spectre de l'émissivité	69
A.	Principe théorique	69
B.	Optimisation numérique de l'émissivité	70
C.	Étude expérimentale du spectre de l'émissivité	72
II.	Thermique : réponse en fréquence du signal infrarouge	76
A.	Calcul théorique et numérique de la température	76
B.	Mesure de la réponse en fréquence du signal infrarouge	78
C.	Réponse temporelle : réponse infrarouge à une excitation impulsionnelle	80
	Résumé	82
Chapitre 4	Propositions de métasurfaces pour la polarisation circulaire et l'émission en bande III	83
I.	Métasurface pour la modulation rapide du rayonnement thermique polarisé circulairement	83
A.	État de l'art de l'émission thermique polarisée circulairement	84
B.	Structure d'échantillon fondée sur un motif chiral	86
C.	Démonstration théorique : élimination des motifs symétriques par rotation de 90°	87
D.	Étude numérique de quelques géométries	91
	Résumé	96
II.	Métasurface pour la modulation rapide du rayonnement en bande III	97
A.	Émetteur unique couplé à une nanoantenne	98
B.	Métasurface formée par un réseau d'émetteurs couplés à des antennes	102
C.	Fabrication de l'échantillon	106
	Résumé	107
Conclusion		109
Annexe A	Procédés de fabrication des échantillons	113
I.	Premières étapes : dépôts de couches minces	113
A.	Échantillons émettant en bande III	113
B.	Échantillons émettant en bande II	115
C.	Marques de positionnement	116
II.	Couche active nanostructurée	117
A.	Échantillon Salisbury	117
B.	Échantillon réseau	117
C.	Échantillon métasurface	118
D.	Électrodes de connexion	119
III.	Finitions	120

A.	Support d'échantillon	120
B.	Connexion électrique	120
IV.	Protocoles de lithographie	122
A.	Lithographie laser	122
B.	Lithographie électronique avec une résine positive, PMMA	122
C.	Lithographie électronique avec une résine négative, Ma-N	123
Annexe B Méthodes de caractérisation expérimentale		125
I.	Méthode de mesure de la réponse en fréquence du signal infrarouge	125
A.	Principe de mesure	125
B.	Émission parasite dans les ondes radio	127
C.	Fréquence de coupure du détecteur MCT	127
II.	Méthode de mesure du spectre	130
A.	Spectromètre infrarouge à transformée de Fourier	130
B.	Mesure en réflexion	130
C.	Mesure en émission	131
III.	Mesure de la température	133
A.	Lien entre résistance électrique et température	133
B.	Mesure de la résistance	135
C.	Détermination de la température	136
	Complément	139
Annexe C Données des matériaux		145
I.	Optique : constantes diélectriques dans l'infrarouge	145
II.	Électrique	150
III.	Thermique	150
Bibliographie		153
Table des matières		163

Titre : Modulation rapide de l'émission infrarouge de métasurfaces incandescentes

Mots clés : Émission thermique, Nanophotonique, Métasurfaces, Nanoantennes, Infrarouge

Résumé : Dans le moyen infrarouge, il n'existe pas à l'heure actuelle de source bon marché, compacte et modulable rapidement en amplitude. L'émission thermique est souvent écartée à cause des propriétés du rayonnement de corps noir : il est large spectralement, isotrope, non polarisé et la fréquence de modulation en intensité est limitée à quelques hertz par l'inertie thermique des émetteurs.

Cependant, aucune limite fondamentale n'impose ces inconvénients. L'objectif de cette thèse est de concevoir, fabriquer et caractériser des sources infrarouges incandescentes, de spectre et polarisation contrôlés, modulables au-delà du mégahertz. Les dispositifs que nous présentons reposent sur la modulation rapide de la température d'un émetteur de faible épaisseur, posé sur un substrat qui demeure froid : en effet, la conduction permet de le refroidir en un temps

qui dépend quadratiquement de l'épaisseur.

Dans un premier temps, nous présentons une source émettant en bande II (3 – 5 microns) fondée sur le principe de l'écran de Salisbury ; sa réponse en fréquence est caractérisée jusqu'à la dizaine de mégahertz.

Puis nous modifions cette structure pour utiliser un réseau métallique sub-longueur d'onde et faisons ainsi la démonstration d'une source en bande II modulable et polarisée linéairement.

Enfin, nous proposons plusieurs dispositifs pouvant rayonner avec une polarisation circulaire ainsi qu'une source en bande III (8 – 12 microns) constituée d'une métasurface de nanoémetteurs chauds couplés à des nanoantennes froides.

Title: Fast modulation of infrared emission by incandescent metasurfaces

Keywords: Thermal radiation, Nanophotonics, Metasurfaces, Nanoantennas, Infrared

Abstract: Currently, there is no available source in the mid-infrared range which can be cheap, compact, and whose intensity can be modulated at high frequency. For this purpose, thermal radiation is often considered irrelevant because of the blackbody properties: it is intrinsically broadband, isotropic, unpolarized and the intensity modulation rate is usually limited to a few hertz by thermal inertia.

However, there is no fundamental limit that imposes these properties. The goal of this thesis is to design, fabricate and experimentally characterize infrared incandescent sources with a controlled spectrum and polarization and with an intensity that can be modulated faster than 10 megahertz. We present devices which rely on fast temperature modulation of a thin emitter placed on a cold substrate. Indeed, thanks to heat

conduction, this emitter can cool down within a characteristic time which varies as the square of its thickness.

Firstly, we show a device emitting in MWIR (mid-wave infrared, 3 – 5 microns) based on the Salisbury screen's principle. We characterize its frequency response up to 10 MHz.

Then, we modify this structure and use instead a sub-wavelength metallic grating, thus demonstrating a MWIR source linearly polarized with the same modulation properties.

Finally, we propose several devices which can emit circularly polarized infrared radiation and a source operating in LWIR (long-wave infrared, 8 – 12 microns) consisting in a metasurface of hot nanoemitters coupled to cold nanoantennas.

