Métasurfaces incandescentes ultra rapides pour une émission spectralement sélective dans le moyen infrarouge avec un état de polarisation contrôlé

Anne Nguyen

▶ **To cite this version:**

Anne Nguyen. Métasurfaces incandescentes ultra rapides pour une émission spectralement sélective dans le moyen infrarouge avec un état de polarisation contrôlé. Optique [physics.optics]. Université Paris-Saclay, 2022. Français. NNT : 2022UPASP108 . tel-04059500

HAL Id: tel-04059500

https://pastel.hal.science/tel-04059500

Submitted on 5 Apr 2023

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

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

université
PARIS-SACLAY

Métasurfaces incandescentes ultra rapides pour une émission spectralement sélective dans le moyen infrarouge avec un état de polarisation contrôlé

Metasurface-based ultra fast incandescent sources for spectrally selective emission in the midwave infrared with controlled polarization state

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n°572 : ondes et matière (EDOM)
Spécialité de doctorat : Physique
Graduate School : Physique, Référent : Institut d'Optique

Thèse préparée au Laboratoire Charles Fabry (LCF UMR 8501 Laboratoire Charles Fabry), sous la direction de Jean-Jacques GREFFET, Professeur, et le co-encadrement de Benjamin VEST, maître de conférences.

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 1er décembre 2022, par

Anne NGUYEN

Composition du jury

Riad HAIDAR Directeur de recherches, Directeur scientifique général de l'ONERA, ONERA, Université Paris-Saclay	Président
Yannick DE WILDE Directeur de recherches CNRS, Institut Langevin, ESPCI, Université PSL	Rapporteur
Patrice GENEVET Chargé de recherches CNRS, Centre de Recherche sur l'Hétéro-épitaxie et ses Applications, Université Côte d'Azur	Rapporteur
Delphine MARRIS-MORINI Professeure, Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, Université Paris-Saclay	Examinatrice
Enrique GARCIA-CAUREL Ingénieur de recherche, Laboratoire de Physique des Interfaces et des Couches Minces, École polytechnique, Institut Polytechnique de Paris	Invité
Sylvie PAOLACCI-RIERA DGA – Agence de l'innovation de défense	Invitée
Benjamin VEST Maître de conférences, Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, Université Paris-Saclay	Invité
Jean-Jacques GREFFET Professeur, Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, Université Paris-Saclay	Directeur de thèse

THESE DE DOCTORAT
NNT : 2022UPASP108

Remerciements

La thèse est une expérience unique où l'étudiant fraîchement diplômé, habitué à comprendre, enregistrer et reproduire des théories ou expériences éprouvées, se retrouve catapulté aux frontières d'un domaine de pointe. La certitude de l'existence d'une solution au problème posé vole en éclats, le doctorant se retrouve propulsé au rang d'expert mondial et expérimente ainsi pour la première fois la recherche scientifique. On se surprend parfois à penser : quelle folie de s'aventurer en ces terrains obscurs, seul face à soi-même, sans garantie de résultats concluants. Mais comme dirait l'autre : *maalich*, en avant toute et advienne que pourra !

Un peu plus de trois ans après ce saut de la foi, nous y voici : ce manuscrit vient condenser en quelque 150 pages, des journées de labeur ponctuées de doutes, de questions suscitées par des questions (certaines restant à ce jour sans réponse), de litres de sueur versés en salle blanche, en salle de manipe ou tout simplement devant reticolo, sans oublier des périodes d'intense *rageage*. Tous ces moments ont été vécus dans un cadre exceptionnel : au laboratoire Charles Fabry au sein de l'IOGS. Je remercie Patrick Georges pour m'avoir accueillie au sein du LCF ainsi que les services administratifs qui m'ont permis une arrivée sereine dans l'institut. Je tiens à remercier l'ensemble des membres du jury pour leur lecture attentive du manuscrit, pour leurs questions très intéressantes et les discussions captivantes qui en ont résulté : merci à Yannick de Wilde et à Patrice Genevet pour leurs rapports très positifs et leur bienveillance, merci à Riad Haidar d'avoir présidé le jury ainsi qu'à Delphine Marris-Morini et Sylvie Paolacci-Riera.

Je remercie sincèrement mon directeur de thèse, Jean-Jacques Greffet, pour m'avoir accueillie avec bienveillance au sein de son groupe de recherche, pour m'avoir fait confiance sur un projet ambitieux et pour m'avoir fait bénéficier de sa forte expérience et de sa vision pédagogique de la physique. J'aurai beaucoup appris de nos discussions et des innombrables anecdotes du déjeuner/de la pause café : je maîtrise désormais mieux l'art de la diplomatie face à des *referees* un peu incisifs et je crois avoir enfin compris l'intérêt de regarder les courses de cyclisme.

Je remercie mon co-encadrant de thèse, Benjamin Vest, pour sa bonne humeur constante, son humour, son investissement sans faille dans la cohésion du groupe – les pizzas, les bières, les *lab clean-up days* – et pour ses efforts dans la recherche de spécialistes susceptibles de donner une impulsion nouvelle aux projets de recherche. Il n'y aura pas eu que des jours sans nuages mais patience, franchise, écoute et persévérance finissent toujours par payer : merci d'avoir fait appel à toutes ces précieuses qualités !

L'émulation scientifique, la présence de chercheurs de renom et les conversations de couloir ont fourni un environnement unique sans lequel il aurait été impossible de faire avancer mes projets de recherche. Grâce à cela, de fil en aiguille, les recommandations de François Goudail et de Matthieu Boffety (que je remercie également pour toutes les discussions très intéressantes que nous avons eues) m'ont conduite à travailler avec Enrique Garcia-Caurel. Sa bienveillance, sa patience et son enthousiasme ont été des moteurs qui m'ont permis de faire avancer efficacement mes projets. Pour tout cela, je le remercie sincèrement.

Je remercie infiniment Jean-Paul Hugonin pour sa gentillesse incroyable, sa disponibilité en toute circonstance, sa connaissance encyclopédique, son efficacité époustouflante et son aide inestimable dans les simulations numériques. *Reticolo pour les nuls* m'aura accompagnée pendant tout mon passage au LCF, il me reste encore, entre autres, à comprendre les fonctionnalités de retbidouille.

Je remercie Anne-Lise Coutrot pour toutes les heures passées en salle blanche, les innombrables discussions à propos d'eau chlorée et les *pep talks* pour m'encourager à une pratique sportive régulière. Je remercie Mondher Besbes pour les nombreuses discussions de couloir (eh oui, il se passe toujours beaucoup de choses dans les couloirs. . .) et les conseils qu'il a pu m'apporter pour améliorer mes codes. Je remercie Christophe Hecquet, Marc Apfel et Jean-René Rullier pour l'aide qu'ils m'ont apportée pour améliorer ou entretenir le matériel et les dispositifs expérimentaux. Je remercie également Christophe Sauvan, Henri Benisty, Philippe Ben-Abdallah, Riccardo Messina, pour leur bienveillance, leur aide, leur partage d'expérience et d'expertise.

J'ai également eu la chance de participer aux activités d'enseignement grâce auxquelles j'aurai beaucoup appris, tant sur le plan académique que sur le plan pédagogique. Je remercie chaleureusement Hervé Sauer pour les nombreuses discussions que nous avons pu avoir à la suite des séances de travaux dirigés. Je remercie également Sylvie Lebrun, Julien Villemejane, Charles Bourassin-Bouchet, Xavier Délen pour m'avoir instantanément intégrée au sein de leur équipe pédagogique.

Enfin, je souhaite particulièrement remercier mes collègues doctorants et post-docs. Pour n'oublier personne, je propose une approche sous l'angle de la localisation géographique. Je suis arrivée un beau jour de 2019, à un moment où le fameux bureau des doctorants avait atteint sa capacité maximale de stockage : Cheng, Anton, Léo, Hector, Marta et Élise. Je remercie Léo d'avoir accepté de me tenir compagnie dans un premier (gigantesque) bureau tout d'abord. De nos discussions et bavardages, j'aurai beaucoup appris sur la thématique de thèse, le biseau de quelques mois nous aura permis de travailler efficacement et d'obtenir rapidement des résultats très concluants. En dehors de tous ces échanges fort sérieux, nous aurons tout de même beaucoup ri, en particulier les lundis matin avec les comptes-rendus des mariages quasi-hebdomadaires auxquels Léo était invité. Peu à peu, nous avons été expulsés par l'agrandissement exponentiel de la start-up Pasqal. N'ayant malheureusement pas (encore) réussi à lever quelques centaines de millions d'euros pour leur tenir tête, nous avons alors échoué dans un bureau de taille bien plus modeste mais qui se révélera être, par la suite, le centre de toutes les convoitises. Eh oui, malgré les diverses pressions, j'aurai défendu mon petit chez-moi local. Je l'aurai décoré de multiples cartons en tous genres et sopalins (les initiés sauront de quoi je parle). Certains se souviendront également du petit nom de baptême de ce bureau, fortement lié à une certaine mauvaise (vraiment ?) habitude de l'un(e) de ses occupant(e)s. J'y aurai également connu plusieurs colocataires suite au départ de Léo : Cheng tout d'abord, suivi d'Étienne pour quelques mois avant que Guillaume et Nikos ne me rejoignent. Je remercie ces derniers pour leur tolérance vis-à-vis de mes préférences décoratives et pour les discussions plus ou moins nombreuses que nous avons pu avoir. Revenons au bureau des doctorants : je n'aurai pas eu beaucoup de temps pour apprendre à connaître Anton, mais les quelques mois de recoupement m'auront fait apprécier son français admirable. Marta m'aura bien fait rire avec ses corgis. Je remercie également les derniers arrivés, Mauricio et Matthieu, pour leurs anecdotes amusantes, leur oreille attentive et leur gentillesse.

Un énorme merci à Hector pour son humour, sa patience, sa gentillesse et ses Boléro de Ravel sifflotés quotidiennement dans les couloirs. Il aura été une oreille attentive dans certains moments compliqués, sa bonne humeur et son optimisme constants auront été un support inestimable. Son compte Netflix aussi.

Et bien sûr, on en arrive à mes *partners in crime*, la bande des JJ padawans, Élise et Aurelian.

Arrivés plus ou moins en même temps pour commencer une thèse sous la direction de Jean-Jacques, nous aurons vécu de nombreuses péripéties. Entre les discussions WTF d'après 19h, les surnoms mystiques à trois syllabes donnés à certains projets, les *stories* en tout genre pour lesquelles nous avons trop souvent oublié de fermer la porte, les pires moments de gênance et les calculs tactiques lors des journées de l'EDOM, nous ne nous serons jamais ennuyés et je les remercie pour avoir contribué à créer cette ambiance unique de confiance, de partage et d'amitié.

Enfin, je remercie du fond du cœur mes parents et ma famille, sans qui rien de tout cela n'aurait pu se réaliser. Leur support inconditionnel, leurs encouragements constants et leur amour sont autant de moteurs qui m'incitent à toujours plus repousser mes limites et à affronter toutes les situations avec calme et sang-froid. Je remercie également mes amis, les moments inoubliables passés ensemble m'auront permis de m'extraire de mes travaux de recherche pour découvrir toujours plus de nouveaux horizons. Et bien sûr, merci à Sami. Pour tout.

Table des matières

Table des matières **vii**

Introduction **1**

1 État de l'art sur le contrôle de l'émission thermique **5**
1.1 Motivations . . . 5
1.2 L'émission thermique . . . 6
1.2.1 Le corps noir . . . 6
1.2.2 L'émissivité . . . 8
1.2.3 Loi de Kirchhoff . . . 8
1.2.4 Loi de Kirchhoff généralisée . . . 9
1.3 Métamatériaux et métasurfaces . . . 12
1.4 Contrôle du spectre émis par des sources incandescentes . . . 14
1.5 Contrôle de la directivité de l'émission par des sources incandescentes . . . 16
1.6 Modulation rapide de l'émission par des sources incandescentes . . . 18
1.6.1 Modulation de l'émission par modulation de l'émissivité . . . 18
1.6.2 Modulation de l'émission par modulation de la température . . . 20
1.6.3 Synthèse des performances atteintes dans la littérature pour la modulation de l'émission . . . 22
1.6.4 Piste que nous nous proposons d'explorer . . . 22
1.7 Contrôle de la polarisation du rayonnement émis par des sources incandescentes . . . 24
1.7.1 Production de rayonnement MIR polarisé linéairement . . . 24
1.7.2 Manipulation de rayonnement polarisé circulairement/elliptiquement 25
1.7.3 Piste que nous proposons d'explorer . . . 32

2 Modulation rapide de sources incandescentes **35**
2.1 Principe de fonctionnement . . . 35
2.1.1 Dynamique temporelle . . . 36
2.1.2 Propriétés spectrales . . . 37
2.1.3 Simulations pour le dimensionnement de la source . . . 39
2.2 Fabrication des échantillons . . . 42
2.3 Caractérisation des propriétés dynamiques . . . 43
2.3.1 Mesure de la réponse temporelle . . . 43
2.3.2 Mesure de la réponse fréquentielle . . . 45
2.3.3 Caractérisation spectrale . . . 51
2.4 Conclusion . . . 58

3 Rendement de sources thermiques modulables rapidement 61
3.1 Définition du rendement . . . 61
3.2 Détermination de l'amplitude de modulation de la température . . . 63
3.2.1 Modulation pulsée . . . 64
3.2.2 Modulation harmonique . . . 66
3.3 Régime linéaire . . . 68
3.3.1 Taille de la surface émettrice . . . 68
3.3.2 Influence de la résistance thermique du substrat . . . 69
3.3.3 Fréquence de modulation . . . 70
3.4 Régime non-linéaire . . . 70
3.4.1 Cas du régime de modulation harmonique . . . 70
3.4.2 Cas du régime de modulation pulsée . . . 70
3.5 Comparaison du rendement de plusieurs sources . . . 72
3.6 Conclusion . . . 75

4 Développement d'un polarimètre de Stokes dans le moyen infrarouge 77
4.1 Mesurer l'état de polarisation d'un rayonnement . . . 77
4.1.1 Fondements . . . 77
4.1.2 Principe d'un polarimètre de Stokes . . . 80
4.1.3 Le PSA canonique à 4 états, un cas d'école pour analyser l'état de polarisation d'une lumière monochromatique sans aucune source de bruit . . . 81
4.1.4 Qualité du PSA : critère du conditionnement de la matrice d'analyse d'état de polarisation . . . 82
4.1.5 Qualité du PSA : critère de l'Equally Weighted Variance (EWV) . . . 83
4.2 Étude de PSA à 4 états et à 5 états . . . 84
4.2.1 Comparaison des performances de PSA à 4 états (PSA dits *minimaux*) 84
4.2.2 Solutions possibles pour améliorer la robustesse spectrale du PSA à 4 états optimal prenant la forme d'un tétraèdre régulier . . . 88
4.2.3 Comparaison des performances de trois PSA à 5 états . . . 90
4.3 Description du dispositif . . . 94
4.3.1 Caractérisation des composants par mesure sur un polarimètre de Mueller . . . 94
4.3.2 Construction du polarimètre de Stokes . . . 95
4.4 Caractérisation expérimentale des performances du polarimètre de Stokes construit . . . 97
4.4.1 Mesure expérimentale du retard de la lame . . . 97
4.4.2 Vérification des coefficients de la matrice d'analyse d'état de polarisation . . . 100
4.4.3 Estimation de l'incertitude sur le PSA . . . 102
4.4.4 Tests du PSA sur des états de polarisation connus . . . 103
4.5 Conclusion . . . 106

5 Émission par une source incandescente chirale présentant du dichroïsme circulaire 109
5.1 Recherche d'une architecture présentant du dichroïsme circulaire en émission 109
5.1.1 Idées pour favoriser l'apparition de dichroïsme circulaire . . . 109
5.1.2 Simulations pour le dimensionnement de la source . . . 112
5.2 Fabrication des échantillons . . . 115
5.2.1 Conditions de fonctionnement de la source . . . 116
5.2.2 Mesure de l'échauffement de la source . . . 118

5.3 Caractérisation dynamique 120
5.4 Caractérisation du spectre d'émissivité 121
5.5 Caractérisation polarimétrique 122
5.6 Discussion sur les origines du dichroïsme circulaire de la source 126
5.6.1 Comprendre les origines du dichroïsme circulaire 126
5.6.2 Formalisme des modes quasi-normaux (QNM) 127
5.6.3 Analyse des résultats à la lumière des modes quasi-normaux de la source 130
5.6.4 Dichroïsme linéaire observé non-prédit par les simulations 134
5.7 Conclusion 135

Conclusion et perspectives **139**

A Loi de Kirchhoff généralisée **143**
A.1 Réponse linéaire 143
A.1.1 Fonction de réponse linéaire 143
A.1.2 Fonction de relaxation 144
A.1.3 Définition de la susceptibilité du système 144
A.2 Susceptibilité électrique, lien avec les fluctuations des moments dipolaires . 144
A.2.1 Fluctuation-dissipation, formulation spectrale 146
A.3 Application à la fonction de corrélation du champ électrique 147
A.4 Moyenne statistique du flux rayonné par des dipôles de courants fluctuants 148
A.5 Lien avec l'absorption 149

B Spherical 2-design : PSA optimaux selon le critère de l'equally weighted variance (EWV) ou du conditionnement selon la norme de Frobenius **151**

C Source émettant avec du dichroïsme circulaire : contribution de chacun des 7 QNMs identifiés **155**
C.1 Procédure de calcul des QNMs et coefficients d'excitation 155
C.2 Détail des coefficients d'excitation des différents QNMs identifiés 156
C.3 Tentative d'explication du déséquilibre entre les coefficients d'excitation polarisés circulaire gauche/droite 159

D Liste de publications **161**

Bibliographie **171**

Introduction

Problématique générale

Le moyen infrarouge (MIR) est un domaine spectral relativement peu exploité aujourd'hui du fait des faibles performances des sources et détecteurs. Il présente pourtant un très grand potentiel pour des applications d'importance centrale. La spectroscopie MIR est utilisée pour la détection ou l'analyse de matériaux inconnus sous toutes formes (solide, liquide ou gazeuse). En effet, une large gamme de molécules absorbe dans le MIR et y présente des raies d'absorption spécifiques, signature des vibrations intramoléculaires, ce qui permet de les identifier. Ces propriétés sont largement exploitées dans de nombreux domaines. En astrophysique, les spécialistes déterminent la composition des étoiles à partir de leur spectre d'émission. La spectroscopie est largement présente en chimie pour la détermination des composés intermédiaires formés lors d'une réaction. Les forces de l'ordre et douanes confrontées à des substances inconnues peuvent en déterminer la nature en mesurant leur absorption, ce qui ne nécessite alors aucun contact et permet une analyse non destructive. Par ailleurs, l'atmosphère présente trois bandes de transparence dans l'infrarouge qui peuvent être utilisées en pratique : le proche infrarouge (*short-wave infrared* ou SWIR) ou bande I, entre 1.8 et 2.8 µm, le moyen infrarouge (*mid-wave infrared*, MWIR ou MIR) ou bande II, entre 3 et 5 µm et l'infrarouge lointain (*long-wave infrared* ou LWIR) ou bande III, entre 8 et 12 µm. Les différentes molécules usuellement présentes dans l'atmosphère n'absorbent que très peu le rayonnement à ces longueurs d'onde ce qui permet d'envisager le développement de télécommunications MIR. Les signaux échangés sont robustes à des phénomènes de diffusion par l'atmosphère qui varient en $1/\lambda^4$.

De telles applications nécessitent l'utilisation d'une source émettant dans le MIR avec des propriétés spectrales optimisées selon chaque application. Afin de réduire les coûts de ces dispositifs habituellement gourmands en énergie et réduire leur encombrement, ces sources doivent être robustes et compactes. Le travail réalisé dans cette thèse vise à proposer des sources incandescentes novatrices. À la fois fines (quelques dizaines de nanomètres d'épaisseur), faciles à fabriquer et peu onéreuses, elles permettent de produire un rayonnement MIR spectralement étroit, avec un état de polarisation linéaire ou circulaire. Leur émission peut être modulée rapidement et contrôlée électriquement de façon externe. Les sources conçues, fabriquées et caractérisées forment une démonstration prometteuse pour une nouvelle génération de sources MIR.

Organisation du manuscrit

Le manuscrit est composé de cinq chapitres. Dans le premier chapitre, nous introduisons les concepts qui vont nous guider dans la conception de sources incandescentes sur mesure. Nous établissons ensuite un état de l'art des différentes thématiques développées dans la

thèse. Dans le deuxième chapitre, nous décrivons la conception, fabrication et caractérisation d'une source émettant sélectivement dans le MIR, modulable rapidement (au-delà de 10 MHz) et dont l'émission est polarisée linéairement. Le troisième chapitre propose une étude sur l'amélioration du rendement de ce type de sources à modulation rapide. Le quatrième chapitre marque un tournant par rapport à ce qui précède. On s'intéresse au contrôle de l'état de polarisation du rayonnement MIR émis. Plus spécifiquement, on cherche à concevoir une source émettant avec un fort degré de polarisation circulaire, i.e. un fort dichroïsme circulaire relativement à l'intensité totale émise. Pour cela, le quatrième chapitre introduit et présente un analyseur d'état de polarisation opérant dans le MIR sur une large gamme spectrale et permettant une robustesse quasi-optimale de l'état de polarisation mesuré aux sources de bruit. Enfin, le cinquième chapitre décrit la conception, fabrication et caractérisation du rayonnement polarisé émis par une source optimisée pour émettre avec un fort dichroïsme circulaire.

Chapitre 1 : État de l'art sur le contrôle de l'émission thermique

Dans ce premier chapitre, on dresse un état de l'art sur le contrôle de l'émission thermique. On évoque des travaux réalisés dans la littérature visant à contrôler le spectre émis, l'état de polarisation du rayonnement, la directivité de l'émission et la vitesse de modulation. On présente également les ingrédients principaux permettant de réaliser nos objectifs.

Chapitre 2 : Modulation rapide de sources incandescentes

Dans le deuxième chapitre, on poursuit l'objectif suivant : concevoir une source incandescente compacte, modulable rapidement (au-delà de la centaine de kHz) et dont l'émission est piquée dans le MIR. Pour réaliser cela, nous nous orientons vers une source dont la modulation de l'émission est contrôlée par la modulation de sa température. Le mécanisme contrôlant la dynamique de refroidissement de l'émetteur est la conduction thermique vers un substrat froid. C'est l'élément clé permettant de moduler rapidement l'émission de la source. Un émetteur de très faible épaisseur est également requis pour limiter l'inertie thermique. En texturant cet émetteur sous la forme d'un réseau unidimensionnel sub-longueur d'onde de fils métalliques, nous obtenons une métasurface qui nous permet de produire un rayonnement MIR polarisé linéairement, quasi monochromatique et modulable à plus de 10 MHz. Cette architecture connectée électriquement présente par ailleurs l'avantage pratique d'un contrôle externe électrique de l'échauffement de la source et d'une taille compacte (25 nm d'épaisseur).

Chapitre 3 : Rendement de sources thermiques modulables rapidement

Suite aux résultats prometteurs obtenus au chapitre précédent, le troisième chapitre analyse la question du rendement de ce type de source incandescente à modulation de température s'appuyant sur un refroidissement rapide par conduction vers un substrat froid. Dans ces structures, une modulation rapide de l'émission s'accompagne d'une dégradation de l'intensité émise. Nous examinons les degrés de liberté ajustables, tels que le régime de modulation pulsé ou harmonique, la surface de la source ou encore la possibilité de la suspendre, et étudions leur impact sur le rendement de la source. Nous en tirons des lignes directrices permettant d'améliorer son architecture.

Dans la suite du manuscrit, nous explorons davantage les propriétés de polarisation du rayonnement MIR émis par des métasurfaces incandescentes. La production d'un rayonnement MIR polarisé circulairement nécessite pour le moment un dispositif optique conséquent et volumineux avec l'utilisation d'un corps noir classique, de polariseurs et de retardateurs. Ce système est par conséquent peu pratique et implique un rendement très faible de la source puisque plus de la moitié du rayonnement émis est perdu quasiment dès le début, ne serait-ce que par passage à travers un polariseur.

Chapitre 4 : Développement d'un instrument de caractérisation polarimétrique dans le MIR

Avant de caractériser l'état de polarisation d'une source émettant dans le MIR, il faut tout d'abord s'assurer qu'on dispose d'un analyseur d'état de polarisation (PSA) fiable dans cette gamme spectrale. Pour un rayonnement monochromatique, il est facile de construire un PSA à partir d'une simple lame à retard et d'un polariseur. Dans le cas d'une source à spectre large, la tâche se complique. Si on souhaite éviter la multiplication des composants polarimétriques et des mesures séquentielles pour chaque longueur d'onde, il est nécessaire de repenser le PSA. Le chapitre 4 propose un polarimètre de Stokes très simple opérant sur une large bande spectrale dans le MIR (entre 2.5 et 8 µm) et offrant une grande robustesse du résultat au bruit affectant les mesures. Il offre par ailleurs l'avantage considérable d'être facile à manipuler et demande très peu de mesures pour remonter à l'état de polarisation du rayonnement à analyser.

Chapitre 5 : Émission par une source incandescente chirale présentant du dichroïsme circulaire

Le cinquième chapitre est consacré à la conception, fabrication et caractérisation d'une source incandescente optimisée pour émettre avec un fort dichroïsme circulaire dans le MIR. À la lumière de l'ensemble des conclusions et résultats prometteurs des chapitres précédents, nous développons une métasurface dont l'émission présente un fort contraste entre polarisations d'hélicités opposées. La source proposée présente par ailleurs l'avantage d'être modulable rapidement, au-delà de 10 MHz. Nous proposons également de comprendre les mécanismes permettant l'apparition d'un dichroïsme circulaire en émission dans la direction normale à la surface de la source en explorant le couplage de ses modes à des ondes planes de différentes polarisations.

Chapitre 1

État de l'art sur le contrôle de l'émission thermique

1.1 Motivations

Les sources MIR les plus courantes reposent sur l'incandescence. Avec leur rayonnement suivant une loi de Planck, ces sources ont l'inconvénient d'émettre sur l'ensemble du spectre électromagnétique. Pour des applications nécessitant des puissances importantes dans le MIR, cela implique une forte température de la source. D'un point de vue énergétique, leur rayonnement à large spectre les rend très peu efficaces. Par ailleurs, dans des systèmes où la modulation de l'émission est nécessaire, les sources à incandescence sont limitées par leur inertie thermique due à leur volume important.

Les LEDs seraient des candidates naturelles. Dans le visible, elles ont remplacé les ampoules à incandescence en raison de leur meilleur rendement énergétique. Cependant, dans le MIR, leur rendement se dégrade rapidement avec la longueur d'onde car le taux d'émission spontanée $\Gamma \propto \lambda^{-3}$, où λ est la longueur d'onde, devient plus petit que les taux de relaxation d'autres processus non radiatifs comme la recombinaison Auger. Leur rendement à température ambiante se réduit alors drastiquement. D'autres solutions existent telles que les lasers à cascade quantique ou les oscillateurs paramétriques optiques. Ceux-ci peuvent atteindre des cadences de modulation élevées et peuvent avoir une émission très piquée en longueur d'onde mais ils sont chers et pour certains difficiles à miniaturiser.

Parmi les seules sources MIR compactes et bon marché, on trouve des sources à base de guides d'onde réalisés en matériaux semi-conducteurs. En tirant partie de phénomènes non-linéaires, il est possible de créer une source MIR en supercontinuum [Lafforgue et al., 2022]. Elles nécessitent cependant un pompage laser externe pour produire le rayonnement désiré. D'autres sources s'appuient sur l'incandescence, dont les représentants typiques sont les globars et les membranes chaudes [Barritault et al., 2011]. Ce type de source comporte cependant de nombreuses limitations. Son émission est quasi isotrope, dépolarisée et à spectre large suivant une loi de corps noir. Sa luminance spectrale est également faible avec un nombre de photons par mode fixé par la statistique de Bose-Einstein. Enfin, les sources incandescentes classiques souffrent d'une grande inertie thermique due à leur volume important, ce qui limite leur modulation à quelques centaines de hertz [Hildenbrand et al., 2010, Miyazaki et al., 2015]. À première vue, les sources incandescentes ne présentent qu'un potentiel très limité. Pourtant, il est important de réaliser que les propriétés citées ne sont pas liées à des limitations physiques, mis à part le nombre de photons par mode. Par exemple, l'inertie thermique peut être vaincue en choisissant un petit émetteur. Pour compenser la faible émission, il est alors envisageable de faire un émetteur très fin mais avec une large surface émettrice. Aucune loi de la physique ne condamne le spectre d'émission à suivre strictement la loi de Planck avec un spectre large, ni le rayonnement

à être complètement dépolarisé. En prenant conscience de cela, il est possible de modifier significativement les propriétés d'émission des sources incandescentes.

Dans ce chapitre, nous exposons d'abord les outils à notre disposition pour contrôler l'émission thermique. Nous proposons ensuite un aperçu des travaux réalisés durant les trente dernières années en nanophotonique qui ont conduit à un changement profond de paradigme et à une renaissance de l'incandescence.

1.2 L'émission thermique

Lorsqu'un corps est chauffé, ses constituants (noyaux des atomes, électrons ...) sont mis en mouvement autour de leur position d'équilibre : c'est l'agitation thermique. Dans le cas de particules chargées comme des électrons en mouvement par rapport au noyau, ces déplacements locaux de charges forment des dipôles électriques oscillant aléatoirement, formant ainsi des courants fluctuants totalement décorrélés les uns des autres et de moyenne nulle. Ces courants relaxent en émettant un rayonnement électromagnétique : ce processus d'émission spontanée est la source du rayonnement thermique. Pour décrire ce rayonnement, on introduit la *luminance spectrale* $L^{(\ell)}(\omega, \mathbf{u})$, i.e. le flux émis dans un angle solide Ω autour de la direction portée par $\mathbf{u}$ à fréquence $\omega = 2\pi c/\lambda_0$ où λ_0 est la longueur d'onde, avec une polarisation (ℓ) par unité de surface. Notons que la luminance spectrale s'exprime en $\mathrm{W/m^2/sr/Hz}$.

1.2.1 Le corps noir

Un objet parfaitement absorbant pour toutes les longueurs d'onde est appelé un corps noir suivant la définition introduite par Kirchhoff. Une réalisation pratique d'un corps noir consiste à réaliser une enceinte diffusante et absorbante munie d'une petite ouverture de sorte que la lumière qui y pénètre est totalement absorbée. En chauffant les parois à température T, les électrons et atomes constituant la parois sont promus dans des états excités et se désexcitent en émettant un rayonnement. Après un très grand nombre de réflexions, absorptions et ré-émissions des photons à l'intérieur des parois, un équilibre entre atomes de la paroi et rayonnement s'établit. Les photons dans l'enceinte forment alors un gaz de photons à l'équilibre thermodynamique décrit par la température T. Les propriétés thermodynamiques de ce gaz de photons sont complètement déterminées par la distribution spectrale d'énergie par unité de volume $u(\omega, T)$ qui s'écrit comme le produit de trois quantités : i) la densité d'états $D(\omega)\mathrm{d}\omega = V\frac{2\omega^2\mathrm{d}\omega}{2\pi^2c^3}$ (i.e. le nombre de modes électromagnétiques de fréquence autour de ω à $\mathrm{d}\omega$ près par unité de volume de la boîte de volume total V. Notons que cette densité d'états est obtenue pour un rayonnement isotrope), ii) le facteur d'occupation de chaque état $f(\omega, T)$ qui, dans le cas de photons, est une distribution de Bose-Einstein $1/\left[\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_BT}\right) - 1\right]$ avec un potentiel chimique nul et iii) l'énergie correspondante du photon $\hbar\omega$. Les constantes utilisées sont $k_B \simeq 1.38\,10^{-23}$ J/K est la constante de Boltzmann, $h = \hbar/(2\pi) \simeq 6.626\,10^{-34}$ J.s la constante de Planck et c la vitesse de la lumière dans le vide,

$$u(\omega, T)\mathrm{d}\omega = \frac{1}{V}\hbar\omega\, f(\omega, T)\, D(\omega)\, \mathrm{d}\omega = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2c^3}\frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_BT}\right) - 1}\mathrm{d}\omega. \tag{1.1}$$

Il est possible d'observer le rayonnement émis par l'ouverture de l'enceinte. En faisant l'hypothèse que cette ouverture est suffisamment petite pour ne pas perturber l'équilibre dans l'enceinte, ce rayonnement est le rayonnement d'équilibre. La puissance émise est obtenue en calculant l'énergie sortant par ce petit trou de section $\mathrm{d}S$ dans la direction θ par rapport à la normale à la surface du trou et dans un angle solide $\mathrm{d}\Omega$ pendant un instant

$\mathrm{d}t$. L'énergie recherchée revient à calculer l'énergie des photons contenus dans le cylindre oblique dont la base a une section $\mathrm{d}S$ penché d'un angle θ et de hauteur $c\mathrm{d}t$ (distance maximale parcourue par un photon pendant la durée $\mathrm{d}t$). On a alors

$$\mathrm{d}P_e(\omega, T) = \frac{\mathrm{d}E(\omega, T)}{\mathrm{d}t} = u(\omega, T)\, c \cos\theta\, \mathrm{d}S \frac{\mathrm{d}\Omega}{4\pi}\mathrm{d}\omega. \tag{1.2}$$

Par définition radiométrique, la puissance émise par l'élément de surface $\mathrm{d}S$ à fréquence ω et dans un angle solide $\mathrm{d}\Omega$ autour de la direction faisant un angle θ avec la normale à la surface est reliée à sa luminance L_{BB} par

$$\mathrm{d}P_e(\omega, T) = L_{\mathrm{BB}}(\omega, T) \cos\theta \mathrm{d}S\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}\omega. \tag{1.3}$$

On en déduit finalement l'expression de la luminance d'un corps noir dans le vide (flux émis par unité de surface et par unité d'angle solide), connu sous le nom de loi de Planck

$$L_{\mathrm{BB}}(\omega, T) = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^3 c^2} \frac{1}{\exp\left(\dfrac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1} \tag{1.4}$$

qui s'écrit de façon équivalente en fonction de la longueur d'onde

$$L_{\mathrm{BB}}(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\dfrac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1}. \tag{1.5}$$

Dans cette expression, nous retrouvons toutes les caractéristiques du corps noir : un rayonnement dépolarisé, isotrope et à large spectre complètement déterminé par la température. Elle donne une borne supérieure à la luminance d'un corps à l'équilibre thermodynamique avec un bain de photons ambiant. Notons que la loi de Planck est une fonction croissante de la température à toute longueur d'onde.

De la loi de Planck, on peut déduire deux quantités intéressantes. La loi de Stefan-Boltzmann donne la puissance surfacique émise dans le demi-espace

$$P_{\mathrm{surf,BB}}(T) = \int_{2\pi} \mathrm{d}\Omega \int_0^\infty L_{\mathrm{BB}}(\lambda, T)\, \mathrm{d}\lambda = \sigma_{\mathrm{SB}} T^4, \tag{1.6}$$

avec $\sigma_{\mathrm{SB}} = \pi^2 k_B^4 / \left(60\hbar^3 c^2\right) = 5.65\ 10^{-8}\ \mathrm{W/m^2/K^4}$ la constante de Stefan-Boltzmann. Cette loi met en avant la non-linéarité en la température de la puissance émise par un corps chauffé. On déduit également la loi du déplacement de Wien

$$\lambda_{\mathrm{Max}}(T) = \frac{\sigma_{\mathrm{W}}}{T}, \tag{1.7}$$

où T est la température exprimée en Kelvins et $\sigma_{\mathrm{W}} \simeq 2.90\ 10^3$ µm.K est la constante de Wien. λ_{Max} donne la longueur d'onde du pic de luminance du corps noir.

La cohérence spatiale est définie par la corrélation du champ en deux points différents de l'espace, au même instant. Elle permet de quantifier la capacité d'une onde à interférer avec une version d'elle-même décalée dans l'espace. Le rayonnement isotrope du corps noir indique une cohérence spatiale très faible (la longueur de cohérence est typiquement de l'ordre de $\lambda/2$ [Donges, 1998]).

La cohérence temporelle est définie par la corrélation du champ en un même point de l'espace, à deux instants différents et quantifie la capacité d'une onde à interférer avec une version d'elle-même décalée dans le temps. Par son rayonnement à large spectre, l'émission d'un corps noir possède une très faible cohérence temporelle.

1.2.2 L'émissivité

Dans le cas d'un corps réel, la luminance sera inférieure à celle du corps noir. On définit alors l'émissivité de ce corps $\epsilon^{(\ell))}(\lambda, \mathbf{u})$ comme le rapport entre sa luminance spectrale à longueur d'onde λ dans la direction portée par le vecteur unitaire $\mathbf{u}$ et polarisé (ℓ) et celle d'un corps noir à même température

$$\epsilon^{(\ell)}(\lambda, \mathbf{u}) = \frac{L^{(\ell)}(\lambda, \mathbf{u}, T)}{L_{\mathrm{BB}}(\lambda, T)/2} \leqslant 1 \tag{1.8}$$

où $L_{\mathrm{BB}}(\lambda, T)/2$ est la luminance spectrale polarisée du corps noir [1]. On note que l'émissivité d'un corps noir vaut donc 1 quelle que soit la longueur d'onde et direction d'émission. L'émissivité permet de quantifier la capacité de ce corps à générer de l'émission thermique comparé à un corps noir. Elle permet ainsi de prendre en compte les propriétés spécifiques à l'émetteur (comme le matériau qui le constitue, susceptible de présenter de la dispersion et donc un comportement différent en longueur d'onde) ainsi que l'environnement électromagnétique dans lequel se trouve cet émetteur (en posant l'émetteur sur un miroir parfait par exemple, on acquiert naturellement une anisotropie dans l'émission). L'émissivité peut dépendre de la température, en présence de fort chauffage ou pour des matériaux à transition de phase par exemple. Cependant, dans tout ce qui suit, nous travaillerons avec des matériaux dont l'émissivité pourra être considérée comme indépendante de la température.

1.2.3 Loi de Kirchhoff

[Kirchhoff, 1860] utilise l'optique géométrique pour montrer une propriété fondamentale : l'égalité entre l'émissivité $\epsilon^{(\ell)}(\lambda, \mathbf{u})$ d'un corps à l'équilibre thermodynamique (dont la température est stationnaire et uniforme) à longueur d'onde λ, dans la direction portée par $\mathbf{u}$ et son absorptivité $A^{(\ell)}(\lambda, -\mathbf{u})$, i.e. le flux radiatif absorbé par ce même élément de surface rapporté au flux incident, lorsqu'il est éclairé par une onde plane incidente dans la même direction $-\mathbf{u}$, à la même longueur d'onde λ et avec la même polarisation (ℓ) :

$$\epsilon^{(\ell)}(\lambda, \mathbf{u}) = A^{(\ell)}(\lambda, -\mathbf{u}). \tag{1.9}$$

L'obtention de cette relation suppose qu'il est possible de considérer localement le corps comme une interface entre deux milieux homogènes. La dimension la plus petite de l'objet doit alors être suffisamment grande devant la longueur d'onde pour que cette hypothèse reste valable. Pour des objets incandescents classiques (globars, filaments incandescents en tungstène,...), cette description reste bien valable. De cette relation, on déduit qu'un bon absorbeur sera également un bon émetteur. Pour optimiser une source, on pourra alors raisonner de façon équivalente sur son absorption.

Cette relation est très forte. Elle établit un lien direct entre deux phénomènes physiques a priori peu compatibles : l'émission thermique (décrite par la thermodynamique fluctuationnelle, issue de processus aléatoires incohérents ce qui, par conséquent, semble interdire toute émergence de cohérence) et l'absorption (décrite par les lois d'optique cohérente). Cette égalité indique qu'en menant une ingénierie ciblée de l'émissivité d'une source thermique, il est possible d'en contrôler le spectre d'émission, la direction d'émission mais également l'état de polarisation du rayonnement émis. Du point de vue de l'optique cohérente, il est habituel de parler de résonances ou modes d'une structure. En absorption par

1. Le rayonnement émis par un corps noir est dépolarisé. On peut introduire une luminance *polarisée* pour un corps noir en écrivant simplement qu'il s'agit de la moitié de la luminance totale d'un corps noir. La luminance totale est alors retrouvée en sommant sur les polarisations orthogonales (aucune cohérence entre polarisations dans le rayonnement émis par un corps noir, il suffit alors d'une addition simple sur les intensités).

exemple, ceux-ci se manifestent par l'apparition d'un creux piqué dans le spectre de réflectivité. Ce phénomène indique alors un couplage efficace entre le mode du système étudié et une onde plane incidente, i.e. par réciprocité, ce mode possède des pertes radiatives à cette longueur d'onde de travail, dans la même direction et polarisation. L'agitation thermique peut alors être vue comme une excitation des modes du système par des sources incohérentes que sont les courants fluctuants. En faisant une ingénierie des modes du système (longueur d'onde, densité de modes...), il sera ainsi possible de contrôler précisément l'émission de la source. Cette interprétation modale, dont la validité est appuyée par les travaux expérimentaux de [Carminati and Greffet, 1999, Greffet et al., 2002] pour des surfaces supportant des ondes de surface puis par [Schuller et al., 2009, Li et al., 2018] pour des objets confinés, permet de voir l'architecture de la source comme une caisse de résonance privilégiant des propriétés particulières en terme de sélectivité spectrale, de polarisation et de direction d'émission et couplant des sources (dipôles rayonnants) à des ondes propagatives.

Cependant, dans des conditions où l'optique géométrique est mise à mal (pour des corps dont les dimensions deviennent de l'ordre de/inférieures à la longueur d'onde de travail par exemple), ou bien lorsque la température n'est pas homogène dans tout le corps (équilibre thermodynamique global non atteint), la loi de Kirchhoff présentée en Eq.(1.9) cesse d'être applicable. L'équivalence entre émission et absorption par un nanorésonateur n'est a priori pas établie et nécessite une extension du cadre de travail. Celle-ci a été proposée par [Greffet et al., 2018] d'après des résultats de [Rytov et al., 1989] et s'appuie sur les ingrédients principaux suivants : la présence d'un équilibre thermodynamique *local* et des résultats d'électrodynamique fluctuationnelle pour un système dont la réponse est linéaire et vérifiant la réciprocité de Lorentz.

1.2.4 Loi de Kirchhoff généralisée

Dans l'exemple où un émetteur serait décrit par une distribution spatiale de température, l'équilibre thermodynamique n'est pas établi pour l'émetteur dans son ensemble, ce qui se manifeste par l'existence d'un flux net non-nul (ici l'existence d'un flux de conduction thermique par exemple). Cependant, cet émetteur peut être vu comme une assemblée d'émetteurs de petit volume, chacun à température uniforme. Il y a donc équilibre thermodynamique *local*, chaque petit émetteur étant caractérisé par sa température $T(\mathbf{r})$. De la même façon, cette température est associée à la création de densités de courants fluctuants aléatoires $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$. L'émission du système est alors caractérisée par une moyenne d'ensemble sur les puissances rayonnées par cette assemblée de dipôles oscillants en régime stationnaire. Le flux émis en champ lointain à travers une surface $\mathrm{d}A = r^2 \mathrm{d}\Omega$ située autour d'un point $\mathbf{r}$ s'écrit alors

$$\mathrm{d}_{\mathrm{d}\Omega} P_e = \langle \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \rangle \cdot \mathbf{u}_\mathrm{r} \, \mathrm{d}A \tag{1.10}$$

où $\mathbf{u}_\mathrm{r} = \mathbf{r}/|\mathbf{r}|$ et où $\langle \cdot \rangle$ désigne une moyenne d'ensemble. Les champs $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ et $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ sont directement reliés à la source de rayonnement qu'est la densité de courants fluctuants. Comme on se place dans un système linéaire, le tenseur de Green $\mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$, décrivant l'environnement électromagnétique dans lequel se trouvent les dipôles, permet de relier la source située en $\mathbf{r}'$ au champ électrique qu'elle produit en $\mathbf{r}$ selon

$$\mathbf{e}^{(\ell)} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = i \mu_0 \, \omega \int_V e_m^{(\ell)} G_{mn}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \, j_n(\mathbf{r}', \omega) \, \mathrm{d}^3 \mathbf{r}' \tag{1.11}$$

où $\mathbf{e}^{(\ell)}$ est un vecteur unitaire dans le plan orthogonal à la direction de propagation de l'onde et portant la polarisation (ℓ), V est le volume dans lequel se trouve les courants fluctuants à l'origine du rayonnement thermique, G_{mn} la composante (m, n) du tenseur de Green. La répétition des indices m, n dénote une sommation implicite. Calculer une

moyenne statistique du vecteur de Poynting émis revient alors à calculer les fluctuations de densité de courants. Il suffit donc de connaître la fonction de corrélation caractérisant ces courants fluctuants donnée par la transformée de Fourier de la densité spectrale de puissance. On montre, en utilisant la stationnarité du processus aléatoire que la fonction de corrélation des transformées de Fourier des composantes n et m des densités de courant situées respectivement en $\mathbf{r}$ et $\mathbf{r}'$ s'écrit [2] :

$$\left\langle j_n(\mathbf{r},\omega),\, j_m(\mathbf{r}',\tilde{\omega}) \right\rangle = 2\pi\,\delta(\omega+\tilde{\omega})\,W_{j_n,j_m}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega) \tag{1.12}$$

où $W_{j_n,j_m}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega)$ est la densité spectrale de puissance entre composantes n et m des courants $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ et $\mathbf{j}'(\mathbf{r}')$ respectivement à fréquence ω. Le théorème de fluctuation-dissipation établit la relation entre W_{j_n,j_m} et la partie imaginaire de la fonction de réponse linéaire du système (ici la permittivité $\epsilon_0\epsilon_r$ liées à la dissipation) :

$$W_{j_n,j_m} = 2\omega\,\epsilon_0\,\mathrm{Im}\left[\epsilon_r(\mathbf{r},\omega)\right]\,\Theta(\omega,T(\mathbf{r}))\,\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\,\delta_{n,m} \tag{1.13}$$

où $\Theta(\omega,T(\mathbf{r})) = \hbar\omega/\left\{\exp\left[\hbar\omega/kT(\mathbf{r})\right]-1\right\}$ contient l'information essentielle d'équilibre thermodynamique locale avec une distribution de Bose-Einstein qui rappelle alors le rayonnement de corps noir. À partir des Eqs.(1.10),(1.11),(1.12),(1.13) où on identifie les composantes spectrales, on peut remettre le flux rayonné par cette assemblée de courants fluctuants sous une forme proche de l'expression en Eq.(1.8)

$$\mathrm{d}_{\mathrm{d}\Omega}P_e^{(\ell)}(\omega) = \int_V \eta^{(\ell)}(\omega,\mathbf{u}_r,\mathbf{r}')\frac{I_{\mathrm{BB}}[\omega,T(\mathbf{r}')]}{2}\mathrm{d}^3\mathbf{r}'\mathrm{d}\Omega \tag{1.14}$$

ce qui permet d'identifier la densité locale d'émissivité polarisée (ℓ)

$$\eta^{(\ell)}(\omega,\mathbf{u}_r,\mathbf{r}') = 16\pi^2 r^2\,k\,|e_m^{(\ell)}\,G_{mn}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega)|^2\,\mathrm{Im}\left[\epsilon_r(\omega)\right] \tag{1.15}$$

où $k=\omega/c$. L'Eq.(1.14) nous apprend que nous serons toujours limité par la statistique de Bose-Einstein. Dans le MIR et pour les niveaux de température usuels (température ambiante ou quelques centaines de degrés), le nombre moyen de photons par mode est très inférieur à 1. Remarquons que l'Eq.(1.14) appliquée à un corps à température uniforme donne

$$\begin{aligned}\mathrm{d}_{\mathrm{d}\Omega}P_e^{(\ell)}(\omega) &= L^{(\ell)}(\omega,\mathbf{u}_r,T)\;\mathcal{S}\cos\theta\,\mathrm{d}\Omega \\ &= \left(\int_V \eta^{(\ell)}(\omega,\mathbf{u}_r,\mathbf{r}')\mathrm{d}^3\mathbf{r}'\right)\frac{L_{\mathrm{BB}}(\omega,T)}{2}\mathrm{d}\Omega\end{aligned} \tag{1.16}$$

où la première égalité est la définition radiométrique de la puissance émise par une surface d'extension $\mathcal{S}$ à température T de luminance spectrale $L^{(\ell)}(\omega,\mathbf{u}_r,T)$ dans la direction $\mathbf{u}_r$ à fréquence ω et la deuxième égalité est une réécriture de l'Eq.(1.14). L'angle θ est l'angle formé entre la normale à la surface $\mathcal{S}$ et la direction d'émission $\mathbf{u}_r$. Le terme en $\cos\theta$ est dû à la projection de la surface sur la normale à la direction d'observation (surface apparente). On en déduit alors la relation entre densité locale d'émissivité $\eta^{(\ell)}(\omega,\mathbf{u}_r,\mathbf{r}')$ à la définition de l'émissivité présentée en Eq.(1.8)

$$\epsilon^{(\ell)}(\omega,\mathbf{u}_r)\,\mathcal{S}\cos\theta = \int_V \eta^{(\ell)}(\omega,\mathbf{u}_r,\mathbf{r}')\,\mathrm{d}^3\mathbf{r}' \tag{1.17}$$

Il paraît utile de mentionner que l'émissivité $\epsilon^{(\ell)}$ est une quantité sans unité alors que la densité locale d'émissivité $\eta^{(\ell)}$ est homogène à l'inverse d'une longueur.

2. Pour un système aléatoire stationnaire, la transformée de Fourier des courants n'est pas bien définie car l'intégrale du processus n'est pas de carré sommable. L'Eq.(1.12) permet d'utiliser formellement la transformée de Fourier pour des calculs intermédiaires pourvu que l'on ne calcule *in fine* que des grandeurs dépendant de la densité spectrale de puissance qui est, elle, bien définie.

L'Eq.(1.15) nous permet de comprendre comment "fabriquer" de la cohérence temporelle et spatiale et comment contrôler la polarisation de l'émission thermique. A priori, le rayonnement produit par des courants fluctuant aléatoirement dans un matériau ne devraient pas conduire à la création de cohérence, comme souligné par [Wadsworth et al., 2011] par exemple. En faisant de l'ingénierie de l'environnement dans lequel vivent les fluctuations de courant, i.e. en construisant un tenseur de Green $\mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$, donc des structures photoniques avec des résonances bien choisies, il est possible de choisir la longueur d'onde d'émission, la direction et la polarisation. On voit aussi par la présence de la permittivité $\epsilon_r(\omega)$ que le choix des matériaux utilisés sera également déterminant. Un matériau présentant une partie imaginaire de la permittivité piquée à la longueur d'intérêt contribuera à un meilleur contrôle du spectre émis. Ces raisonnements en terme de permittivité rappellent beaucoup les travaux typiquement réalisés en absorption, ce qui nous met en bonne voie pour généraliser la loi de Kirchhoff.

Maintenant que nous avons établi un lien entre la densité locale d'émissivité $\eta^{(\ell)}(\omega, \mathbf{u}_r, \mathbf{r}')$ à fréquence ω et les résonances de la structure émettrice via le tenseur de Green, intéressons-nous à l'autre membre de l'égalité dans la loi de Kirchhoff : le terme d'absorption. En réécrivant la densité locale d'absorption

$$P_{\text{abs}}^{(\ell)}(\omega) = \int_V \text{Im}[\epsilon(\mathbf{r}', \omega)] \frac{\omega \epsilon_0}{2} \left|\mathbf{E}^{(\ell)}(\mathbf{r}', \omega)\right|^2 \text{d}^3\mathbf{r}' \tag{1.18}$$

sous une forme semblable à l'expression d'une section efficace d'absorption locale

$$P_{\text{abs}}^{(\ell)}(\omega) = \frac{\epsilon_0 c}{2} \left|E_{\text{inc}}\right|^2 \int_V \alpha^{(\ell)}(\omega, \mathbf{u}_{\text{inc}}, \mathbf{r}') \, \text{d}^3\mathbf{r}' \tag{1.19}$$

où $\alpha^{(\ell)}(\omega, \mathbf{u}_{\text{inc}}, \mathbf{r})$ est la densité locale de section efficace d'absorption en $\mathbf{r}$ à la fréquence ω lorsqu'une onde plane de polarisation (ℓ) est incidente selon la direction $\mathbf{u}_{\text{inc}}$. En utilisant la réciprocité de Lorentz, on peut montrer le résultat principal qui est la généralisation de la loi de Kirchhoff ou loi de Kirchhoff locale

$$\eta^{(\ell)}(\omega, \mathbf{u}, \mathbf{r}) = \alpha^{(\ell)}(\omega, -\mathbf{u}, \mathbf{r}) \tag{1.20}$$

relation qui établit l'égalité entre la densité locale d'émissivité polarisée $\eta^{(\ell)}$ et la densité locale de section efficace d'absorption polarisée $\alpha^{(\ell)}$. On pourra trouver davantage de détails sur la démarche dans la référence [Greffet et al., 2018] ou dans l'annexe A.

Cette formulation locale de la loi de Kirchhoff permet d'affiner la conception de sources thermiques : chauffer un corps dans les parties où l'émissivité locale est peu intéressante (car très faible ou ne manifestant pas de propriété particulière à la longueur d'onde de travail) ne présente pas d'intérêt et représente une dépense énergétique de chauffage inutilement dépensée. Un raisonnement en absorption locale (le rapport de la puissance absorbée localement et le flux du vecteur de Poynting incident donne alors la densité locale de section efficace d'absorption) permet alors de cartographier les zones de forte densité locale d'émissivité. Cette cartographie indique alors directement les structures à chauffer en priorité pour obtenir les propriétés voulues sur le rayonnement thermique de la source.

Une autre conséquence importante est la possibilité de continuer à raisonner de façon équivalente émission/absorption même si l'équilibre thermodynamique global n'est pas établi. En particulier, cela inclut le cas de corps anisothermes ou dont la température varie temporellement. La loi de Kirchhoff généralisée pourra être invoquée lorsqu'on considère des temps caractéristiques supérieurs au temps nécessaire à une thermalisation locale/du sous-système considéré. Ainsi, on pourra s'inspirer de métamatériaux ou métasurfaces absorbant sélectivement selon les propriétés spectrales, directionnelles ou de polarisation recherchées pour en faire des sources ultrafines et répondant parfaitement au cahier des charges désiré.

1.3 Métamatériaux et métasurfaces

Les nanostructures résonantes, i.e. montrant une réponse exaltée en réflexion ou en transmission lorsqu'elles sont excitées à certaines longueurs d'onde, sont particulièrement importantes dans la photonique moderne. Elles permettent de confiner le champ électromagnétique dans un volume qui peut être bien plus petit que la longueur d'onde et concentrent alors une quantité importante d'énergie dans un petit volume. On les trouve dans d'innombrables applications. On pourra citer par exemple les LEDs, les cellules photovoltaïques et nouvelle génération de photodétecteurs, en passant par des traceurs photoniques pour la biologie (suivi de composants cellulaires) ou la chimie (identification d'espèces chimiques en milieux extrêmes). Ces nanorésonateurs sont aussi désignés sous le terme de nanoantennes ou antennes optiques : tout comme les antennes radio par exemple, ces éléments émettent du rayonnement lorsqu'ils sont excités.

Bien que les structures isolées constituent le point de départ des études, celles-ci ne suffisent que rarement en raison du trop faible signal produit. Ainsi, les structures de plus grande échelle telles que des réseaux de nanorésonateurs focalisent davantage d'attention. Les résonances de ce système combinent alors des effets individuels (résonances des nanoantennes) à des effets collectifs d'interaction entre cellules élémentaires du réseau (chaque cellule élémentaire est aussi appelée *méta-atome*).

Pour des réseaux ordonnés, lorsque la période est très inférieure à la longueur d'onde, le milieu peut être correctement décrit par un milieu homogène avec un indice optique effectif. Un tel régime est connu sous le terme de régime d'homogénéisation. En choisissant judicieusement les nanorésonateurs et leur agencement, il est alors possible de créer un milieu avec un indice optique artificiel, n'existant pas dans des matériaux conventionnels. De tels systèmes composés de sous-unités et optimisés pour avoir des propriétés optiques ciblées sont regroupés sous le terme de *métamatériaux*. Le terme de *métasurface* permet de désigner des métamatériaux qui peuvent être considérés bidimensionnels. La fabrication de métamatériaux étant généralement délicate, la possibilité d'obtenir des propriétés optiques équivalentes avec une épaisseur inférieure est un argument hautement attractif. Les étapes de fabrication en sont naturellement simplifiées ce qui permet d'envisager leur intégration sur des systèmes planaires miniaturisés. Parmi les métasurfaces, on distingue celles constituées de résonateurs métalliques, qualifiées de plasmoniques, et celles constituées d'éléments diélectriques. Les métasurfaces plasmoniques sont caractérisées par une absorption importante due aux pertes ohmiques dans le métal ce qui peut être préjudiciable pour des applications où on s'intéresse à maximiser la transmission à travers la métasurface. Les métasurfaces diélectriques pallient ce problème en offrant également l'avantage d'un système complètement diélectrique compatible avec une intégration directe dans des composants CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) aujourd'hui à la base de nombreux composants électroniques comme les transistors. Leur manipulation demande cependant des étapes de fabrication plus complexes que pour des métasurfaces métalliques pour déposer et texturer des matériaux de type silicium et semi-conducteurs.

Parmi les exemples les plus spectaculaires de métamatériaux et métasurfaces, on peut citer la possibilité de concevoir des "capes d'invisibilité" pour cacher des objets plus grands que la longueur d'onde de travail, réalisés par [Ni et al., 2015] dans le visible (Fig.1.1) et [Xu et al., 2021] dans les radiofréquences par exemple. Pour cela, la surface des objets est texturée avec des réseaux d'antennes optiques spécialement conçues pour modifier le front d'onde diffracté par l'objet. Un autre exemple fameux de métamatériaux est la possibilité de fabriquer des matériaux dont l'indice optique effectif est négatif [Smith et al., 2000, Shelby et al., 2001]. Cette piste ouvre la voie à la possibilité de concevoir des optiques planes telles que des lentilles ultra-plates comme proposé par [Pendry, 2000, Aieta et al., 2012, Chen et al., 2006, Khorasaninejad et al., 2016] du visible aux fréquences radio ou encore des

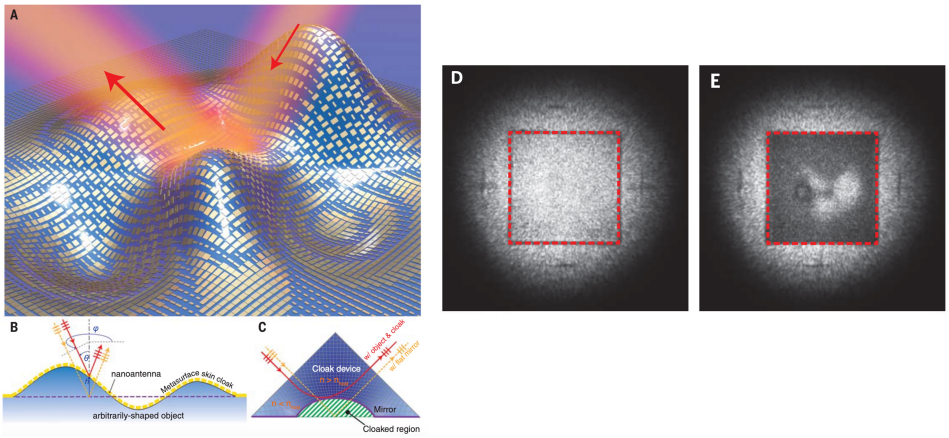


Figure 1.1 – **a)** Illustration d'une cape d'invisibilité à base d'une métasurface constituée de nanoantennes en or recouvrant un objet arbitraire que l'on souhaite cacher, repris de [Ni et al., 2015]. **b)** Vue en coupe de la métasurface. **c)** Schéma explicatif de l'effet de la métasurface sur la diffraction d'une onde incidente sur l'objet à cacher. **d-e)** Image en réflexion observée au microscope optique de l'objet à cacher, situé dans la zone entourée en rouge **d)** lorsque cet objet et recouvert par la métasurface **e)** en l'absence de métasurface.

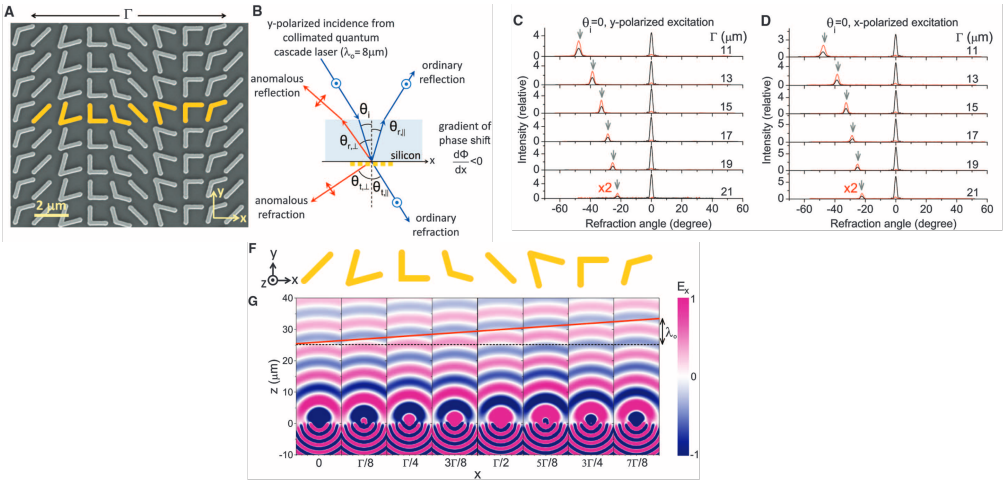


Figure 1.2 – **a)** Image MEB de la métasurface proposée par [Yu et al., 2011]. La cellule élémentaire de l'interface plasmonique est représentée en jaune et consiste en 8 antennes en forme de "V" en or avec une largeur de bras d'environ 220 nm et une épaisseur de 50 nm. La période en x vaut $\Gamma = 11$ µm et la période selon y est de 1.5 µm. La longueur d'onde de travail est à 8 µm. **b)** Schéma de l'expérience pour une excitation avec une onde plane avec un champ électrique selon y. **c,d)** Intensités mesurées en champ lointain dues à la réfraction sur la métasurface lorsqu'elle est éclairée avec une onde polarisée selon y et x respectivement. L'angle est pris par rapport à la normale à la surface. Les spectres sont montrés pour 6 échantillons différents se différenciant par la période en x. **f)** Schéma de la cellule élémentaire de la métasurface. Les antennes sont conçues pour avoir des amplitudes diffusées égales et une différence de phase constante de $\pi/4$ entre voisins. **g)** Simulations du champ électrique polarisé selon x et diffusé par chacune des antennes de la cellule élémentaire présentée en **f)**. Les antennes sont excitées avec une onde plane polarisée selon y et arrivant sous incidence normale à la surface de l'échantillon. La ligne oblique en pointillés rouges représente l'enveloppe des ondes sphériques diffusées par l'ensemble des antennes, projetée sur le plan $x - z$.

retardateurs [Gansel et al., 2009, Wadsworth and Boreman, 2011, Yu et al., 2012]. Les métasurfaces sont également été utilisées pour la redirection de front d'onde. On citera les travaux de [Yu et al., 2011] (Fig.1.2) qui s'appuient sur la capacité des métasurfaces à produire des discontinuités abruptes de phase au niveau d'une interface pour imprimer de nouvelles propriétés sur l'onde incidente. On citera également [Lalanne et al., 1998] qui proposent un réseau de nanostructures en régime de diffraction permettant de construire un indice effectif simulant un réseau échelette. D'innombrables exemples d'autres applications et réalisations existent et permettent d'envisager la possibilité d'intégrer un système optique complet (source, filtres, polariseur linéaire, retardateurs, ...) sur quelques dizaines de nanomètres seulement. Parmi les aspects qui vont nous intéresser plus particulièrement ici, les métasurfaces constituent un outil prometteur pour façonner à souhait l'émissivité d'un objet.

1.4 Contrôle du spectre émis par des sources incandescentes

L'équivalence de raisonnement émission/absorption permis par la loi de Kirchhoff a permis de faire de l'ingénierie de l'émissivité, ouvrant la voie à une nouvelle génération de sources incandescentes. De nombreuses nanostructures ont été proposées pour contrôler le spectre d'absorption et la direction sous laquelle l'absorption a lieu. On trouve des exemples d'émetteurs monochromatiques en champ proche [Babuty et al., 2013, Jones and Raschke, 2012, Shchegrov et al., 2000] et en champ lointain également [Inoue et al., 2015, Liu et al., 2011, Puscasu and Schaich, 2008]. Certaines comme celles proposées par [Greffet et al., 2002, Costantini et al., 2015] combinent la directivité de l'émission ainsi qu'un spectre d'émission piqué dans le MIR.

[Greffet et al., 2002] démontrent expérimentalement une source incandescente en carbure de silice (SiC) dont l'émission démontre l'ensemble de ces qualités (Fig.1.3). Pour cela, ils exploitent l'existence d'une résonance du SiC dans la bande III du MIR vers 13 µm correspondant à un mode d'oscillation collective du réseau cristallin polaire (phonon optique). Le phonon polariton de surface (SPhP) qui résulte du couplage de ce mode d'oscillation avec des ondes électromagnétiques possède une dispersion incompatible avec des modes propagatifs. En texturant la surface du SiC avec un réseau 1D, ils parviennent à coupler ces modes de surface à des modes propagatifs. L'intersection entre la relation de dispersion des SPhP et celle du réseau détermine la longueur d'onde où l'absorption/émission devient résonante, d'où le contrôle du spectre d'émissivité de la source. Les SPhPs étant des ondes polarisées TM, l'absorption ne s'effectue que sur une polarisation, d'où la possibilité de produire un rayonnement de polarisation fixée. Enfin, puisque le réseau est en régime diffractant, la relation des réseaux détermine la direction d'émission. Les expériences menées montrent une très faible ouverture angulaire, indiquant une longueur de cohérence bien plus grande que la cohérence typique du cors noir de $\lambda/2$. Il s'agit de la première démonstration expérimentale d'une source incandescente MIR partiellement cohérente en champ lointain dont le spectre d'émission, la direction d'émission et la polarisation de l'émission sont contrôlés. D'autres travaux similaires exploitent également des résonances de matériaux tels que des plasmons polaritons de surface (avec du tungstène [Laroche et al., 2005] ou du SiO_2 [Dahan et al., 2007]).

D'autres structures incandescentes spectralement sélectives ont été proposées en combinant des puits quantiques et des cristaux photoniques [De Zoysa et al., 2012, Inoue et al., 2014, Kang et al., 2019]. En dimensionnant le cristal photonique afin qu'un mode du cristal soit compatible avec la bande d'absorption des puits quantiques, ils obtiennent une émission normale à la surface de l'émetteur, quasi monochromatique, avec un facteur de qualité pouvant dépasser 100. Une grande sélectivité spectrale peut aussi être obtenue en en plaçant les émetteurs thermiques dans une cavité comme proposé par [Brucoli et al., 2014]

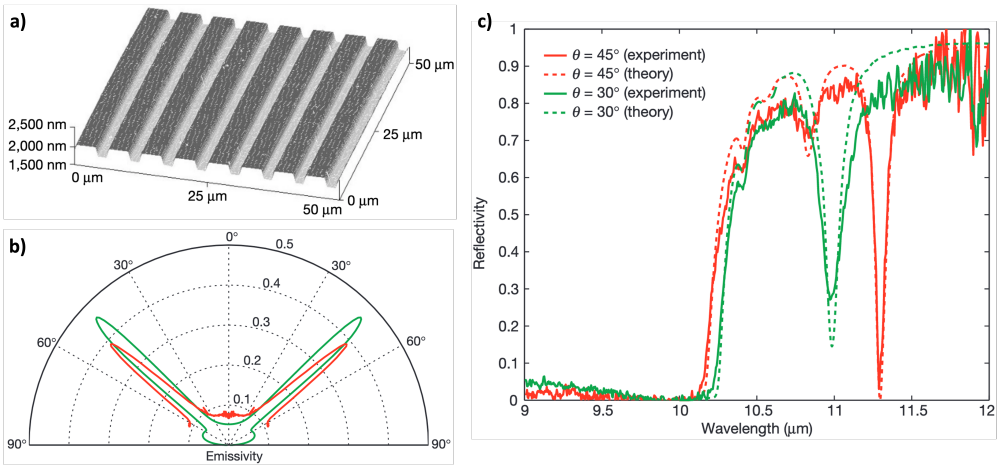


Figure 1.3 – **a)** Profil de la source incandescente en réseau 1D de SiC proposée par [Greffet et al., 2002] mesuré à l'AFM. **b)** Simulation (en vert) et mesure expérimentale (en rouge) de la directivité de l'émissivité de la source à 11.36 µm. **c)** Spectre de réflectivité simulée (pointillés) et mesurée (traits pleins) sous différentes incidences. La transmission à travers l'échantillon étant nulle dans ce domaine spectral, ces courbes donnent le spectre d'émissivité via $1 - R$ ce qui montre un pic très fin vers 11 µm avec une valeur maximale proche de 0.85 à 11.36 µm sous 45°.

(Fig.1.4). Ces derniers parviennent de plus à obtenir une efficacité énergétique approchant l'unité. Plusieurs alternatives utilisant des métasurfaces ont également été proposées par

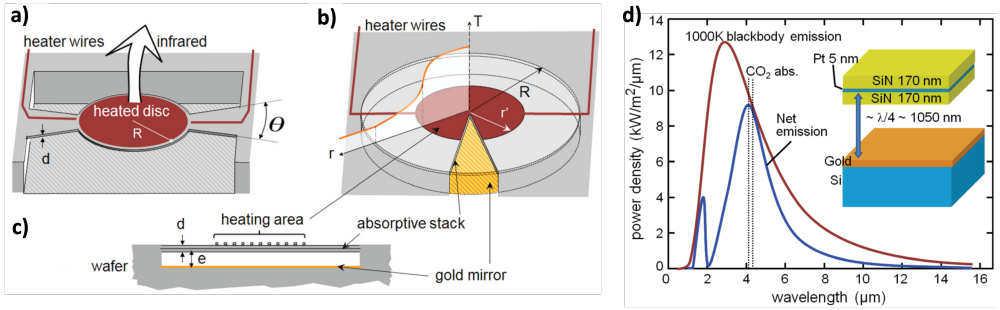


Figure 1.4 – **a)** Schéma d'une membrane suspendue typiquement utilisée pour la détection infrarouge. **b)** Schéma de la source incandescente proposée par [Brucoli et al., 2014] à base de membrane suspendue par deux bras de chauffage au-dessus d'un miroir d'or. **c)** Schéma en coupe de la source incandescente proposée. **d)** Structure optimisée pour émettre à 4.26 µm. La courbe rouge représente le spectre d'émission d'un corps noir à 1000 K et la courbe bleue le spectre émis par la structure schématisée à droite lorsque le platine est chauffé à 1000 K.

[Puscasu and Schaich, 2008] avec un réseau de disques métalliques en configuration MIM (Metal-Insulator-Metal) ou encore par [Liu et al., 2011] avec un réseau de croix (Fig.1.5). Ces derniers parviennent à fixer le spectre d'émission de leur source dans le MIR en choisissant une métasurface incandescente dont le spectre d'émissivité est piqué à la longueur d'onde de travail. [3]

3. Notons que dans les exemples précédents, bien que certains travaux proposent des métasurfaces (avec utilisation de résonateurs de taille comparable ou plus petits que la longueur d'onde), la loi de Kirchhoff reste applicable. En effet, on s'intéresse à des réseaux de résonateurs et non à un résonateur isolé. Par ailleurs, la température est homogène dans l'ensemble de la source.

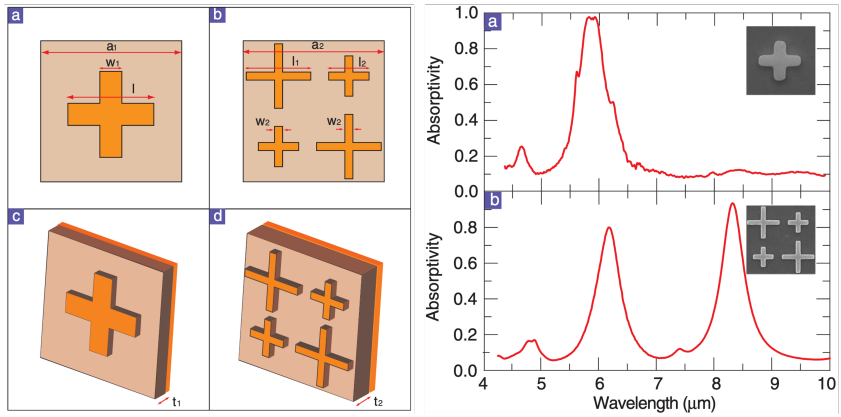


Figure 1.5 – **a)** Schéma de la cellule élémentaire d'une métasurface proposée par [Liu et al., 2011] optimisée pour une absorption sélective dans le MIR. **b)** Schéma de la cellule élémentaire d'une métasurface optimisée pour une absorption à sélective pour deux longueurs d'onde dans le MIR. **c-d)** Vue en perspective des cellules élémentaires précédentes. Un miroir métallique est déposé en-dessous de la métasurface, la séparation s'effectuant avec un espaceur.

1.5 Contrôle de la directivité de l'émission par des sources incandescentes

La création de cohérence spatiale dans le rayonnement thermique a été mise en évidence en champ proche par [Carminati and Greffet, 1999] avec des ondes de surface et en champ lointain par [Greffet et al., 2002, Dahan et al., 2007]. Dans ces derniers travaux, en chauffant uniformément un réseau unidimensionnel dans du carbure de silice (SiC), ils démontrent une émissivité directionnelle (voir Fig.1.3). Le SiC supportant des phonons polaritons de surface dans la bande III du MIR, ces modes confinés en surface peuvent être couplés à des ondes propagatives grâce à l'adaptation de vecteur d'onde permise par la présence du réseau. Ce couplage ne se produit qu'à certains angles d'incidence ce qui induit une absorption angulairement sélective et par conséquent, une émission directionnelle par la loi de Kirchhoff.

[Zhou et al., 2021] proposent une métasurface dont l'excitation sélective d'émetteurs thermiques parmi une assemblée ordonnée permet un contrôle arbitraire du front d'onde émis par la métasurface et la possibilité de focaliser l'émission à quelques centaines de microns de la surface (Fig.1.6). Cette idée est également proposée théoriquement par [Overvig et al., 2021].

On pourra aussi citer [Wang et al., 2009, Duggan et al., 2019] qui démontrent la possibilité d'obtenir de l'émission thermique directionnelle en intégrant les émetteurs dans une cavité de Fabry-Pérot ou encore les travaux de [Park et al., 2016] utilisant une métasurface en forme d'œil de bœuf en tungstène sur silicium gravé émettant un rayonnement thermique spectralement sélectif dans le MIR (moins de 50 nm de largeur à mi-hauteur de l'émissivité) et très directionnel (normal à la surface avec 2° de divergence angulaire). Les caractéristiques de cette dernière source sont présentées en Fig.1.7. [Costantini et al., 2015] parviennent à obtenir une émission à la fois directionnelle et quasi monochromatique à l'aide de cavités MIM ainsi que [Blanchard et al., 2022] qui utilisent une métasurface métallo-diélectrique.

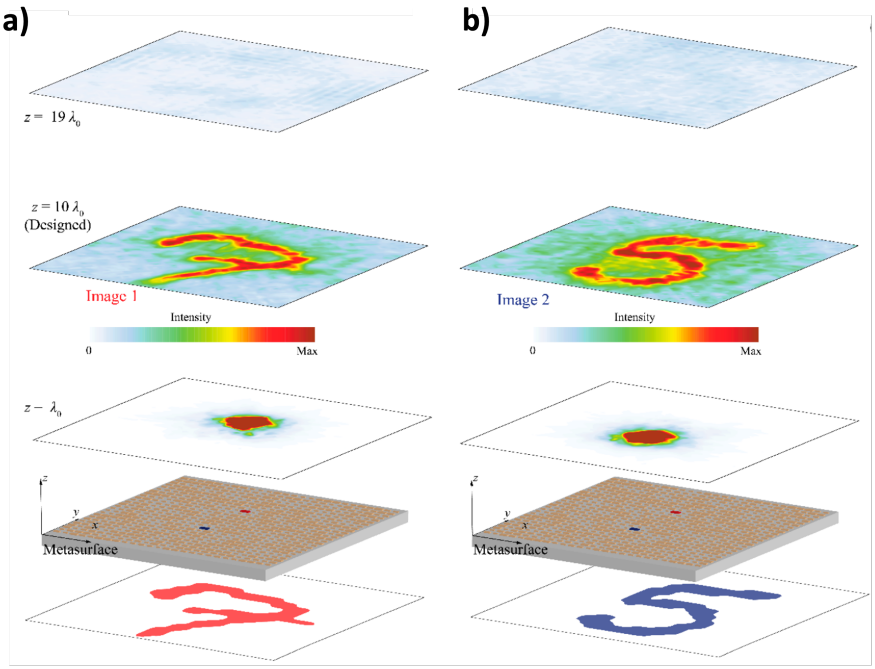


Figure 1.6 – **a-b)** Schémas d'une métasurface incandescente proposée par [Zhou et al., 2021] constituée de résonateurs (métalliques ou en SiC) carrés produisant des hologrammes variables. La longueur d'onde de travail est de $\lambda_0 = 10$ µm et la métasurface fait $10\lambda_0 \times 10\lambda_0$. Les résonateurs sont espacés de $0.4\lambda_0$. Lorsqu'on ne chauffe sélectivement que le résonateur en rouge (**a)**), la métasurface projette le chiffre 7 dans un plan situé $10\lambda_0$ au-dessus de la métasurface. Lorsque l'émetteur bleu uniquement est chauffé, c'est le chiffre 5 qui est cette fois projeté dans le même plan.

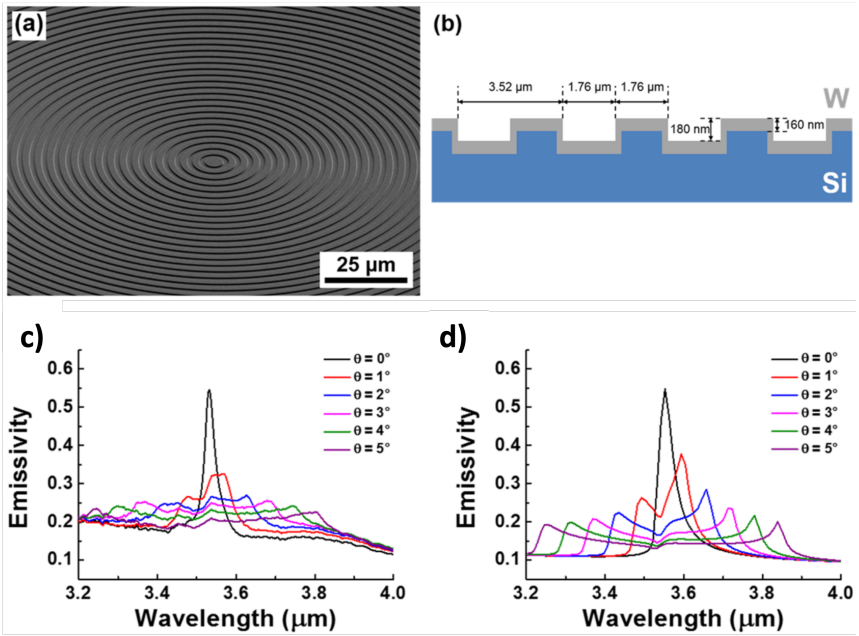


Figure 1.7 – **a)** Image MEB à 60° de la métasurface proposée par [Park et al., 2016] en forme d'œil de bœuf constituée de 300 cercles concentriques. **b)** Schéma en coupe de la structure. **c)** Émissivité de la structure chauffée à 900°C. Mesure expérimentale sous différentes incidences θ à la normale. **d)** Émissivité simulée numériquement.

1.6 Modulation rapide de l'émission par des sources incandescentes

L'un des points majeurs dans le contrôle d'une source est la possibilité de l'allumer/éteindre rapidement. Une possibilité proposée par [Kats et al., 2013] utilise un matériau à transition de phase (oxyde de vanadium, VO_2) dont l'émissivité change en fonction de la température. Autour de 70°C, une transition isolant/métal se produit ce qui fait chuter l'émissivité de la couche de VO_2. En combinant un tel matériau à des antennes optiques, ils parviennent à allumer et éteindre certaines résonances de leur source incandescente dans le MIR. Le changement de l'émissivité de leur source est à l'origine de la modulation du rayonnement émis. Ces matériaux à transition de phase sont néanmoins peu communs ce qui a motivé la recherche d'autres pistes pour la modulation de l'émission de sources incandescentes. On distingue deux grandes catégories pour la modulation de l'émission d'une source incandescente : la modulation de l'émissivité de la source (maintenue à température constante) ou la modulation de sa température (tandis que son spectre d'émissivité est fixé).

1.6.1 Modulation de l'émission par modulation de l'émissivité

De nombreux travaux portent sur la modulation de l'émission d'une source incandescente par modulation de son émissivité. Ce type de source est désigné sous le terme de source *active*, ses propriétés étant modifiées dans le temps. Un première possibilité est la modification mécanique de la structure de la source, en la maintenant à température constante. [Liu and Padilla, 2013] proposent ainsi de moduler l'émissivité d'une source avec des systèmes électromécaniques (MEMS). Une structure en diélectrique/métal de 280/100 nm est suspendue à l'aide de cantilevers au-dessus d'un plan métallique considéré comme semi-infini. En appliquant une tension entre la structure suspendue et le plan métallique, leur distance relative varie ce qui permet de passer d'une phase de haute réflectivité (structure suspendue, voir Fig.1.8) à une configuration où l'absorption est dominante (structure en contact avec le plan métallique). Ils démontrent alors une modulation jusqu'à 30 kHz de l'émission de leur source dans le MIR avec un contraste maximal d'émissivité de 0.45.

Les sources à base de membranes chaudes s'appuient sur une modulation de leur température pour moduler leur émission. Les cadences de modulation sont généralement limitées à quelques centaines de Hz à cause de l'inertie thermique de l'émetteur [Hildenbrand et al., 2010]. Pour contourner cette difficulté, [Greffet, 2011] suggère la possibilité de moduler l'émissivité des sources incandescentes sans les changer mécaniquement, mais plutôt en exploitant des résonances des matériaux. La source peut alors être maintenue à température constante tandis que la modulation de son émission pourrait largement dépasser les limites rencontrées par les membranes chaudes conventionnelles. Notons que la loi de Kirchhoff s'applique si on souhaite raisonner en absorption et qu'il n'est pas nécessaire ici de recourir à la formulation généralisée.

[Chen et al., 2006, Vassant et al., 2013, Jun et al., 2013, Park et al., 2018] proposent de coupler un mode guidé de type ENZ (Epsilon Near Zero) – existant à l'interface entre couches de semi-conducteurs dont l'un est fortement dopé – à des structures plasmoniques (en forme de *split-ring resonators* pour [Chen et al., 2006, Jun et al., 2013] ou de réseau 1D pour [Vassant et al., 2013, Park et al., 2018]) permettant de donner des pertes radiatives à ce mode. Le dopage peut alors être changé électriquement, ce qui permet de moduler électriquement l'absorptivité/émissivité de la source. Des variations d'émissivité entre 0.1 et 0.55 ont été démontrées expérimentalement.

[Inoue et al., 2014] (Fig.1.9) proposent une alternative en modulant électriquement la densité d'électrons dans des puits quantiques dopés, ce qui permet de changer les taux de

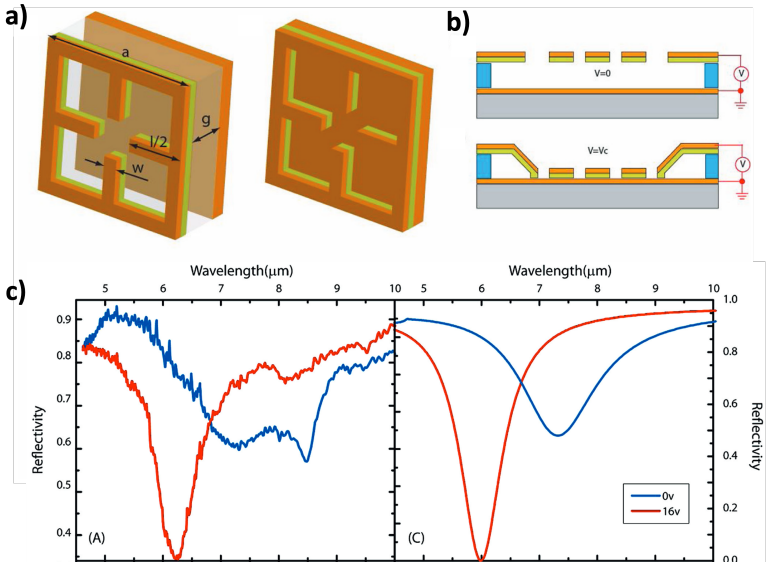


Figure 1.8 – **a)** Schéma d'une cellule élémentaire de la métasurface électromécanique proposée par [Liu and Padilla, 2013] en position de non-contact (à gauche) ou contact (à droite) avec le plan métallique inférieur. Les dimensions sont de $a = 3.5$ µm, $l = 2.6$ µm, $w = 0.4$ µm, $g = 1.2$ µm. Le plan métallique inférieur est considéré comme u miroir parfait à la longueur d'onde de travail, l'émetteur suspendu est constitué de 100 nm de métal déposé sur 280 nm de diélectrique. **b)** Schéma montrant le contrôle du contact de la source avec le plan métallique inférieur lorsqu'une tension est appliquée entre le métal émetteur et le miroir parfait sous-jacent. **c)** Spectre de réflectivité mesuré (gauche) et simulé (droite) pour la configuration contact (rouge) et non-contact (bleu).

transition inter sous-bandes et donc de moduler l'émissivité de la source. L'efficacité du couplage avec des ondes propagatives est assurée par l'utilisation d'un cristal photonique qui permet alors d'exalter l'absorption. Ils démontrent expérimentalement une modulation à 600 kHz de l'émissivité d'une source à base de puits de GaAs/AlGaAs chauffée à 200°C et réalisent un contraste en émissivité de 0.5. Cette source reste néanmoins limitée par la

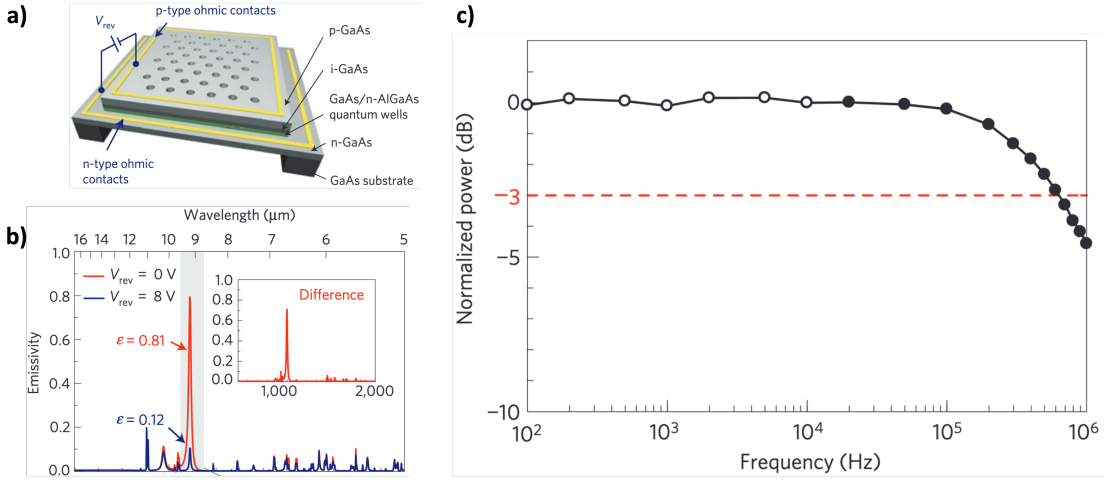


Figure 1.9 – **a)** Schéma du dispositif proposé par [Inoue et al., 2014]. **b)** Spectre d'émissivité calculé pour différentes tensions appliquées aux bornes de leur source. **c)** Réponse en fréquence de leur source incandescente. Le trait pointillé symbolise la coupure à 3 dB atteinte à 600 kHz.

capacité des matériaux à résister à des hautes températures. Une démonstration similaire avec des matériaux différents (GaN/AlGaN) a été réalisée par [Kang et al., 2019] avec des matériaux peuvent résister à un chauffage plus important à 500°C. Cependant, la modulation maximale est plus lente (50 kHz).

Enfin, on peut évoquer également des travaux tels que celui de [Xiao et al., 2019] qui obtiennent une modulation de l'émissivité d'une couche homogène de semi-conducteur (GaAs) par modulation de son dopage avec un laser externe. Ce type de modulation se démarque néanmoins des précédents par la nécessité d'utiliser une source externe complémentaire, ajoutant à l'encombrement du dispositif, pour moduler l'émissivité du système contrairement aux techniques utilisées dans les travaux cités précédemment qui s'appuient sur une modulation électrique de la densité de porteurs de charges pour moduler l'émissivité.

1.6.2 Modulation de l'émission par modulation de la température

Une alternative pour moduler l'émission d'une source incandescente est la modulation de sa température. Comme mentionné précédemment, la modulation de la température est limitée par l'inertie thermique de l'émetteur. Ceci est particulièrement vrai pour des émetteurs ayant un grand volume ou suspendus dans le vide, auquel cas le refroidissement s'effectue uniquement par pertes radiatives, ce qui peut être lent. Néanmoins, des solutions existent et des travaux montrent qu'il est possible d'avoir une modulation ultra rapide de l'émission par modulation de la température.

Modulation ultra rapide de l'émission par des électrons chauds

L'émission thermique produite par des électrons chauds a été observée et étudiée dans le visible au moyen d'effets de pointe dans des nanostructures métalliques. Dans ces situations, les électrons n'ont pas le temps d'interagir avec les phonons du réseau cristallin (qui s'effectue sur une échelle de temps de l'ordre de la picoseconde). Un équilibre thermodynamique peut néanmoins s'établir entre les électrons, pour lesquels on peut alors définir une température électronique. Ainsi, quasiment par définition, l'émission thermique provenant d'électrons chauds est vouée à être ultra rapide, dépassant très largement le GHz.

[Downes et al., 2002] observent l'émission thermique provenant d'électrons chauds lorsqu'une pointe en tungstène de quelques ångströms est approchée d'une surface en or et qu'une tension est appliquée entre ces deux éléments. [Buret et al., 2015] et [Malinowski et al., 2016] utilisent des contacts électriques de 100 nm de largeur et font varier mécaniquement la distance entre ces fils. Ils observent une émission dans le NIR (*Near InfraRed*, proche infrarouge) et MIR correspondant à un température électronique de 2000 à 3000 K. Le spectre d'émission est alors quasiment celui d'un corps noir à même température, à large spectre et non polarisé.

D'autres groupes observent également de l'incandescence d'électrons chauds dans des structures différentes, en particulier avec du graphène ou des nanotubes de carbone chauffés électriquement. [Kim et al., 2018, Shiue et al., 2019] observent de l'émission dans le NIR et montrent la possibilité de produire des impulsions de rayonnement thermique de l'ordre de 100 ps. Ce type de modulation est potentiellement très rapide car les électrons thermalisent par interaction avec les phonons dans le substrat à l'échelle de la picoseconde. Cependant, ces sources sont en général limitées par leur faible surface de l'ordre du μm^2 et par l'émissivité très faible des couches de graphène de l'ordre de 2%. De plus, de telles sources à base de feuillets de graphène simples ont un rayonnement quasi-Lambertien, et à large spectre avec un flux rayonné dans le MIR serait bien trop faible pour être détectable.

Une alternative au graphène est l'utilisation d'électrons chauds dans des puits quantiques fortement dopés. [Huppert et al., 2015] démontrent expérimentalement une modu-

lation à 500 kHz.

Modulation rapide par refroidissement par diffusion

D'autres travaux étudient également l'émission provenant d'électrons cette fois à l'équilibre avec les phonons du système. L'échelle temporelle caractéristique de variation de l'émission est donc plus grande que le temps typique de thermalisation par interaction électrons-phonons. Elle est déterminée par le processus de diffusion thermique à travers le système. Ce type de source sera donc plus lent que les sources à incandescence d'électrons chauds, mais le refroidissement par conduction thermique peut être très rapide, surtout pour des corps de faible volume disposant d'une grande surface avec un bon contact thermique avec un bain froid. En privilégiant un émetteur de faible volume posé sur un substrat froid avec un bon contact thermique, il est possible de garantir un refroidissement rapide de l'émetteur sur quelques dizaines de nanosecondes [Sakat et al., 2018] et par conséquent, une modulation de son émission à plus d'une dizaine de MHz.

[Mori et al., 2014] proposent une source dans le NIR à base de nanotubes de carbone répartis sur une surface de 60 μm^2 et posés sur un substrat non chauffé en Si. Ils démontrent une modulation de l'émission allant jusqu'à 1 GHz avec une puissance émise estimée à 10^{-11} W/sr. Dans le même esprit, [Miyoshi et al., 2018] utilisent quelques feuillets de graphène et s'appuient sur leur faible épaisseur et leur contact avec le substrat plus froid pour moduler rapidement l'émission de leur source. Ils démontrent une modulation à 1 GHz avec une source composée de 3 couches de graphène (Fig.1.10). Dans le MIR, [Lawton et al.,

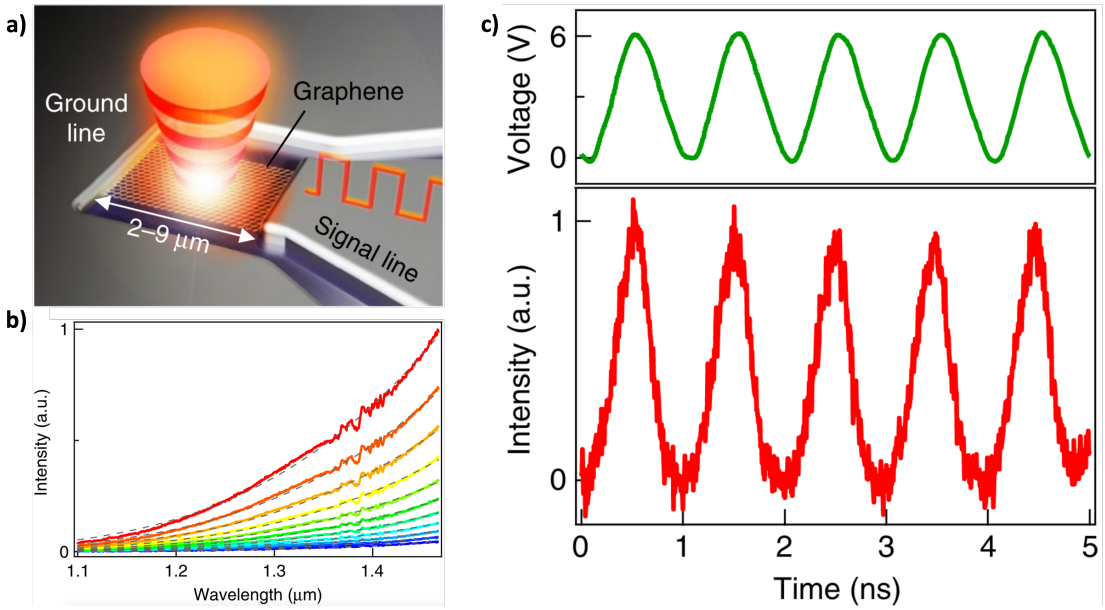


Figure 1.10 – **a)** Schéma de la source à incandescence proposée par [Miyoshi et al., 2018] à base de quelques feuillets voir monocouche de graphène. **b)** Luminance mesurée expérimentalement pour différentes températures (plus la température est élevée, plus la couleur est proche du rouge). Les températures atteintes dans les feuillets de graphène sont comprises entre 600°C et 750°C. Les courbes en pointillés sont les ajustements des mesures expérimentales par une loi de Planck. **c)** Modulation de la source par application d'une tension sinusoïdale (en vert) et mesure de la modulation de l'émission de l'échantillon (en rouge) démontrant une modulation à 1 GHz.

2014, Barnard et al., 2016] utilisent du graphène en multicouches chauffé électriquement et posé sur un substrat de SiO_2/Si non chauffé. Ils atteignent une modulation de 100

kHz. Le contrôle du spectre d'émission peut être obtenu en combinant les émetteurs en graphène à un cristal photonique [Shiue et al., 2019] ou à des métasurfaces plasmoniques [Shi et al., 2018].

1.6.3 Synthèse des performances atteintes dans la littérature pour la modulation de l'émission

On propose un tableau récapitulatif de performances démontrées expérimentalement dans la littérature en Tab.1.1. On se concentre sur les sources à émission thermique dont le contrôle de la modulation est électrique (forme la plus compacte comparée à des modulation de type pompage optique nécessitant l'utilisation d'un laser en parallèle). On y résume le type de modulation, la gamme spectrale de fonctionnement, l'émissivité typique de la source, la surface de l'émetteur, la puissance utile estimée et la fréquence de modulation maximale démontrée.

1.6.4 Piste que nous nous proposons d'explorer

Nous choisissons de nous orienter vers des sources passives à modulation de température. La modulation de l'émission repose sur la modulation de la température de l'émetteur. Pour garantir une modulation rapide, le processus limitant est le refroidissement de la source. Nous choisissons de travailler sur un émetteur de faible volume en contact avec un substrat froid, ce qui permettra un refroidissement par conduction qui peut être très rapide comme proposé par [Sakat et al., 2018].

Référence	**Type de modulation**	**Gamme spectrale**	**Émissivité moyennée sur la gamme spectrale**	**Taille de l'émetteur**	**Puissance émise utile par unité de surface** ($W/m^2/sr$)	**Puissance émise utile** (W/sr)	**Fréquence maximale de modulation**	**Conditions de fonctionnement**
[Inoue et al., 2014]	émissivité	MIR [9, 9.3] µm	$\Delta\epsilon = 0.5$	$1.8 \times 1.8\,mm^2$	8.8 @500 K	$2.8\,10^{-5}$	600 kHz	chauffage $< 250°C$
[Kang et al., 2019]	émissivité	MIR [3.9, 4.2] µm	$\Delta\epsilon = 0.15$ (polarisée)	$1.8 \times 1.8\,mm^2$	59 @800 K	$1.9\,10^{-4}$	50 kHz	chauffage $< 550°C$
[Mori et al., 2014]	température	NIR [1, 1.5] µm	$\epsilon = 1$	$40 \times 1.5\,\mu m^2$	0.2 @600 K	$1.2\,10^{-11}$	1 GHz (exp.) 10 GHz (th.)	Vide poussé, utilisation d'un microscope, couplage à fibre optique multimode
[Miyoshi et al., 2018]	température	NIR [1.1, 1.5] µm	$\epsilon = 0.02$ /couche	$1 \times 1\,\mu m^2$	0.13 @750 K	$1.3\,10^{-13}$	5 GHz	Vide poussé, utilisation d'un microscope, couplage à fibre optique multimode, émetteur encapsulé
[Kim et al., 2018]	température	Visible + NIR [0.4, 1.6] µm	$\epsilon = 0.02$ /couche	$3 \times 5\,\mu m^2$	$1.7\,10^3$ @2800 K	$2.6\,10^{-8}$	3 GHz (exp.) 10 GHz (th.)	Emetteur encapsulé
[Shiue et al., 2019]	température	NIR [1.4, 1.6] µm	$\epsilon = 0.07$	$6 \times 1\,\mu m^2$	$1.8\,10^3$ @2000 K	$1.1\,10^{-8}$	1 GHz	Emetteur encapsulé
[Brar et al., 2015]	émissivité	MIR [6.7,8] µm	$\Delta\epsilon = 0.02$ (polarisé)	$70 \times 70\,\mu m^{-2}$	4.8 @550 K	$2.3\,10^{-8}$	1 kHz	Vide poussé
[Barnard et al., 2016]	température	MIR [2, 12] µm	$\epsilon = 0.1$	$500 \times 500\,\mu m^2$	104 @530 K	$2.6\,10^{-5}$	5 GHz	Aucun sauf éventuellement un transfert de puissance peu optimal (résistance typique de 1000 Ω)

Table 1.1 – Tableau comparatif entre différentes sources incandescentes à modulation de température ou d'émissivité.

1.7 Contrôle de la polarisation du rayonnement émis par des sources incandescentes

À première vue, il semble étonnant d'évoquer l'état de polarisation du rayonnement émis par une source incandescente. Le rayonnement de corps noir est connu pour être dépolarisé [4]. Pourtant, de nombreux travaux rapportent la possibilité de générer un rayonnement thermique au moins partiellement polarisé.

1.7.1 Production de rayonnement MIR polarisé linéairement

La production de rayonnement dans le MIR polarisé linéairement est conventionnement obtenue avec une source classique (globar) ainsi qu'un polariseur linéaire. Les polariseurs dans le MIR sont faits à base de fils métalliques (*wire grid polarizers*). Ils sont commercialement disponibles et reposent sur l'absorption d'une polarisation (où le champ est parallèle aux fils) tandis que la polarisation croisée est quasiment entièrement transmise. Un tel dispositif est cependant encombrant (de l'ordre de la dizaine de centimètres) et très peu efficace puisque la moitié au moins du rayonnement émis est perdu.

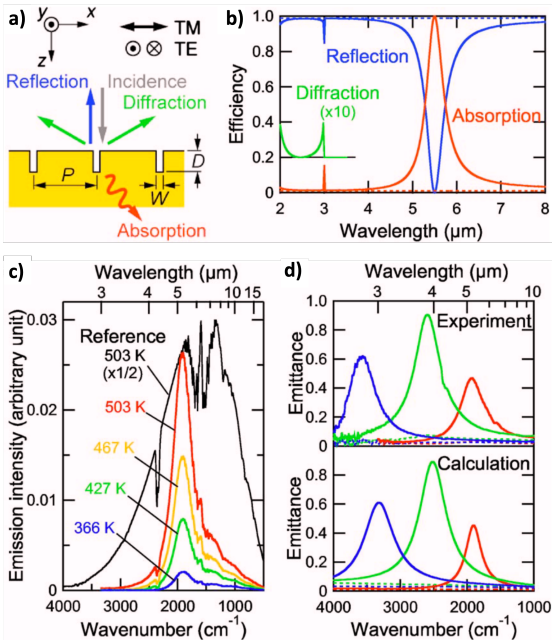


Figure 1.11 – **a)** Schéma de la source incandescente proposée par [Ikeda et al., 2008] permettant un contrôle du spectre d'émissivité et la production de rayonnement polarisé linéairement. **b)** Spectres de réflexion en incidence normale, de diffraction dans les ordres supérieur et d'absorption calculés lorsque la structure est éclairée par une onde plane sous incidence normale pour $P = 3$ µm, $W = 80$ nm et $D = 1$ µm. Les courbes en traits pleins sont obtenus pour une onde plane polarisée TM et en pointillés pour une onde plane polarisée TE. **c)** (noir) Spectre de corps noir à 503 K. (couleurs) Spectre d'émission dans la direction normale à la surface de l'échantillon, polarisé TM d'une source de paramètres $P = 2.99$ µm, $W = 316$ nm et $D = 1.04$ µm pour différentes températures de la source. En polarisation TE, les spectres sont quasiment identiques à une surface d'or homogène. **d)** Spectre d'émissivité mesurés (haut) et calculés (bas) pour trois sources différentes (i.e. triplet P, w, D). En trait plein l'émissivité polarisée TM, en pointillés l'émissivité polarisée TE.

4. pour un matériau isotrope et à des angles autour de la normale loin de l'angle de Brewster.

Des travaux récents utilisant des métasurfaces démontrent la possibilité de construire des sources incandescentes d'une épaisseur inférieure au micron émettant directement un rayonnement polarisé linéairement. On pourra par exemple citer [Ikeda et al., 2008] (Fig.1.11) ou encore [Kang et al., 2019, Brar et al., 2015]. Celles-ci sont alors bien plus efficaces que le système classique puisque le rayonnement émis est directement utilisable et n'a pas besoin d'être filtré en polarisation. Des convertisseurs de polarisation linéaire en réflexion quasi-parfaits ont également été proposés par [Lévesque et al., 2014] à base de structure MIM (Metal-Insulator-Metal) dont la partie métallique supérieure est constituée d'antennes en forme de L.

1.7.2 Manipulation de rayonnement polarisé circulairement/elliptiquement

La production d'états de polarisation elliptique ou circulaire est néanmoins beaucoup plus rare dans le visible, davantage encore dans le MIR. Dans la nature, il a été récemment découvert que quelques espèces animales sont sensibles à de la lumière polarisée circulairement [Chiou et al., 2008, Gagnon et al., 2015] et l'utiliseraient pour améliorer le contraste d'une scène et potentiellement communiquer avec d'autres individus. Ces signaux sont indétectables par leurs prédateurs, dont certains sont sensibles à une polarisation linéaire mais insensibles à une polarisation circulaire, tout comme les détecteurs infrarouges. On pourrait alors imaginer d'utiliser des canaux de communication discrets dans le MIR à base de signaux polarisés circulairement. Des sources de rayonnement MIR polarisés circulairement sont également utiles pour la spectroscopie vibrationnelle dichroïque circulaire [Nafie, 2008] permettant de déterminer la configuration absolue de molécules. Pour toutes ces applications, des sources émettant avec un fort dichroïsme sont nécessaires.

La solution la plus simple consiste à utiliser un globar suivi d'un polariseur linéaire puis d'un retardateur tel qu'une lame quart d'onde dont les axes sont orientés à 45° de l'axe du polariseur. L'encombrement résultant est cependant considérable et devient rédhibitoire pour une utilisation sur un système miniaturisé. Pour réduire cet encombrement, il est possible d'utiliser des sources novatrices émettant directement un rayonnement polarisé linéairement. Reste néanmoins la difficulté de l'élément retardateur pour lequel les solutions compactes sont très rares.

Les retardateurs les plus connus et utilisés sont les lames à retard fabriquées à partir de matériaux biréfringents. Pour obtenir un déphasage de ϕ à la longueur d'onde λ entre les composantes du champ orientées selon l'axe lent et l'axe rapide de la lame, son épaisseur doit valoir $d = \lambda\phi/(2\pi\,\Delta n)$, où Δn est la différence entre les indices de réfraction ordinaire et extraordinaire, ce qui marque une limite minimale aux dimensions du dispositif. Une alternative aux lame à retard serait l'utilisation de retardateurs à cristaux liquides. Ces derniers sont constitués de molécules dont l'orientation relative peut être changée par application d'une différence de potentiel par exemple. Les solutions commerciales sont cependant rares dans le MIR. Enfin, des rhomboèdres de Fresnel peuvent également être utilisés comme retardateurs. Ceux-ci reposent sur l'accumulation de phase d'une composante transverse du champ par rapport à l'autre à l'issue de deux réflexions totales internes dans un prisme. Leur rareté dans le MIR et leur encombrement de plusieurs centimètres au moins les rendent peu intéressants pour une utilisation sur dispositif miniaturisé.

Le domaine des optiques plates a récemment pris de l'ampleur pour proposer des solutions compactes. Des dispositifs à base d'éléments chiraux sub-longueur d'onde ont été proposés pour contrôler l'état de polarisation dans le visible, proche, moyen et lointain infrarouge. Des articles de revue donnent une vue d'ensemble des avancées dans ce domaine [Luo et al., 2017, Collins et al., 2017, Li and Fan, 2018, Hentschel et al., 2017]. Nous proposons ici une discussion sur les travaux réalisés dans la littérature sur plusieurs aspects du contrôle de l'état de polarisation d'un rayonnement par des métasurfaces ou

métamatériaux.

Filtres sélectionnant une hélicité

La possibilité de distinguer les hélicités des polarisations circulaires et d'en filtrer une spécifiquement a été étudié par de nombreux groupes de recherche. Les cristaux photoniques 3D chiraux offrent la possibilité de construire des bandes interdites sensibles à la polarisation de l'onde incidente. [Chutinan and Noda, 1998] ont prédit théoriquement la possibilité d'avoir du dichroïsme circulaire en utilisant un réseau de spirales diélectriques dressées sur un substrat diélectrique. La mise en œuvre expérimentale de cette proposition a été réalisée et le dichroïsme a été mis en évidence en transmission dans le NIR par [Thiel et al., 2007a] avec des hélices faites en matériau diélectrique et dans le MIR par [Gansel et al., 2009] pour un réseau d'hélices en or. [Gansel et al., 2009] (Fig.1.12) obtiennent une très grande sélectivité en transmission de 0.95 d'une polarisation circulaire par rapport à l'autre. [Rajaei et al., 2019] ont également observé un dichroïsme en réflexion par de telles hélices avec un pic de dichroïsme à 0.64 dans le visible.

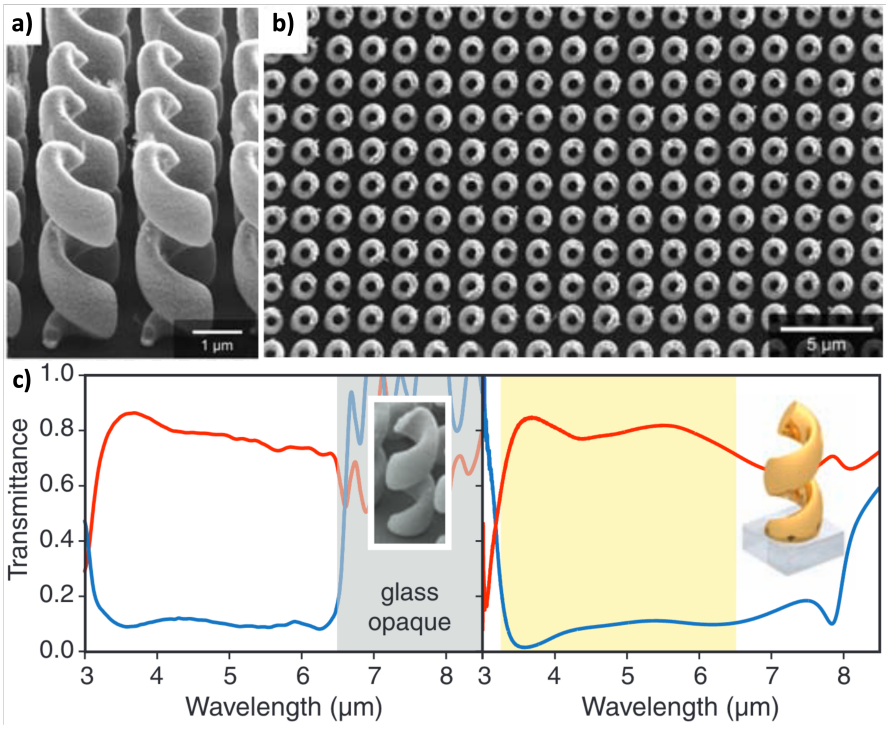


Figure 1.12 – **a)** Image MEB latérale des spirales d'or proposées par [Gansel et al., 2009]. **b)** Image MEB vue du dessus des spirales. **c)** Spectre de transmittance mesuré (à gauche) et simulé (à droite).

Ce type de motif 3D étant particulièrement difficile à fabriquer, une version discrétisée de cristaux photoniques chiraux a été proposée. Des structures en *woodpiles* (réseau unidimensionnel de fils parallèles) sont empilées les unes par-dessus les autres avec une rotation de la direction privilégiée d'une couche à l'autre typiquement de 60°. [Thiel et al., 2007b] réalisent expérimentalement une telle structure en diélectrique (résine photosensible) où les couches de fils diélectriques sont directement en contact les uns avec les couches voisines et démontrent une sélectivité similaire, atteignant 0.9 dans le NIR. Une version similaire proposée par [Zhao et al., 2012] propose non pas des fils mais des nanobâtonnets en or tous orientés selon une même direction dans le plan mais tournés par rapport à l'axe privilégié des couches inférieure et supérieure (Fig.1.13). La distance inter-couche est non-nulle (100 nm

d'épaisseur) ce qui fait un dispositif épais de 400 nm environ. Ils obtiennent un contraste en transmission de 0.3 dans le visible/proche infrarouge. À la différence des exemples précédents, il s'agit ici d'une superposition de métasurfaces se comportant comme des couches uniformes d'indice effectif anisotrope plutôt que d'un cristal photonique. Dans la même veine, [Decker et al., 2010] remplacent les *woodpiles* par un réseau de résonateurs en forme de "U" (ou de split-ring) en matériau diélectrique tournés les uns par rapport aux autres, non seulement par rapport à leurs voisins dans le plan, mais également par rapport à ceux dans la couche inférieure. La forme générale est alors très similaire à deux couches superposées, chacune étant composée d'un réseau de gammadions "éclatés" et tournés par rapport à la 2ème couche. Ils mettent en évidence un contraste en transmittance pouvant atteindre 0.35 dans le MIR.

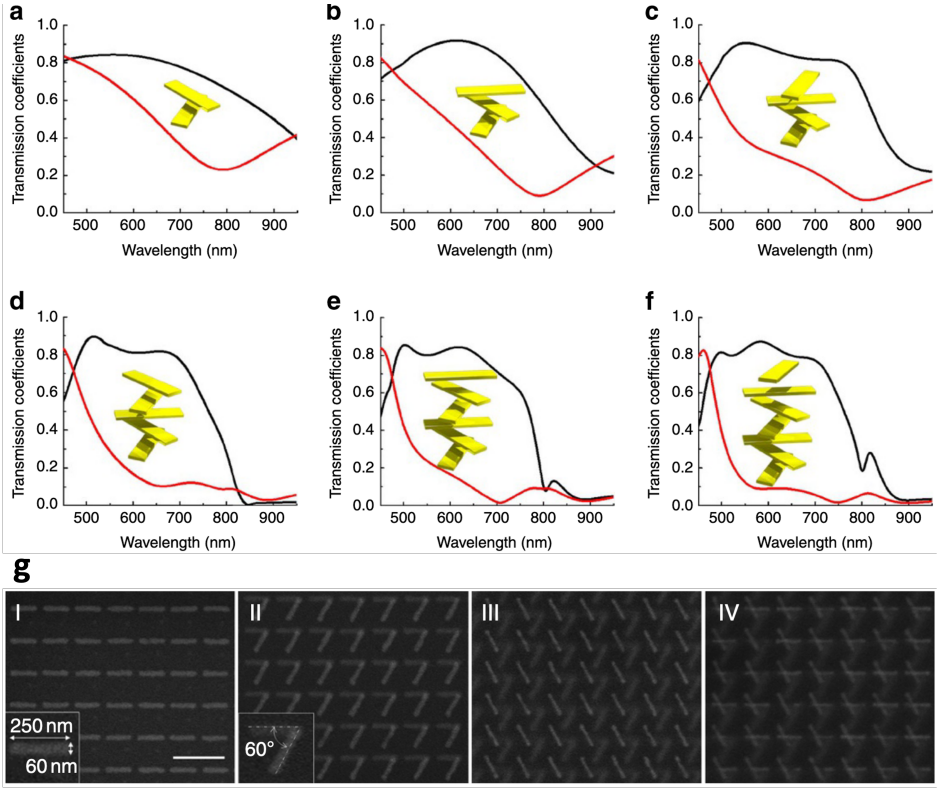


Figure 1.13 – **a)** Transmission d'une onde plane polarisée circulaire gauche (rouge) et droite (noir) à travers différents nombres de couches superposées composées de nanobâtonnets, proposé par [Zhao et al., 2012]. Chaque couche est une métasurface 2D de période 300 nm dans les deux directions dans le plan et composée de résonateurs en or de 55 nm d'épaisseur, de 250 nm de longueur et de 60 nm de largeur. Les couches sont séparées de 120 nm d'espaceur en SiO_2 et sont tournées relativement aux couches voisines de 60°. **a-f)** Transmission à travers la structure lorsque le nombre de couches augmente de 2 à 7. **g)** Image MEB de 4 couches superposées. La barre d'échelle symbolise 500 nm.

Les structures présentées précédemment sont utiles pour filtrer le rayonnement selon l'hélicité de la polarisation incidente. Cependant, pour en revenir à l'objectif initial qu'est la production de rayonnement polarisé circulairement, des convertisseurs d'états de polarisation seraient plus intéressants.

Convertisseurs d'état de polarisation

[Papakostas et al., 2003] propose une métasurface métallique de 140 nm d'épaisseur composée d'un réseau 2D de motifs en forme de gammadions. Une onde plane polarisée

linéairement arrivant sous incidence oblique se réfléchit sur cette surface en accumulant une phase entre les composantes transverses de son champ électrique. L'onde obtenue est alors polarisée elliptiquement avec une ellipticité pouvant atteindre 30° dans le visible à 632 nm. L'ellipticité obtenue dépend alors de l'orientation des gammadions.

[Wadsworth and Boreman, 2011] proposent un convertisseur permettant de convertir un état de polarisation linéaire en un état circulaire dans la bande III du MIR en réflexion sous incidence oblique. La métasurface proposée prend la forme de fils métalliques en zig-zag de 60 nm d'épaisseur. Ils démontrent également dans [Wadsworth et al., 2011] que ce type de structure permet de convertir en transmission. Leurs résultats expérimentaux montrent que ces formes en zig-zag sont également meilleures qu'un réseau de spirales 2D pour convertir une polarisation linéaire en une polarisation circulaire.

Des métasurface diélectriques en silicium par exemple sont été proposée par [Wu et al., 2014] pour convertir une polarisation incidente linéairement en polarisation elliptique en transmission dans la direction normale dans le MIR.

Absorbeurs sélectifs sur l'hélicité de la polarisation du rayonnement incident

Un grand intérêt s'est également développé pour la mise au point de dispositifs présentant un dichroïsme circulaire en absorption, ce qui permettrait d'en faire des détecteurs sensibles à l'hélicité de la polarisation du rayonnement incident. [Briones et al., 2014] proposent une métasurface dont la cellule élémentaire consiste en une spirale d'Archimède (deux spirales de chiralité opposée reliées entre elles). La spirale est formée de thermocouples titane/nickel. L'absorption locale au sein de la spirale induit des différences de température qui se traduisent alors, via les thermocouples, par une différence de potentiel. Selon le sens de rotation de la spirale, il est démontré expérimentalement une différence d'absorption par la métasurface. Ces structures sont donc des détecteurs LWIR sensibles à l'hélicité de la polarisation du rayonnement incident. Des métamatériaux en forme de

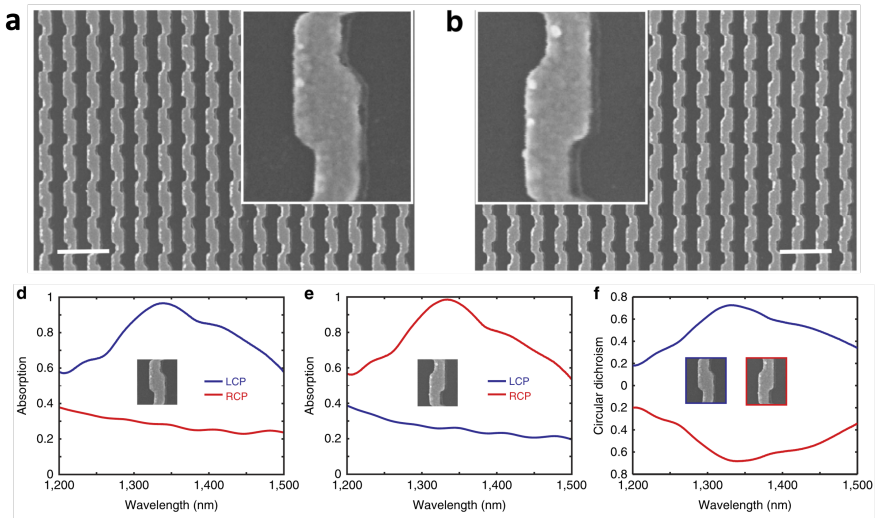


Figure 1.14 – **a-b)** Image MEB des structures métalliques chirales proposées par [Li et al., 2015] pour absorber sélectivement selon l'hélicité de la polarisation circulaire dans le NIR. La barre blanche indique 500 nm. Des métasurfaces énantiomères sont fabriquées et caractérisées en absorption en **d)** et **e)** respectivement. Le dichroïsme circulaire simulé et mesuré expérimentalement sont présentés en **f)**.

zig-zag ont également été étudiées en tant qu'absorbeurs métalliques sélectifs sur l'une des hélicités de polarisation [Li et al., 2015, Liu et al., 2019, Ouyang et al., 2018]. [Li

et al., 2015] (Fig.1.14) et [Ouyang et al., 2018] obtiennent des niveaux de dichroïsme en absorption avec un pic à 0.7 dans le NIR.

Sources émettant de la lumière polarisée circulairement ou elliptiquement

Quant à l'émission de rayonnement polarisé circulairement ou elliptiquement par la source-même, peu de solutions ont été proposées jusqu'ici.

Dans le proche infrarouge, plusieurs travaux ont étudié l'émission de rayonnement polarisé circulairement par des boîtes quantiques intégrées dans des structures photoniques chirales. [Maksimov et al., 2014, Konishi et al., 2011] proposent d'intégrer une couche de boîtes quantiques dans une cavité de Bragg dont une partie du miroir supérieur est structurée en forme de gammadion. Ils obtiennent expérimentalement un degré de polarisation circulaire[5] de 0.52 pour [Maksimov et al., 2014] et 0.2 pour [Konishi et al., 2011] (Fig.1.15). [Takahashi et al., 2017] proposent une alternative avec une structure en *wood-*

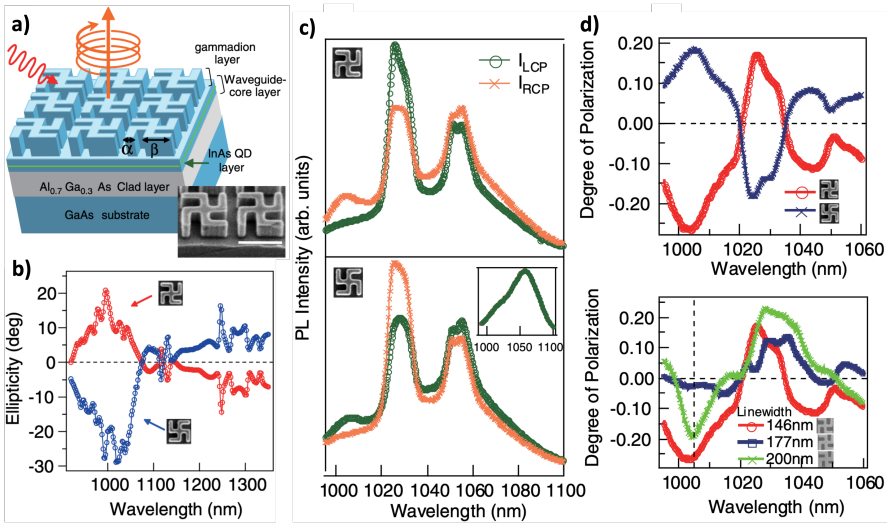


Figure 1.15 – **a)** Schéma de la source proposée par [Konishi et al., 2011] à base d'un cristal photonique chiral. En inset, image MEB d'un gammadion "gauche". La barre d'échelle indique 1 µm. **a)** Mesure du spectre d'ellipticité du rayonnement transmis selon la normale à la surface. En gris/rouge (resp. noir/bleu) les résultats obtenus pour des gammadions gauches (resp. droits). **c)** Spectre de photoluminescence pour des gammadions gauches (haut) et droits (bas). En vert l'émission polarisée circulaire gauche, en orange l'émission polarisée circulaire droite. En inset : spectre de photoluminescence lorsque le miroir du haut n'est pas texturé. **d)** (haut) Degré de polarisation pour des gammadions gauche (rouge) et droit (bleu) ayant une largeur de bras de $\alpha = 146$ nm. (bas) Degré de polarisation pour des gammadions gauche avec différentes largeurs de bras.

piles où les couches du milieu contiennent des boîtes quantiques. Ils obtiennent un degré de polarisation circulaire de 0.5.

Dans le MIR et LWIR, les émetteurs par électroluminescence ou photoluminescence sont difficiles à contrôler car le taux d'émission spontanée dans le vide devient plus long avec $\Gamma \propto \lambda^{-3}$ où λ est la longueur d'onde. L'émission thermique devient alors un candidat particulièrement intéressant.

[Dahan et al., 2010] proposent de structurer un substrat en carbure de silice (SiC) supportant des phonons polaritons de surface qui peuvent être excités thermiquement. À

5. Le degré de polarisation circulaire est défini comme le contraste entre intensité émise polarisée circulairement d'hélicités opposées normalisé par rapport à l'émission totale

l'aide d'un réseau de nanobâtonnets en SiC tournés par rapport à leurs voisins latéraux permettant d'introduire un gradient de phase. La polarisation du mode de surface change localement ce qui se traduit par un couplage différent avec chacune des hélicités circulaires en champ lointain. Ils parviennent à obtenir un léger dichroïsme circulaire malheureusement non-quantifié.

[Overvig et al., 2021] (Fig.1.16) proposent une procédure théorique pour concevoir des métasurfaces incandescentes pour contrôler à la fois la direction d'émission, le spectre et l'état de polarisation. Ils montrent qu'il est en principe possible d'obtenir de l'émission thermique polarisée circulairement avec un dichroïsme circulaire proche de l'unité. L'architecture qu'ils proposent s'appuie sur des modes QBIC (*Quasi Bound State in the Continuum*) perturbés de façon à donner des pertes radiatives à ces QBIC. Le motif résultant prend alors la forme de piliers elliptiques en diélectrique tournés les uns par rapport aux autres comme pour [Dahan et al., 2010]. En empilant deux couches pour lesquelles l'orientation des motifs est différente, ils montrent numériquement une production de rayonnement polarisé circulairement dans le proche infrarouge. La démonstration expérimentale d'une telle source n'a cependant pas encore été réalisée dans l'infrarouge.

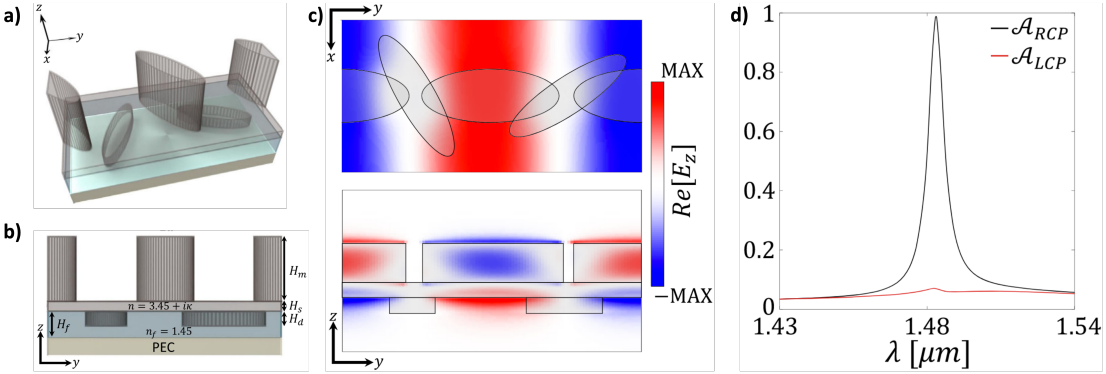


Figure 1.16 – **a)** Schéma en perspective du méta-atome constituant la métasurface incandescente proposée par [Overvig et al., 2021]. Le film en silicium est texturé en forme de pilier elliptique posé sur un substrat diélectrique. Le schéma montre l'exemple de deux couches de métamatériaux empilées. **b)** Schéma de la vue en coupe. **c)** Représentation de la partie réelle du champ électrique projeté sur la normale à la surface. On voit un mode BIC supporté par la structure. **d)** Spectre d'absorption de la structure lorsqu'elle est éclairée avec une onde plane polarisée circulaire gauche ou droite. La simulation montre un rayonnement thermique quasi parfaitement polarisé circulairement.

D'autres travaux explorent une physique différente. [Wadsworth et al., 2011, Ginn et al., 2010] utilisent des métasurfaces se comportant comme des retardateurs en transmission et les combinent avec des sources émettant un rayonnement polarisé linéairement. [Ginn et al., 2010] proposent une métasurface dont le motif élémentaire est un tripole asymétrique. Le contraste en émissivité polarisé circulairement gauche et droite a été estimé numériquement à moins de 0.12 dans la bande III du MIR. Une démonstration expérimentale est montrée avec un contraste visible, mais ce dernier n'est pas quantifié. [Wadsworth et al., 2011] replacent le réseau de tripoles asymétriques par un réseau *meanderlines* en forme de créneaux (Fig.1.17). Ils démontrent expérimentalement un degré de polarisation circulaire de 0.28 avec un degré de polarisation total de 0.84 dans la bande III du MIR. Bien que ces sources aient une épaisseur de 1.5 µm, elles consistent toujours en une superposition d'au moins deux éléments indépendants. Le rayonnement émis par la source n'est pas directement polarisé circulairement et des pertes dues à une transmission imparfaite à travers les différents éléments sont inévitables.

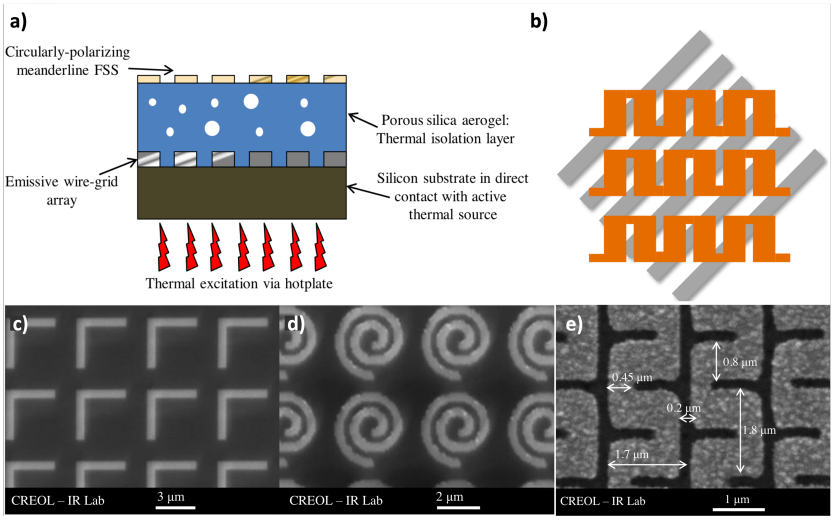


Figure 1.17 – **a)** Schéma en coupe de la source incandescente composite proposée par [Wadsworth et al., 2011] pour émettre du rayonnement thermique dans le MIR polarisé circulairement. **b)** Schéma de la source vue du dessus. La couche supérieure est une méta-surface permettant de convertir une polarisation linéaire incidente à 45° en une circulaire (une quart d'onde 2D en somme). Le substrat en silicium est chauffé. Des fils métalliques sont posés en contact direct avec le chauffage et émettent un rayonnement polarisé linéairement. **c-d)** Structures testées alternativement aux *meanderlines* en forme de L (**c)**) ou de spirale (**d)**). Ces dernières ne donnent aucun dichroïsme circulaire lorsqu'elles sont chauffées seules (sans fils métalliques en-dessous). **e)** Image MEB des *meanderlines*.

[Lee and Chan, 2007] (Fig.1.18) proposent une source en forme de *woodpiles* comme vu en Sec.1.7.2. Lorsque la structure est chauffée, la bande interdite du cristal photonique permet une sélectivité en polarisation en émission. Les estimations numériques données dans la bande III du MIR prédisent un degré de polarisation circulaire d'environ 0.55.

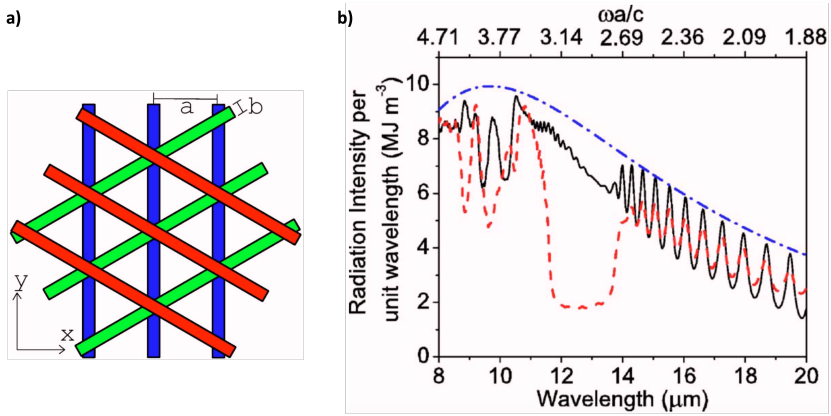


Figure 1.18 – **a)** Schéma du cristal photonique à bandgap sensible à l'hélicité de la polarisation proposé par [Lee and Chan, 2007]. Les couleurs symbolisent chacun des réseaux 1D orientés à 0°, 60° et 120°. Ces réseaux sont constitués de fils en matériau diélectrique. **b)** Simulations du spectre émis par la source à 300 K en incidence normale, lorsqu'un miroir parfait est placé sous le cristal photonique. En pointillés bleus : le spectre de corps noir. En noir : la luminance polarisée circulaire gauche émise par la source. En bleu : la luminance polarisée circulaire droite émise par la source.

On pourra également citer un travail récent [Wang et al., 2022] démontrant expéri-

mentalement la possibilité de produire un rayonnement dans le MIR à 7 µm avec un degré de polarisation circulaire approchant l'unité. Le dispositif proposé ne présente cependant pas la possibilité de moduler rapidement l'émission.

Un tableau récapitulatif en Tab.1.2 résume les performances de sources incandescentes étudiées dans la littérature pour la production de rayonnement thermique présentant un fort degré de polarisation circulaire.

1.7.3 Piste que nous proposons d'explorer

Nous choisissons d'orienter nos travaux vers des métasurfaces à simple couche et dont les motifs élémentaires sont chiraux. Nous nous plaçons toujours dans le MIR et souhaitons concevoir une source incandescente présentant un dichroïsme aussi fort que possible en émission. Dans l'idéal, on souhaiterait une source qui émette un rayonnement polarisé circulairement avec une émissivité quasi nulle dans une hélicité et une émissivité proche de 1 dans l'hélicité opposée. Une telle source intégrerait alors un système optique complet pour produire un rayonnement polarisé circulairement dans le MIR.

Référence	Gamme spectrale	Type de source	DP	DOCP	Particularités
[Ginn et al., 2010]	MIR bande III, 8-12 µm	Métasurface composée de résonnateurs en forme de tripode jouant le rôle de retardateurs combinés avec une source polarisée linéairement	?	0.12 @10.8 µm	Source incandescente composite. La première couche est un réseau de nanobâtonnets produisant une polarisation linéaire (émissivité estimée numériquement à 0.48). Le DOCP donné est en fait un contraste d'émissivité circulaire estimé numériquement. Les mesures expérimentales restent qualitatives : constat de l'existence d'un dichroïsme circulaire en émission mais non quantifié.
[Wadsworth et al., 2011]	MIR bande III, 8-12 µm	Métasurface composée de résonnateurs en forme de *meanderlines* jouant le rôle de quart d'onde combinés avec une source polarisée linéairement	0.84	0.28	Source incandescente composite. DOP et DOCP donnés pour une longueur d'onde non-précisée entre 8 et 12 µm tout n précisant que le retardateur en *meanderlines* a une large bande passante.
[Lee and Chan, 2007]	MIR bande III, 8-12 µm	Cristal photonique en forme de *woodpiles* en diélectrique avec un bandgap en polarisation	? (>0.66 @12 µm)	0.66 @12 µm	Démonstration expérimentale encore inexistante en émission thermique, existe avec des émetteurs type boîtes quantiques
[Dahan et al., 2010]	MIR bande III, 8-12 µm µm	Super-réseau anisotrope de nanobâtonnets en carbure de silice. Effet Doppler géométrique induisant une dispersion différente de l'onde de surface selon l'hélicité de la polarisation.	?	?	Les résultats ne sont pas montrés en valeur absolue ce qui rend la comparaison difficile
[Overvig et al., 2021]	NIR, 1.4-1.5 µm µm	Bicouche de super-réseaux anisotropes de piliers elliptiques en silicium dopé. Régime de couplage critique de QBICs (*Quasi Bound State In the Continuum*) chiraux	? (>0.9 @1.48 µm)	0.9 @1.48 µm	Démonstration expérimentale encore inexistante

Table 1.2 – Tableau comparatif entre sources proposées dans la littérature pour émettre un rayonnement thermique polarisé circulairement. DOP : degré de polarisation mesuré ou estimé à la longueur d'onde de travail. DOCP : degré de polarisation circulaire mesuré ou estimé à la longueur d'onde de travail.

Chapitre 2

Modulation rapide de sources incandescentes

L'objectif que nous nous fixons est la mise au point d'une source incandescente i) modulable au-delà du MHz, ii) spectralement sélective et iii) dont l'émission est polarisée linéairement. Pour cela, nous nous appuyons sur les grandes idées suivantes : pour moduler l'émission, nous allons nous appuyer sur la modulation de la température de l'émetteur. Ce dernier sera chauffé électriquement et refroidira par conduction thermique vers un substrat plus froid. Les propriétés optiques sont quant à elles contrôlées en concevant une métasurface optimisée pour émettre sélectivement dans le MWIR avec une polarisation linéaire.

Le chapitre qui suit s'attachera à décrire la stratégie mise en place pour concevoir une telle source, les propriétés attendues, avant de décrire sa fabrication et la caractérisation expérimentale de ses capacités de modulation et de ses propriétés optiques.

2.1 Principe de fonctionnement

Il s'agit de mettre au point un émetteur incandescent dont la modulation de l'émission est contrôlée par la température. La fréquence de modulation de la température d'un corps massif est limitée par son inertie thermique. Ainsi, une solution pour contourner cette limite est de se tourner vers de faibles volumes [Sakat et al., 2018].

Considérons un corps chaud posé sur un substrat schématisé en Fig.2.1. Appelons A la surface de contact, $V = hA$ le volume du corps chaud. Celui-ci a une densité ρ et une capacité thermique massique (ou chaleur spécifique à pression constante) C_p. Notons T_0 la température de référence et T la température de ce corps. L'émissivité spectrale moyennée sur la gamme spectrale d'intérêt est notée $\bar{\varepsilon}$.

Cet émetteur chaud perd sa chaleur à travers trois canaux de refroidissement : la conduction thermique vers le substrat froid sur lequel il est posé, la convection dans l'air environnant et le transfert radiatif.

Un bilan énergétique en ordre de grandeur permet de se faire une idée des temps caractéristiques de refroidissement pour chacun de ces canaux.

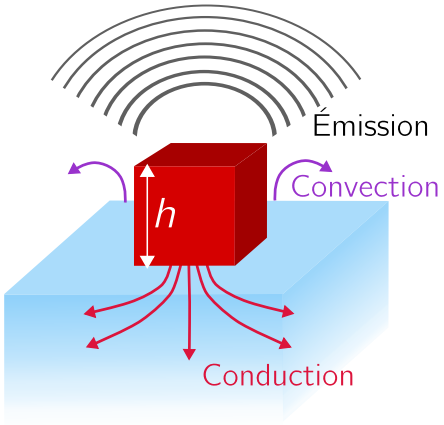


Figure 2.1 – Canaux de refroidissement d'un corps chaud posé sur un substrat froid.

Le refroidissement par convection se fait sur une échelle de temps donnée par $\tau_{\text{conv}} \sim \frac{\rho C_p V}{h_{\text{cv}} A}$ où h_{cv} est le coefficient convectif entre l'émetteur chaud et l'air. En ordre de grandeur, $h_{\text{cv}} \simeq 10\,\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$.

Le refroidissement par transfert radiatif se fait sur une échelle de temps donnée par $\tau_{\text{rad}} \sim \frac{\rho C_p V \Delta T}{\bar{\varepsilon}\sigma T^4 A}$ où ΔT est l'échauffement du corps, T sa température et σ la constante de Stefan-Boltzmann.

Le refroidissement par conduction de l'émetteur se fait sur une échelle de temps $\tau_{\text{cond}} \sim h^2/D$ où D est la diffusivité thermique du matériau constituant l'émetteur, valant typiquement $D = 10^{-5}\text{m}^2.\text{s}^{-1}$. τ_{cond} donne une estimation du temps nécessaire pour que la chaleur diffuse à travers l'émetteur dans une modélisation de diffusion 1D.

En prenant $\rho C_p = 10^6\,\text{J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$, $\Delta T = 100°\text{C}$ et $T = 500$ K et en prenant un émetteur de forme cubique de dimension caractéristique $h = 50$ nm et d'émissivité spectrale 1, on trouve des temps caractéristiques de refroidissement $\tau_{\text{conv}} \simeq 5.0$ ms et $\tau_{\text{rad}} \simeq 1.4$ ms par convection et transfert radiatif respectivement, tous deux sont comparables en ordre de grandeur et linéaires en L. Le temps caractéristique de refroidissement par conduction est, lui, quadratique en L et est estimé à $\tau_{\text{cond}} \sim 0.25$ ns pour les mêmes paramètres soit une différence de plus de 6 ordres de grandeur. Par conséquent, des émetteurs de taille caractéristique $L \ll \frac{D\rho C_p \Delta T}{\bar{\varepsilon}\sigma T^4} \sim 1$ m, auront une dynamique de refroidissement contrôlée par la conduction et il sera possible d'obtenir une cadence de modulation élevée. L'estimation précédente reste approximative et donne simplement une borne inférieure pour le temps de refroidissement. Un point important cependant est la présence d'un substrat plus froid vers lequel la chaleur est évacuée.

C'est la stratégie que nous privilégions pour notre source à modulation rapide. Nous cherchons à minimiser le volume de notre émetteur tout en ayant une surface de contact importante et avec peu de résistance de contact avec un substrat plus froid. Notre source sera alors ultrafine et sa dynamique temporelle de refroidissement sera dictée par le phénomène de conduction thermique vers le substrat plus froid. Cette approche pose cependant deux problèmes notables : tout d'abord, un échantillon ultrafin risque d'être un faible émetteur. Ensuite, le corps émetteur n'est plus isotherme de sorte que la loi de Kirchhoff usuelle n'est plus applicable. Dans la suite, nous développons la démarche choisie pour remédier à ces difficultés.

2.1.1 Dynamique temporelle

Nous proposons de poser l'émetteur sur un substrat froid. Une plus grande surface de contact permettra un flux thermique plus important donc un refroidissement plus rapide de la source. Par ailleurs, le temps caractéristique de refroidissement par conduction unidimensionnelle est de l'ordre de $\tau_{\text{cond}} = h^2/D$ où h est l'épaisseur du corps et D sa diffusivité thermique. Plus notre source sera fine, plus τ_{cond} sera faible : nous ne serons alors plus limité par le temps caractéristique de diffusion à travers l'émetteur lui-même. Ainsi, la dynamique de la température de la source sera essentiellement contrôlée par la dynamique de diffusion thermique à travers le substrat.

La source est donc structurellement anisotherme : un gradient de température nul dans le substrat impliquerait un flux diffusif nul donc aucun refroidissement par conduction ce qui mettrait à mal toute la stratégie déployée. La loi de Kirchhoff ne peut alors pas être utilisée dans sa formulation classique. Nous nous tournons vers une formulation locale qui est la loi de Kirchhoff généralisée [Greffet et al., 2018] : plus l'absorption locale est grande, plus l'émissivité locale décrivant cette zone sera proche de 1. Ainsi, il s'agit de dimensionner notre source de façon à maximiser l'absorption *au niveau de l'émetteur*, tout en ayant une absorption par le reste du substrat la plus faible possible.

De ces premières considérations, il résulte que l'architecture la plus simple pour notre source consiste en un film uniforme dont l'épaisseur doit être inférieure à la distance caractéristique de diffusion de la chaleur sur une échelle de temps de 1 µs = 1/(1MHz). Puisque nous souhaitons faire une source dont la température est modulée, il faut envisager la façon de la chauffer. L'effet Joule permettrait un contrôle externe facile de la fréquence de modulation. Ainsi, un film métallique apparaît comme la solution la plus naturelle.

Afin d'optimiser le chauffage électrique de la source, il faut se poser la question de la résistance électrique de celle-ci. Afin d'optimiser le transfert de puissance électrique entre la source de tension et l'échantillon, l'impédance de l'échantillon doit être égale à celle des câbles coaxiaux valant 50 Ω. Un point important sera alors de contrôler que la résistance électrique de la source finale soit proche de 50 Ω. Pour un tel film d'épaisseur h, qu'on suppose carré de côté L_s et qu'on alimente électriquement via des contacts placés le long de sections de surface hL_s, la résistance électrique peut être estimée par $R = \rho/h$ où ρ est la résistivité du matériau constituant le film. Pour le platine par exemple, la résistivité à 300 K vaut $\rho \simeq 10^{-7}\,\Omega\,\mathrm{m}$, ce qui donne un épaisseur du film de l'ordre de quelques nanomètres.

Nous allons contrôler l'échauffement de la source en jouant sur l'effet Joule. Nous privilégions donc une source à base de métal. En appliquant une tension d'amplitude variable à ses bornes, nous pourrons contrôler la vitesse de modulation et l'échauffement.

Cependant, un tel film seul, posé sur substrat, ne comporterait pas de propriété spectrale intéressante dans le MIR. Pour en faire un émetteur spectralement sélectif, il s'agit de trouver une bonne épaisseur pour ce film. En effet, s'il est trop épais (plus épais que l'épaisseur de peau typique dans le MIR), il s'agirait d'un miroir qui absorbe de façon médiocre. Par la loi de Kirchhoff, il s'agit donc d'un mauvais émetteur. S'il est trop fin, le film absorbera, donc émettra, très peu. Ainsi, nous devons trouver le bon compromis qui permettra une absorption adaptée à nos besoins tout en offrant une résistance électrique proche de 50 Ω.

2.1.2 Propriétés spectrales

Un film métallique suspendu dans l'air absorbe au maximum 50 % d'une onde plane en incidence normale. Le maximum peut être atteint en choisissant judicieusement l'épaisseur du film $h = 2\epsilon_0 c/\sigma$ où σ est la conductivité optique du film métallique ([Bauer, 1992]). Sur les 50 % restants, 25 % sont transmis à travers le film et 25 % sont réfléchis. Ainsi, d'après la loi de Kirchhoff, un simple film métallique de bonne épaisseur dans le MIR suspendu dans l'air aura une émissivité maximale de 0,5 dans la direction normale au film.

On peut alors se demander comment faire pour récupérer les 50 % restants de façon à obtenir une absorption de 100% par le film métallique, i.e. une émissivité de 1. C'est l'idée de l'écran de Salisbury, mis au point pour réduire la réflexion dans le domaine des ondes radio sur des surfaces métalliques considérées comme semi-infinies pour une longueur d'onde cible λ_0. Cet écran consiste en une fine couche d'absorbeur (film métallique) posé à une distance h_{spacer} de la surface métallique semi-infinie (miroir). Une onde plane sous incidence normale sera alors réfléchie par le film métallique et par le miroir. De façon très simplifiée, si $h_{\mathrm{spacer}} = \lambda_0/4$, les ondes réfléchies par chacun des éléments respectivement, d'amplitude similaires, pourront interférer de façon destructive, assurant ainsi une absorption totale dans la couche d'absorbeur.

En pratique, la fine couche d'absorbeur et le miroir métallique seront séparés par un matériau espaceur qu'il faudra alors choisir le plus transparent possible, d'indice $n_{\mathrm{spacer}}(\lambda) = n'_{\mathrm{spacer}}(\lambda) + i n''_{\mathrm{spacer}}(\lambda)$. L'épaisseur de ce matériau espaceur sera alors de l'ordre de $d = \lambda_0/[4n'_{\mathrm{spacer}}(\lambda_0)]$. Avec cette méthode, il nous est donc maintenant possible de contrôler

le spectre d'émission de notre source incandescente. Il suffit de placer notre film métallique (qui sera notre émetteur) sur un milieu espaceur transparent dans le MIR, lui-même posé sur un miroir semi-infini. Notre film métallique joue alors le rôle d'écran de Salisbury. [Bauer, 1992] montrent que pour atteindre une absorption totale de la puissance incidente dans le fil métallique, il suffit de satisfaire une relation d'adaptation d'impédance :

$$\sigma h = \epsilon_0 c, \tag{2.1}$$

où σ est la conductivité optique du film métallique valant $\sigma(\omega) \simeq -i\omega\epsilon_0[\epsilon(\omega)-1]$ dans l'IR, $Z = 1/(\sigma h)$ est l'impédance du film et $Z_0 = 1/(\epsilon_0 c)$ est l'impédance du vide. Il s'avère que cette impédance peut être atteinte dans le MIR pour des épaisseurs de métal réalisables expérimentalement. Avec l'approximation de σ réel, une épaisseur de 5 nm pour du platine uniforme conviendrait. Des simulations numériques sont nécessaires pour mieux calibrer l'épaisseur nécessaire mais cette estimation semble prometteuse pour notre objectif.

Nous avons donc maintenant une source absorbant sélectivement dans le MIR. Par la loi de Kirchhoff, on en déduit que cet élément chauffé émettra sélectivement à cette même longueur d'onde. Cependant, par l'absence de symétrie dans ce système, on s'attend à ce que l'émission soit dépolarisée. En texturant ce film métallique, et en lui donnant un axe privilégié, il est possible de rendre son émission polarisée linéairement. Nous échangeons donc notre mince film métallique contre un réseau de fils métalliques fins unidimensionnels, schématisé en Fig.2.2.

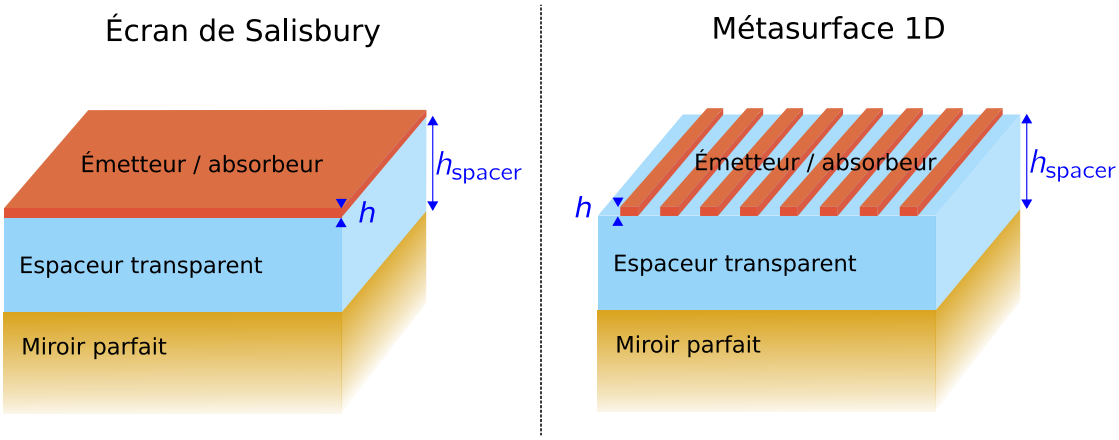


Figure 2.2 – Premières bases pour une source incandescente spectralement sélective et à modulation rapide de température.

Reste alors le dimensionnement de l'échantillon. Notre source consiste donc de fils métalliques régulièrement espacés. Nous utiliserons l'abréviation FMs pour désigner les fils métalliques à partir de maintenant. Ceux-ci seront chauffés par effet Joule en appliquant une tension à leurs extrémités. Leur refroidissement repose sur le substrat que sont l'espaceur et le miroir sous-jacents, plus froids.

La densité spectrale de puissance émise $P_{\text{rad}}(\lambda, \mathbf{u}, t)$ dans la direction $\mathbf{u}$ par unité d'angle solide $\mathrm{d}\Omega$ s'écrit

$$P_{\text{rad}}(\lambda, \mathbf{u}, t) = L^2 \sum_{\ell=\text{TE,TM}} \int_{V_{\text{emitter}}} \eta^{(\ell)}(\lambda, \mathbf{u}, \mathbf{r}) \, \frac{I_{\text{BB}}\left(\lambda, T(\mathbf{r}, t)\right)}{2} \, \mathrm{d}^3\mathbf{r} \, \mathrm{d}\Omega \tag{2.2}$$

où I_{BB} est la luminance spectrale du corps noir donné par la loi de Planck, $T(\mathbf{r}, t)$ la température du volume infinitésimal $\mathrm{d}^3\mathbf{r}$ à la position $\mathbf{r}$ à l'instant t et $\eta^{(\ell)}(\lambda, \mathbf{u}, \mathbf{r}, \lambda)$ la densité locale d'émissivité polarisée de polarisation (ℓ). Cette expression peut se réécrire

sous la forme

$$P_{\text{rad}}(\lambda, \mathbf{u}, t) = \sum_{\ell=\text{TE,TM}} \int_{V_{\text{FM}}} \eta_{\text{FM}}^{(\ell)}(\lambda, \mathbf{u}, \mathbf{r}) \, \frac{I_{\text{BB}}\left(\lambda, T(\mathbf{r}, t)\right)}{2} \, \mathrm{d}^3\mathbf{r} \, \mathrm{d}\Omega + \sum_{\ell=\text{TE,TM}} \int_{V_{\text{sub}}} \eta_{\text{sub}}^{(\ell)}(\lambda, \mathbf{u}, \mathbf{r}) \, \frac{I_{\text{BB}}\left(\lambda, T(\mathbf{r}, t)\right)}{2} \, \mathrm{d}^3\mathbf{r} \, \mathrm{d}\Omega, \tag{2.3}$$

où on décompose clairement les contributions des différents sous-volumes constituant la source : les FMs et le substrat. Nos FMs étant conçus pour avoir une dynamique d'homogénéisation interne de la température plus rapide que les fréquences de modulations de la source, nous pourrons considérer légitimement que dans les FMs, la température est homogène. Par continuité de la température (on néglige les résistances de contact entre les FMs et l'espaceur), les FMs sont à la température de la surface du substrat qu'on notera $T(z = 0)$.

2.1.3 Simulations pour le dimensionnement de la source

Il s'agit maintenant de dimensionner la source et de choisir les matériaux qui vont la constituer. Le miroir semi-infini sera constitué d'une couche suffisamment épaisse de métal déposée sur le wafer (substrat classique de silicium. L'épaisseur de la couche de métal d'indice $n'(\lambda) + in''(\lambda)$ est choisie de façon à ce que l'épaisseur de peau $\delta_{\text{p}} = \lambda_0/(2\pi n''(\lambda_0))$ à la longueur d'onde d'intérêt soit suffisamment petite par rapport à l'épaisseur du miroir pour que la couche soit opaque. Pour $\lambda_0 = 5$ µm, $n''(\text{Mo}) = 3.4073 + 29.0490i$ et $n''(\text{Au}) = 3.7994 + 30.7452i$ d'après [Palik, 1998]. Ainsi, $\delta_{\text{p}}(\text{Mo}) \simeq 28$ nm et $\delta_{\text{p}}(\text{Au}) \simeq 26$ nm. Ainsi, 200 nm d'or (Au) ou de molybdène (Mo) seront amplement suffisants pour garantir un bon miroir. Nous choisissons aussi le Mo pour sa haute réflectivité dans le MIR et pour des raisons de compatibilité en terme d'adhésion avec l'espaceur [1]. L'espaceur doit être un matériau transparent dans le MIR compatible avec le miroir et les FMs. Nous choisissons le nitrure de silicium SiN_x. Enfin, les FMs devront tenir à haute température (quelques centaines de degrés) et être faits dans un matériau présentant une conductivité optique dans le MIR compatible avec la condition d'adaptation d'impédance décrite à l'Eq.(2.1). Le platine est le candidat que nous choisissons, robuste à l'oxydation et à de hautes températures. La combinaison du platine sur nitrure de silicium est compatible avec des échauffements de plus de 650°C [Barritault et al., 2011].

Une fois les matériaux choisis, nous pouvons commencer l'optimisation du dimensionnement de notre source. Au vu de la géométrie, nous avons 4 degrés de liberté que sont $w, \Lambda, h_{\text{spacer}}, h_{\text{Pt}}$ (définis en Fig.2.3). Pour conduire l'optimisation, nous choisissons comme figure de mérite l'absorption par l'ensemble de la structure éclairée par une onde plane sous incidence normale. L'optimisation est effectuée par l'algorithme dit du *simplexe* codé dans les bibliothèques du logiciel de calcul Matlab.

Les simulations utilisent la méthode RCWA (Rigorous Coupled Wave Analysis) et s'appuient sur la bibliothèque RETICOLO [Hugonin and Lalanne, 2021] particulièrement adaptée pour la résolution des équations de Maxwell pour des réseaux. Nous calculons l'absorption d'une onde plane sous incidence oblique à 17,5° [2] par la structure étudiée. Les résultats, présentés en Fig.2.4, montrent que l'absorption (donc l'émission de la même structure à température homogène par la loi de Kirchhoff) d'une onde plane sous incidence normale polarisée TE se fait quasi totalement dans les FMs.

1. L'or avait été envisagé car meilleur miroir mais le SiN_x n'adhérait pas bien sur l'or, avec apparition de plis

2. L'angle d'incidence a été choisi ainsi pour prendre en compte les mesures expérimentales en réflectivité. L'objectif Cassegrain utilisé implique une incidence oblique dont l'angle moyen est de 17,5 °.

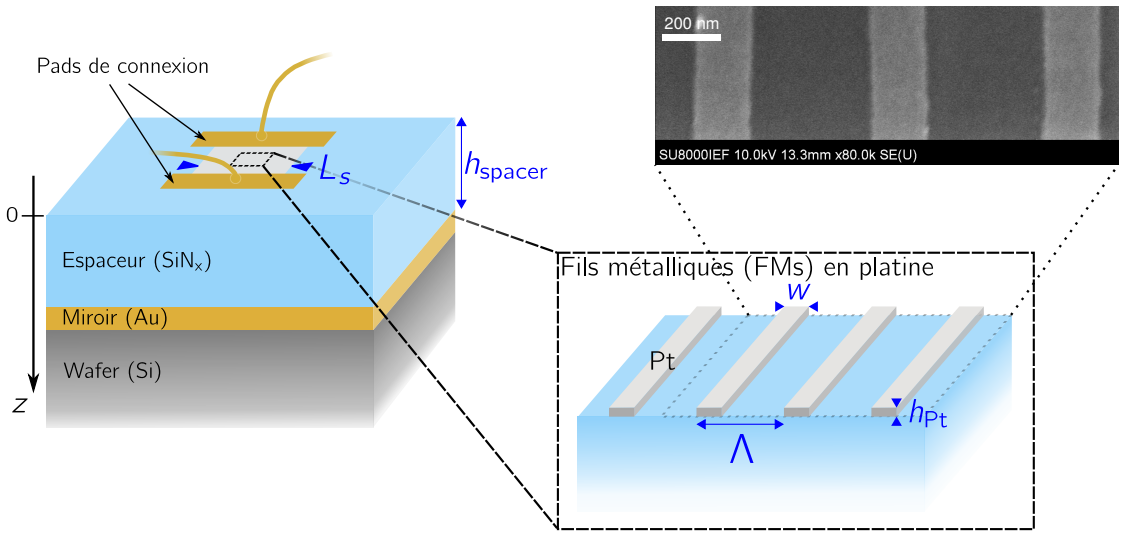


Figure 2.3 – Architecture finale de la source MIR à modulation rapide.

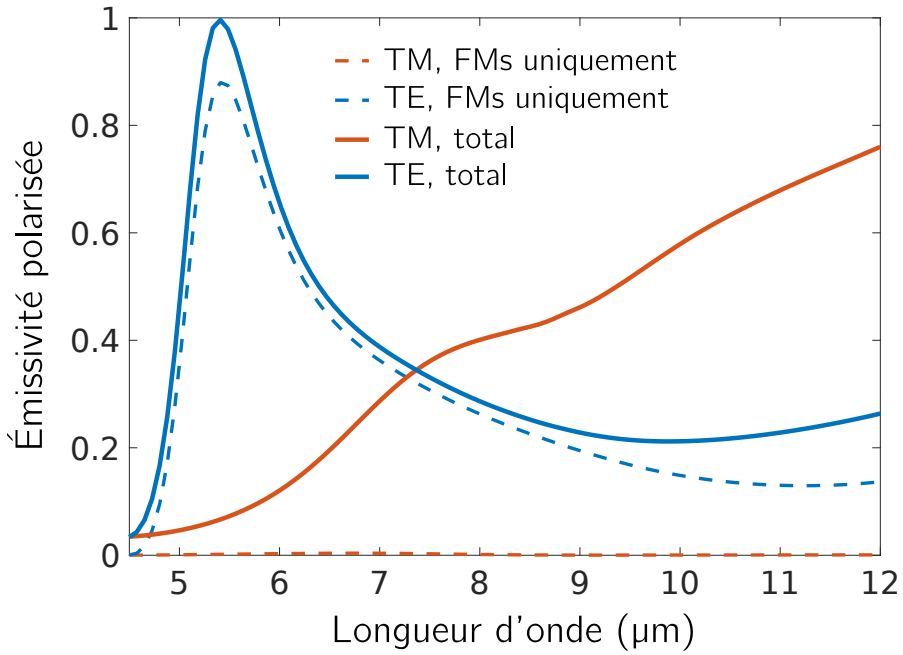


Figure 2.4 – Simulations de l'émissivité spectrale. En traits pleins l'absorption totale de la structure (FMs + substrat). En traits pointillés l'absorption due uniquement aux FMs. De cette simulation, on peut légitimement considérer que $\eta^{(TM)}(\lambda) = 0$ dans la zone spectrale d'intérêt.

L'absorption totale est calculée en calculant $1 - R(\lambda)$, où $R(\lambda)$ est la réflectivité de l'ensemble soumis à une onde plane normalement incidente. Comme nous avons un miroir semi-infini, la transmission sera nulle.

Les résultats de l'optimisation sur les degrés de liberté géométriques paramétrant notre métasurface sont présentées en Tab.2.1. Pour les paramètres issus de l'optimisation, il paraît intéressant de calculer une estimation de la résistance électrique de la source. Celle-ci vaut $R = \rho\Lambda/(h_{Pt}w)$ [3] ce qui donne $R = 14\,\Omega$ pour $\rho = 1.11\,10^{-7}\,\Omega\,m$. L'ordre de grandeur est donc acceptable pour garantir une transmission de puissance correcte du générateur à la source.

3. Il s'agit de L_s/Λ résistances en parallèle, chacune ayant une résistance de $\rho L_s/(h_{Pt}w)$.

Notation (voir Fig.2.3)	Valeur optimale	Paramètre géométrique
L_s	100 µm	Taille de la zone d'émission
Λ	595 nm	Pas du réseau 1D
w	190 nm	Largeur d'un FM
h_{Pt}	25 nm	Épaisseur d'un FM

Table 2.1 – Paramètres géométriques optimaux issus des simulations numériques visant à maximiser l'absorption totale par la structure à $\lambda_0 = 5.1$ µm.

L'absorption dans les FMs est calculée par

$$P_{\mathrm{abs}}^{(\ell)}(\lambda) = \int_{V_{\mathrm{FMs}}} \frac{1}{2}\epsilon_0 c \frac{2\pi}{\lambda} \mathrm{Im}\left(\epsilon(\lambda, \mathbf{r})\right) \left|\mathbf{E}^{(\ell)}(\mathbf{r}, \lambda)\right|^2 \mathrm{d}^3\mathbf{r}. \tag{2.4}$$

À partir des résultats présentés en Fig.2.4, on peut écrire que la puissance émise dans la direction normale au plan de la source en polarisation TE et dans un angle solide $\mathrm{d}\Omega$ se résume à

$$P_{\mathrm{rad}}^{(\mathrm{TE})}(\lambda, t) \simeq \left(\int_{V_{\mathrm{FM}}} \eta_{\mathrm{FM}}^{(\mathrm{TE})}(\mathbf{r}, \lambda)\, \mathrm{d}^3\mathbf{r}\right) \frac{I_{\mathrm{BB}}\left[\lambda, T(z=0, t)\right]}{2}\, \mathrm{d}\Omega \tag{2.5}$$

et en polarisation TM

$$P_{\mathrm{rad}}^{(\mathrm{TM})}(\lambda, t) = \int_{V_{\mathrm{FM}}} \eta_{\mathrm{sub}}^{(\mathrm{TM})}(\mathbf{r}, \lambda)\, \frac{I_{\mathrm{BB}}\left[\lambda, T(\mathbf{r}, t)\right]}{2}\, \mathrm{d}^3\mathbf{r}\, \mathrm{d}\Omega \tag{2.6}$$

sur la gamme [5-12] µm au moins. Ainsi, une propriété intéressante de notre source est le découplage des contributions des FMs et du substrat dans l'émission de rayonnement polarisé linéairement. Dans notre cas, ce sont les FMs qui sont chauffés et on s'attend à trouver la physique intéressante dans le rayonnement polarisé TE.

Pour comprendre les raisons de cette différence de comportement selon la polarisation, nous utilisons le fait que la période Λ de notre réseau 1D de fils métalliques est très petite devant les longueurs d'onde du MIR. Le réseau étant 1D selon x, pour un réseau d'extension infinie en x et y, le développement en série de la permittivité diélectrique décrivant le milieu 1D sera de la forme $\epsilon(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \epsilon_m e^{im2\pi/\Lambda x}$. Dans la limite $\Lambda/\lambda \to 0$, pour un champ électrique incident orienté selon y (appelé TE), on montre qu'à l'ordre 0 en Λ/λ,

$$\epsilon_{\mathrm{homog}}^{(\mathrm{TE})}(\lambda) = \langle\epsilon\rangle_x(\lambda) = f\epsilon_{\mathrm{Pt}}(\lambda) + (1-f) \tag{2.7}$$

où $\langle\cdot\rangle_x$ désigne la moyenne spatiale selon x, ϵ_{Pt} la permittivité du platine et $f = w/\Lambda$ le facteur de remplissage occupé par le métal sur le réseau 1D. Dans le MIR, on a [Palik, 1998] $\epsilon_{\mathrm{Pt}}(\lambda = 5\mu\mathrm{m}) \simeq -358 + 185i$ pour $f \simeq 0.3$ ce qui implique $\epsilon_{\mathrm{homog}}^{(\mathrm{TE})}(\lambda) \simeq f\epsilon_m(\lambda)$. Ainsi, dans une polarisation où le champ électrique est le long des FMs, le milieu homogène équivalent au réseau de fils métalliques a une permittivité équivalente à celle d'un métal (milieu à pertes).

En polarisation TM en revanche, le même type de raisonnement montre que

$$\epsilon_{\mathrm{homog}}^{(\mathrm{TM})}(\lambda) = \frac{1}{\left\langle \frac{1}{\epsilon(\lambda)} \right\rangle_x} = \frac{1}{f/\epsilon_{\mathrm{Pt}} + (1-f)}. \tag{2.8}$$

Les valeurs numériques précédemment obtenues entraînent $\epsilon_{\mathrm{homog}}^{(\mathrm{TM})}(\lambda) \simeq 1/(1-f)$. ce qui signifie que le réseau se comporte pour cette polarisation comme un milieu homogène dont la permittivité se rapproche plus d'un diélectrique (très peu de pertes).

En conséquence, l'absorption dans les FMs aura lieu bien plus efficacement en polarisation TE qu'en polarisation TM, en particulier dans une configuration en écran de Salisbury, ce qui explique dans les grandes lignes le comportement visible en Fig.2.4 en traits pointillés.

La source que nous proposons repose sur le principe d'un écran de Salisbury. En texturant cet écran sous forme de réseau unidimensionnel sub-longueur d'onde, nous faisons apparaître des comportements différents de notre métasurface selon la polarisation linéaire considérée dans la direction normale à la source. Une polarisation orientée le long des fils métalliques (notée TE) sera essentiellement absorbée/émise par les fils métalliques alors qu'une polarisation croisée sera entièrement absorbée/émise par le substrat. On obtient alors un découplage des émissions de chaque "composant" de notre échantillon selon la polarisation linéaire choisie. Il est alors possible que les dynamiques temporelles soient différentes selon la polarisation considérée.

2.2 Fabrication des échantillons

Nous procédons à la fabrication de l'échantillon en salle blanche. Cet échantillon a été réalisé par Léo WOJSZVZYK d'après la procédure suivante :

1. Dessiccation et nettoyage à l'IPA d'un wafer de 2 pouces
2. Dépôt par évaporation canon de 3 nm de titane comme couche d'adhésion
3. Dépôt par évaporation canon de 200 nm d'or (miroir semi-infini)
4. Dépôt par PECVD de 1.15 µm de SiN_x à 170°C (espaceur)
5. Préparation de la surface pour l'étape de lithographie électronique :
   (a) Dépôt du promoteur d'adhésion AP3000
   (b) Dépôt de la résine électrosensible PMMA A4
   (c) Recuit à 180°C pendant 5 minutes
   (d) Dépôt d'un disperseur de charges 300 Z
   (e) Recuit à 110°C pendant 1 minute
6. Écriture des motifs par lithographie électronique (Nanobeam Ltd nB3 lithography system, électrons accélérés à 80 keV, courant de 1.6 nA, dose de 6.8 $\mu C/cm^2$)
7. Développement de la résine insolée dans une solution de MIBK : IPA = 1 : 3 (40 s) puis rinçage à l'IPA
8. Dépôt de 25 nm de platine par évaporation canon
9. Lift-off dans un bain d'acétone
10. Écriture des connecteurs de taille $500 \times 500\ \mu m^2$ par écriture laser directe (système KLOE) puis dépôt de 20 nm de platine puis de 200 nm d'or par évaporation canon
11. Lift-off dans un bain d'acétone
12. Connexion par micro-soudure d'or entre les pads et les connecteurs externes sur piste qui seront directement reliés à un GBF.

On donne le schéma d'une source en Fig.2.5. À la fin de la fabrication, nous contrôlons la taille des motifs réellement fabriqués au MEB (Microscope Électronique à Balayage) en Fig.2.6. Nous constatons une très bonne régularité des motifs en platine dont la largeur fluctue à $\pm$ 5 % autour de la valeur utilisée pour les simulations numériques.

Lorsque l'échantillon est chauffé à quelques centaines de degrés (en appliquant une tension de façon prolongée à ses bornes), on observe au MEB l'apparition de bulles telles que représentées en Fig.2.7. Nous soupçonnons ces bulles de provenir du dégazage du SiN_x amorphe et poreux déposé par PECVD sous atmosphère de N_2.

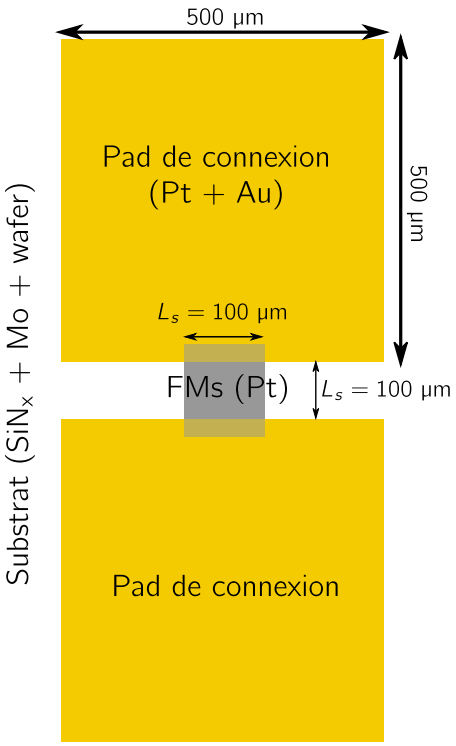


Figure 2.5 – Schéma d'une source avec ses pads de connexion. Les fils métalliques (FMs) sont verticaux dans cette orientation.

2.3 Caractérisation des propriétés dynamiques

La modulation de l'émission de la source est contrôlée par sa température. Pour chauffer la source, nous utilisons l'effet Joule en alimentant électriquement les fils métalliques. Grâce à des connecteurs aux bornes des FMs, nous appliquons une tension variable à leurs bornes. Nous commençons par nous intéresser à la rapidité à laquelle la source peut être modulée (en d'autres termes, la vitesse à laquelle elle peut être allumée/éteinte).

2.3.1 Mesure de la réponse temporelle

Nous commençons par sonder la réponse temporelle de la source en appliquant à ses bornes un pulse de tension gaussien d'amplitude 5 V et de 10 µs de largeur à mi-hauteur. Le rayonnement émis est collecté par un détecteur MCT rapide sur toute sa bande passante ([2-14] µm). Les résultats présentés ne subissent aucun filtrage spectral et aucun polariseur n'est intercalé entre la source et le détecteur, il n'y a donc pas de séparation des émissions tel que présenté en Eqs.(2.5) et (2.6). Par ailleurs, le détecteur peut suivre des cadences au-delà de 10^7 Hz, ce qui veut dire qu'à ces durées de pulse, nous ne serons pas limités par la dynamique intrinsèque du détecteur. On répète la mesure plusieurs millions de fois pour moyenner le bruit dû au rayonnement ambiant vu par le détecteur. Les résultats expérimentaux sont présentés en Fig.2.8b, la courbe bleue représentant le pulse de tension appliqué et la courbe orange le signal collecté par le MCT. Notons que les signaux sont normalisés à leur maximum respectif pour plus de lisibilité.

On constate que la réponse de l'échantillon suit une allure similaire au pulse de tension avec un décalage sur le front montant. Ce dernier s'explique par l'inertie thermique de la couche supérieure émettrice, essentiellement la couche de SiN_x. En effet, le temps caractéristique de conduction à travers cette épaisseur est de l'ordre de $h^2_{SiN_x}/D_{SiN_x} \sim 10^{-6}$ s pour un processus de diffusion 1D.

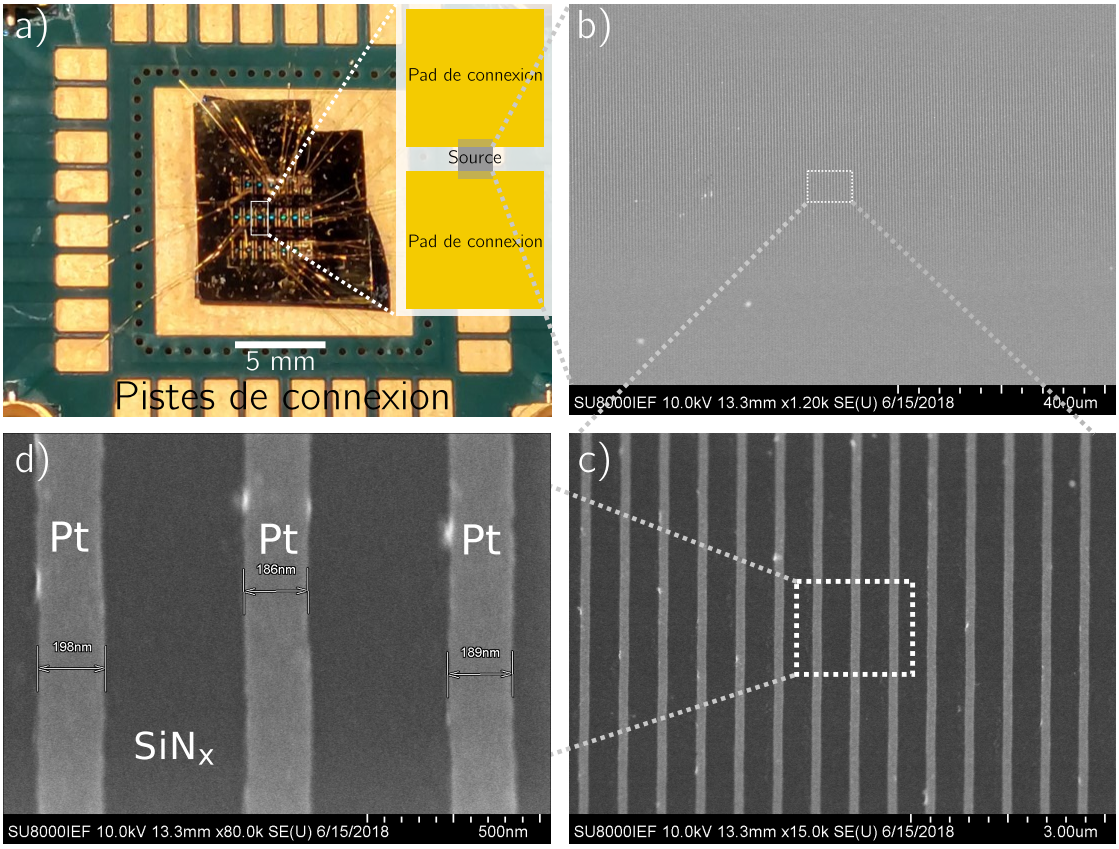


Figure 2.6 – **a)** Photographie du wafer contenant une dizaine de sources. Les fils métalliques qu'on aperçoit, connectant l'échantillon aux pistes de connexion, sont en or et ont été posés par wire bonding. **b,c,d)** Images MEB des fils métalliques à différents grossissements.

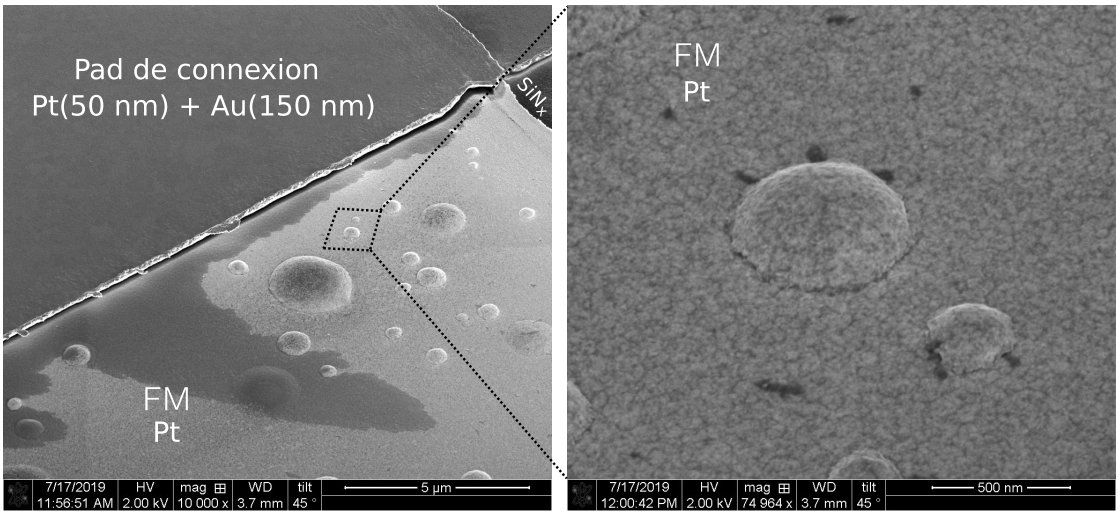


Figure 2.7 – Image MEB à fort grossissement d'un fil métallique après l'avoir mis sous tension pendant plusieurs heures. On peut voir le développement de bulles sous le platine, dues au dégazage du SiN_x lorsque ce dernier est chauffé.

L'absence apparente de décalage sur le front descendant a cependant été moins évidente à expliquer. On s'attendrait à un décalage similaire au front montant dû au temps caractéristique de refroidissement par conduction du SiN_x vers le reste du substrat. Pour chercher à comprendre l'allure de la réponse de la source, nous cherchons à avoir accès

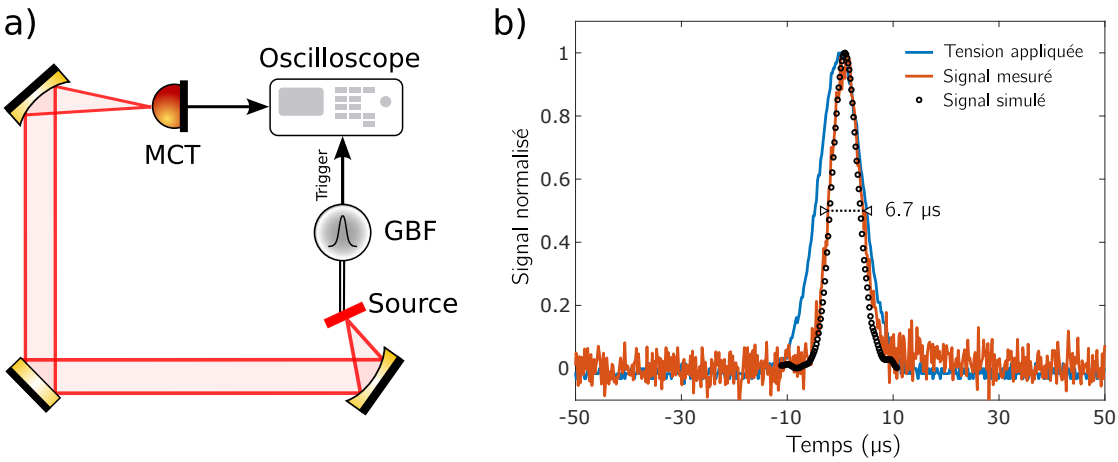


Figure 2.8 – **a)** Dispositif expérimental pour la mesure de la réponse de la source à un pulse de tension. **b)** Montage et caractérisation expérimentale de la réponse de la source présentée en Fig.2.3 à un pulse de tension gaussien. Le pulse de tension a une amplitude maximale de 5 V et une cadence de répétition de 10 kHz. Les données expérimentales ont été moyennés sur plusieurs millions de périodes.

expérimentalement à sa température. Ceci est possible en exploitant la dépendance de la résistance électrique des FMs à la température, caractérisée par le coefficient de température $\alpha_R = \partial(\ln R)/\partial T$. Pour une variation suffisamment faible de la température $\alpha_R \Delta T \ll 1$, on aura

$$R(T_0 + \Delta T) = R(T_0)(1 + \alpha_R \Delta T). \tag{2.9}$$

Pour le platine, $\alpha_R \sim 4\,10^{-3}\,\mathrm{K}^{-1}$ ce qui rend l'Eq.(2.9) raisonnable en première approximation pour les niveaux d'échauffement atteints expérimentalement. En mesurant l'évolution temporelle de la résistance électrique des FMs, il sera possible d'avoir directement accès à leur échauffement $\Delta T(t)$, ce qui nous permet de simuler la variation du signal émis, proportionnel à $I_{\mathrm{BB}}[\lambda, T_0 + \Delta T(t)] - I_{\mathrm{BB}}[\lambda, T_0]$. On calcule cette grandeur intégrée sur la bande passante du détecteur et on la normalise à son maximum. La variation de puissance émise est représentée en points noirs à la Fig.2.8b). On constate que la réponse mesurée par le MCT suit parfaitement la courbe de signal simulé à partir de la variation de température déduite de la variation de résistance électrique des FMs.

Cette mesure montre que la source que nous avons conçue a un temps de réponse inférieur à 7 µs, ce qui signifie que son émission peut être modulée à des fréquences supérieures ou égales à 10^5 Hz.

2.3.2 Mesure de la réponse fréquentielle

Nous venons de voir, à travers sa réponse temporelle, que la source peut être modulée au-delà de 10^5 Hz. Étudions maintenant sa réponse fréquentielle. Pour cela, nous appliquons une tension sinusoïdale $U(t) = U_0 \cos(\omega_{\mathrm{elec}} t)$ aux bornes de nos fils métalliques avec $U_0 = 10$ V, soit 20 V d'amplitude crête-à-crête (Vpp). La température au point $\mathbf{r}$ de l'échantillon est décrite par

$$T(\mathbf{r}, t) = T_0 + T_{\mathrm{DC}}(\mathbf{r}) + T_{\mathrm{AC}}(\mathbf{r}, \omega_{\mathrm{th}}) \cos(\omega_{\mathrm{th}} t), \tag{2.10}$$

où T_0 est la température de référence (hors chauffage), T_{DC} l'échauffement dû à la puissance moyenne délivrée, T_{AC} l'amplitude d'oscillation en température et $\omega_{\mathrm{th}} = 2\omega_{\mathrm{elec}}$ la

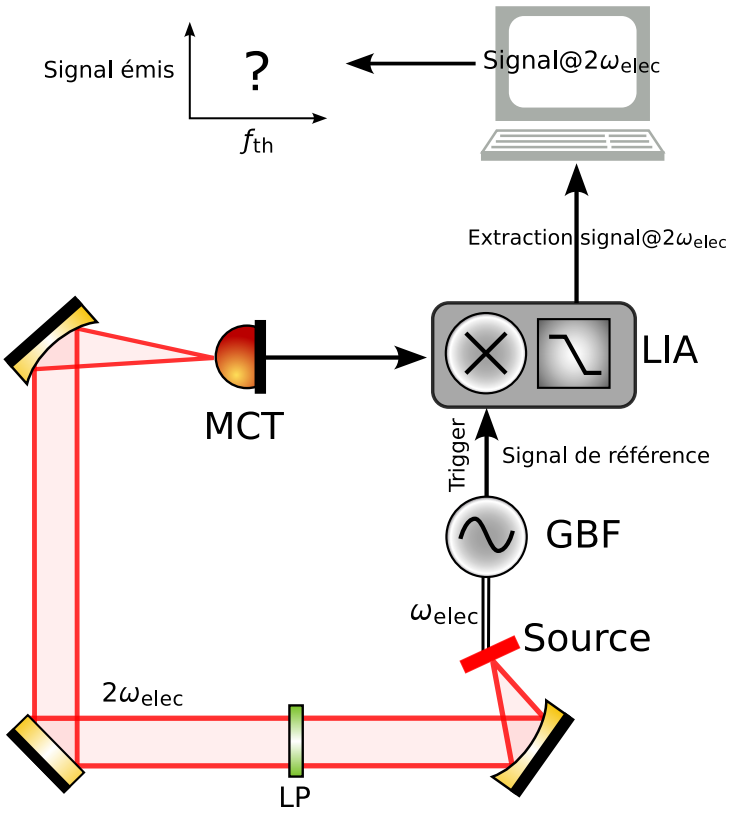


Figure 2.9 – Schéma du dispositif expérimental pour la caractérisation de la réponse en fréquence de la source. LP : polariseur linéaire dans le MIR.

pulsation thermique. Ce facteur 2 sur la pulsation est due à la non-linéarité de l'effet Joule en U^2/R. On s'attend à ce que T_{AC} varie avec ω_{th},ce qui sera la signature de la réponse en fréquence de la source.

On s'intéresse donc à la puissance émise à la fréquence ω_{th}. Au vu des surfaces et températures mises en jeu dans notre source, le signal émis sera faible (de l'ordre de la dizaine de µW dans le meilleur des cas, lorsque la source est chauffée à 300°C). Le rayonnement ambiant à 300 K provenant de l'ensemble de l'environnement, est beaucoup plus intense que le signal émis par la source. Une mesure du signal dans le domaine temporel peut alors se révéler compliquée ou demander de moyenner sur plusieurs milliers de périodes pour améliorer le rapport signal sur bruit. Une solution pour contourner ce problème est d'extraire le signal d'intérêt qui oscille à une certaine fréquence, d'un bruit de fond qui a une signature spectrale uniforme (bruit blanc). Nous passons dans le domaine fréquentiel pour cela en utilisant une détection synchrone (*Lock-In Amplifier*), qu'on notera LIA par la suite.

Le signal à démoduler est le signal de sortie du MCT, le signal de référence est le signal de trigger du GBF et la démodulation s'effectue à $\omega_s = 2\omega_{elec}$. La constante de temps du LIA est choisie à $\tau_{LIA} = 100$ ms. La réponse en fréquence de notre source est présentée en Fig.2.10. Nous pouvons constater des comportements différents selon la polarisation linéaire choisie (courbe bleue pour une polarisation linéaire TE, courbe orange pour la polarisation croisée), mais également des régimes différents en fréquence pour une même polarisation (domaines délimités par les teintes de fond).

À partir des mesures effectuées, il est également intéressant de tracer la réponse totale de la source (Fig.2.11a) qui est la somme des amplitudes de modulation des flux polarisés $\mathcal{I}_{TE}(\omega_{th})$ et $\mathcal{I}_{TM}(\omega_{th})$ à fréquence de modulation ω_{th}, ainsi que le degré de polarisation

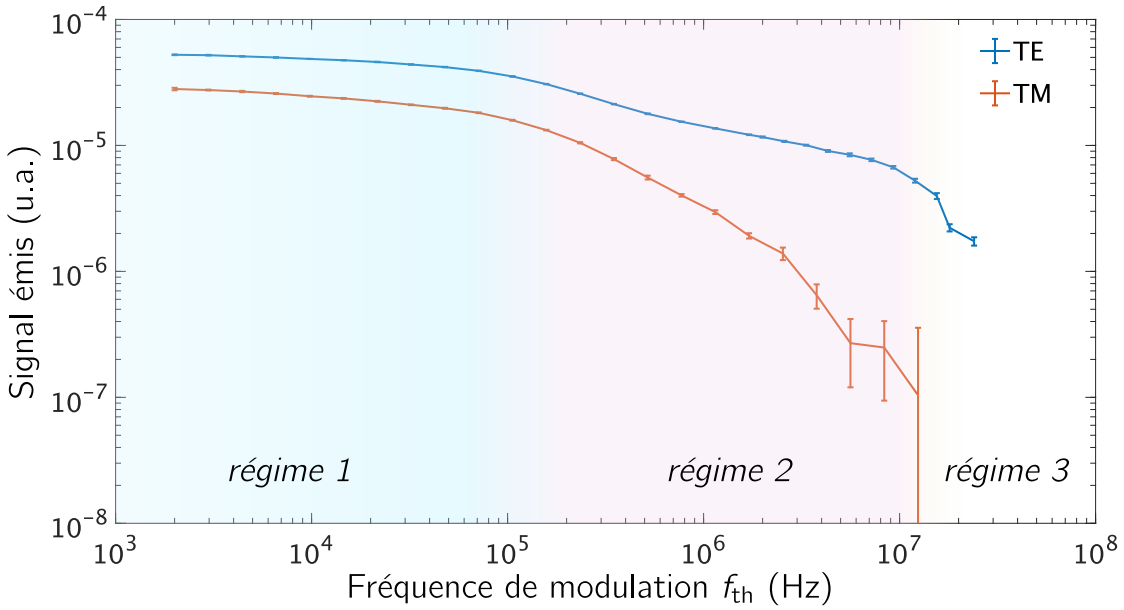


Figure 2.10 – Réponse en fréquence de la source en fonction de la fréquence de modulation thermique $f_{th} = \omega_{th}/(2\pi) = 2f_{elec}$. Bien que les valeurs en ordonnées soient représentées en unités arbitraires, les acquisitions représentant les puissances émises polarisées linéairement TE et TM à un même facteur de proportionalité près, sont faites dans les mêmes conditions expérimentales et les valeurs tracées peuvent donc être comparées relativement l'une à l'autre. Les barres d'erreur représentent l'écart type des valeurs expérimentales obtenues pour chaque fréquence de modulation.

linéaire (DPL) de la source définie comme :

$$\mathrm{DPL} = \frac{\mathcal{I}_{\mathrm{TE}}(\omega_{th}) - \mathcal{I}_{\mathrm{TM}}(\omega_{th})}{\mathcal{I}_{\mathrm{TE}}(\omega_{th}) + \mathcal{I}_{\mathrm{TM}}(\omega_{th})}. \tag{2.11}$$

L'évolution du DPL avec la fréquence de modulation est représentée en Fig.2.11b. Il est

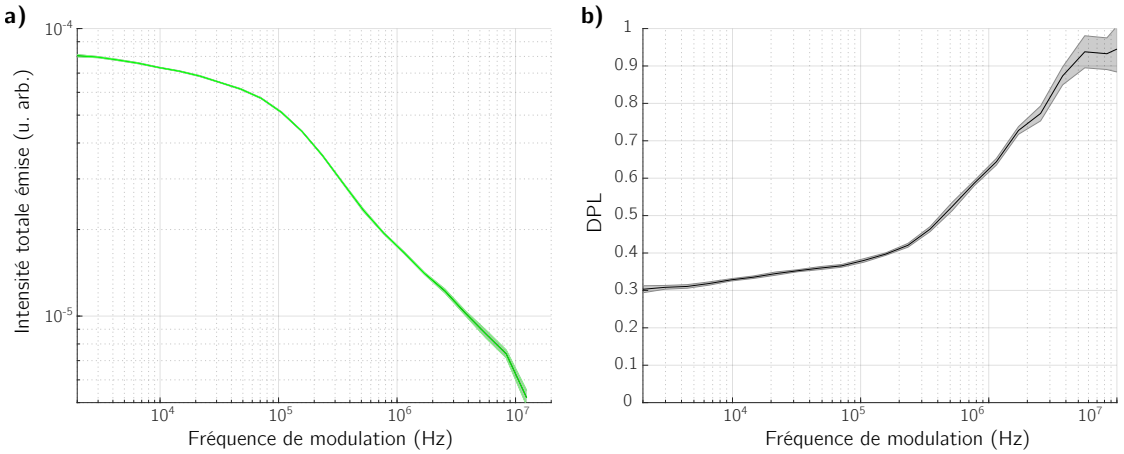


Figure 2.11 – **a)** Réponse de la source en fonction de la fréquence de modulation thermique $f_{th} = \omega_{th}/(2\pi) = 2f_{elec}$. Il s'agit de la somme des réponses de polarisations orthogonales présentées en Fig.2.10. **b)** Degré de polarisation linéaire (DPL) entre polarisations croisées verticale (TE) et horizontale (TM) normalisé par rapport à l'intensité totale.

intéressant de constater que le degré de polarisation linéaire de la source dépend de sa fréquence de modulation. Plus la source est modulée rapidement, plus le DPL est proche

de 1 ce qui signifie que l'émission devient quasiment totalement polarisée linéairement.

Réponse en fréquence, polarisation TE

Intéressons-nous tout d'abord à la courbe bleue de la Fig.2.10 qui est l'émission polarisée TE. D'après la discussion de l'Eq.(2.5), il s'agit essentiellement de la puissance émise par les FMs. En injectant l'expression de la température donnée par l'Eq.(2.10), nous obtenons

$$P_{\text{rad}}^{(\text{TE})}(\lambda, t) = \int_{V_{\text{FM}}} \eta_{\text{FM}}^{(\text{TE})}(\mathbf{r}, \lambda)\, \frac{I_{\text{BB}}\left[\lambda, T_0 + T_{\text{DC}}(\mathbf{r}) + T_{\text{AC}}(\mathbf{r}, \omega_{\text{th}})\cos(\omega_{\text{th}} t)\right]}{2} \mathrm{d}^3\mathbf{r}\, \mathrm{d}\Omega. \tag{2.12}$$

Puisque nous nous intéressons à des fréquences de modulation $\ll 10^{10}$ Hz (qui correspond à l'inverse du temps caractéristique de diffusion à travers l'épaisseur de platine), nous pouvons considérer que la température y sera homogène et égale à la température du SiN_x en $z = 0$ ce qui permet de simplifier l'expression en

$$P_{\text{rad}}^{(\text{TE})}(\lambda, t) = L_s^2\, A_{\text{FM}}^{(\text{TE})}(\lambda)\, \frac{I_{\text{BB}}\left[\lambda, T_0 + T_{\text{DC}}(z=0) + T_{\text{AC}}(z=0, \omega_{\text{th}})\cos(\omega_{\text{th}} t)\right]}{2}\, \mathrm{d}\Omega \tag{2.13}$$

où $L_s^2\, A_{\text{FM}}^{(\text{TE})}(\lambda) = \int_{V_{\text{FM}}} \eta_{\text{FM}}^{(\text{TE})}(\mathbf{r}, \lambda)\, \mathrm{d}^3\mathbf{r}$, L_s^2 étant la surface de l'émetteur. Notons qu'on s'intéresse uniquement à ce qu'il se passe en incidence normale ici, autrement, nous aurions aussi un facteur de projection de la surface en $\cos\theta$, θ étant l'angle d'incidence par rapport à la normale à la surface. $A_{\text{FM}}^{(\text{TE})}(\lambda)$ est l'absorption par la métasurface en platine d'une onde plane de polarisation TE sous incidence θ. Par la suite, pour simplifier les notations, nous omettrons l'angle solide $\mathrm{d}\Omega$ et nous souviendrons qu'on parle de puissance émise en direction normale par unité d'angle solide. Nous nous intéressons à ce qu'il se passe dans la direction normale à l'échantillon.

Pour comprendre ce qui est extrait par le LIA à fréquence ω_{th}, écrivons

$$P_{\text{rad}}^{(\text{TE})}(\lambda, t) = L_s^2 A_{\text{FM}}^{(\text{TE})}(\lambda)\frac{1}{2}\left\{ I_{\text{BB}}\left[\lambda, T_0 + T_{\text{DC}}(z=0)\right] + \frac{\partial I_{\text{BB}}}{\partial T} T_{\text{AC}}(z=0, \omega_{\text{th}})\cos(\omega_{\text{th}} t) \right.$$
$$\left. + \frac{1}{2!}\frac{\partial^2 I_{\text{BB}}}{\partial T^2} T_{\text{AC}}^2(z=0, \omega_{\text{th}})\cos^2(\omega_{\text{th}} t) + \frac{1}{3!}\frac{\partial^3 I_{\text{BB}}}{\partial T^3} T_{\text{AC}}^3(z=0, \omega_{\text{th}})\cos^3(\omega_{\text{th}} t) + \mathcal{O}\left(T_{\text{AC}}^4\right) \right\}. \tag{2.14}$$

Puisqu'on utilise toujours un LIA pour extraire les composantes modulées à ω_{th}, et que

$$\cos^n(\omega t) = \frac{1}{2^n}\left(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}\right)^n = \frac{1}{2^n}\sum_p \binom{n}{p} e^{i(n-p)\omega t} e^{-ip\omega t} = \frac{1}{2^n}\sum_p \binom{n}{p} e^{i(n-2p)\omega t}. \tag{2.15}$$

Les termes qui vont contribuer à l'harmonique 1 seront donc tels que $|n - 2p| = 1$, soit $p = \dfrac{n \pm 1}{2}$. Comme p doit être entier, ce n'est possible que si n est impair. Seuls les harmoniques impaires vont contribuer au signal émis à ω_{th}.

$$P_{\text{rad}}^{(\text{TE})}(\lambda, \omega_{\text{th}}) = L_s^2 A_{\text{FM}}^{(\text{TE})}(\lambda)\frac{1}{2}\left\{ \frac{\partial I_{\text{BB}}}{\partial T} T_{\text{AC}}(z=0, \omega_{\text{th}}) + \frac{1}{8}\frac{\partial^3 I_{\text{BB}}}{\partial T^3} T_{\text{AC}}^3(z=0, \omega_{\text{th}}) + \mathcal{O}\left(T_{\text{AC}}^5\right) \right\}, \tag{2.16}$$

Si la contribution des ordres $\geqslant 3$ est négligeable (ce qui dépend de la longueur d'onde et des températures atteintes dans notre source), on aura alors

$$P_{\text{rad}}^{(\text{TE})}(\lambda, \omega_{\text{th}}) = \left(\frac{1}{2} L_s^2 A_{\text{FM}}^{(\text{TE})}(\lambda)\frac{\partial I_{\text{BB}}}{\partial T}\left[\lambda, T_0 + T_{\text{DC}}(z=0)\right]\right) T_{\text{AC}}(z=0, \omega_{\text{th}}). \tag{2.17}$$

De l'Eq.(2.17), on déduit que la réponse en fréquence de notre source dépend directement de l'évolution de l'échauffement AC avec la fréquence de modulation. Or comme nous l'avons vu en Sec.2.1.1, cet échauffement est contrôlé par la diffusion de la chaleur dans le substrat. Pour comprendre les différents régimes distingués par des teintes pastel dans la Fig.2.10, il faut donc s'intéresser à l'évolution fréquentielle de $T_{AC}(z = 0, \omega_{th})$.

Il s'agit maintenant de modéliser T_{AC}, l'amplitude de modulation de la température des FMs. Par continuité de la température (nous négligeons toute résistance thermique de contact), T_{AC} est aussi l'amplitude de modulation de température du SiN_x en surface. Du point de vue de la couche de SiN_x, il y a un flux thermique harmonique en $z = 0$ suivant le motif des FMs et nul ailleurs. Ainsi, la température dans le SiN_x est décrite par une équation de diffusion thermique avec conditions aux bords : en $z = 0$, le flux est harmonique et périodique en x de période spatiale Λ et d'extension spatiale en x et y égale à L_s. Ce flux est égal à la puissance électrique dissipée divisée par la surface de contact entre les fils et l'échantillon car on néglige la puissance évacuée par convection et par rayonnement. En $z\infty$, l'élévation de température est nulle.

Pour comprendre les différents régimes fréquentiels observés, introduisons la longueur caractéristique de diffusion thermique $\lambda_D = \sqrt{D_{SiN_x}/f_{th}}$. Si deux points situés sur le plan du front d'onde de diffusion sont à une distance inférieure à λ_D, leurs températures seront identiques. Si la taille de l'échantillon $\lambda_D \gg L_s$, la source sera équivalente à un point source du point de vue thermique. Autrement dit, pour de telles fréquences, il n'est pas possible de "résoudre" les FMs. Lorsque $\Lambda \ll \lambda_D \ll L_s$, on se trouve dans un régime où il n'est toujours pas possible de résoudre les FMs individuellement. Cependant, on ne peut plus considérer que l'échantillon entier est un point source. Pour ces fréquences de modulation, il apparaît comme d'extension semi-infinie latéralement et on peut alors considérer que la diffusion se fait dans un régime 1D selon l'axe des z. Lorsque $\lambda_D \ll \Lambda$, le régime de diffusion 1D précédent n'est plus valable. La granularité du réseau devient alors importante et est résolue pour ces fréquences de modulation très rapides. On se retrouve alors dans un régime 3D avec des sources linéiques.

Ces régimes limites correspondent à des fréquences de modulation de l'ordre de 10^4 Hz et 10^7 Hz. Ainsi, pour des fréquences très inférieures à 10^4 Hz, on se trouve dans un régime point source. Pour des fréquences de l'ordre de $10^5 - 10^6$ Hz, on se trouve dans une régime de diffusion 1D. Bien au-delà de 10^7 Hz, le régime devient 3D avec des sources linéiques. Ce point sera détaillé au Chapitre 3, Sec.3.2.2. C'est justement à ces limites que l'on trouve des différences de comportement dans la réponse en fréquence et qui correspondent respectivement aux zones colorées en bleu pastel, rose pastel et blanc.

Régime 1 (bleu pastel) : on voit une très faible dépendance de la réponse à la fréquence de modulation, ce qui corrobore le régime point-source : $T_{AC}(\omega_{th}) = T_{AC}$.

Régime 2 (rose pastel) : on voit une dépendance en loi de puissance en $P_{rad}^{(TE)}(\omega_{th}) \propto T_{AC}(\omega_{th}) \sim \omega_{th}^{-1/2}$. D'après le développement fait ci-dessus, du point de vue thermique, la source est uniforme dans le plan (x, y) et le régime de diffusion est 1D selon z avec un flux harmonique en $z = 0$. Pour trouver $T_{AC}(z = 0)$, il s'agit de résoudre l'équation de diffusion 1D dans un milieu semi-infini. On trouve que [Carslaw and Jaeger, 1965]

$$T_{AC}(z, \omega_{th}) = \frac{\phi_0}{\sqrt{2}K\, k_{th}} e^{-k_{th}z}, \quad z \geqslant 0 \tag{2.18}$$

où $k_{th} = \sqrt{\omega_{th}/(2D)}$ est la constante de propagation thermique dans le milieu. En évaluant l'Eq.2.18 en $z = 0$, on obtient l'amplitude d'oscillation de température dans les FMs. On voit alors que

$$P_{rad}^{(TE)}(\omega_{th}) \sim \omega_{th}^{-1/2}, \tag{2.19}$$

ce qui est conforme à l'observation expérimentale.

Régime 3 (blanc) : le manque de signal et la coupure de notre MCT en fréquence ne nous a pas permis d'explorer ce domaine plus en détail. À ces fréquences, le signal détecté par le LIA à ω_{th} est noyé dans le bruit. Ceci peut s'expliquer par le fait que des fréquences de l'ordre de 10^7-10^8 Hz correspondent à une longueur d'onde de plusieurs mètres, tout élément oscillant à ces fréquences et de taille plus petite que quelques dizaines de centimètres se comporte comme une source ponctuelle ou dipôle rayonnant. Si le détecteur MCT est sensible à ces longueurs d'onde, le bruit sera plus important à cette fréquence et il sera difficile de discriminer le rayonnement modulé de notre source.

Pour y remédier, une solution utilisée a été le blindage par cage de Faraday du détecteur : on pose un conducteur métallique relié à la terre autour du détecteur, suffisamment épais pour bloquer le rayonnement hors de la cage. Pour l'aluminium dans ces hautes fréquences, l'épaisseur de peau est inférieure au micron. Ainsi, il suffit de mettre des feuilles d'aluminium du commerce autour de notre MCT. Cette solution permet d'améliorer les mesures mais n'a pas permis d'aller au-delà de 20 MHz de modulation, la réponse de notre MCT ayant été limitante.

Réponse en fréquence, polarisation TM

Intéressons-nous maintenant à l'émission polarisée TM, tracée en orange à la Fig.2.10. D'après notre discussion à l'Eq.(2.6), il s'agit de la puissance émise par le substrat uniquement.

Régime 1 (bleu pastel) : De la même façon que pour l'émission polarisée TE, on s'attend à un régime point source (le point source étant l'ensemble des FMs répartis sur une surface L_s^2), où la réponse est indépendante de la fréquence de modulation de la source. La réponse TM suit la même allure que la réponse TE. Le fait que l'émission TE soit plus importante que l'émission TM traduit ce qu'on voit dans les simulations Fig.2.4 en traits pleins. La température des premiers 100 µm est uniforme. Le ratio TE/TM visible dans ce régime résulte de l'intégration des absorptions respectives multipliées par la réponse du détecteur sur la bande passante du détecteur.

Régime 2 (rose pastel) : À la lumière de la discussion précédente en Sec.2.3.2, on s'attend donc à un régime 1D. On constate également un comportement en loi de puissance de la réponse en fonction de la fréquence de modulation, cependant il ne s'agit plus d'un décroissance en $\omega_{\text{th}}^{-1/2}$ mais plus proche d'un comportement en ω_{th}^{-1}. Contrairement au rayonnement polarisé TE qui provenait essentiellement de l'émission thermique des FMs, il s'agit ici de l'émission thermique provenant du substrat échauffé :

$$P_{\text{rad}}^{(\text{TM})}(\lambda, t) = \int_{V_{\text{sub}}} \mathrm{d}^3\mathbf{r}\, \eta_{\text{FM}}^{(\text{TM})}(\mathbf{r}, \lambda)\, \frac{I_{\text{BB}}\left[\lambda, T_0 + T_{\text{DC}}(\mathbf{r}) + T_{\text{AC}}(\mathbf{r}, \omega_{\text{th}})\cos(\omega_{\text{th}} t)\right]}{2}\, \mathrm{d}\Omega. \tag{2.20}$$

Étant donné que nous sommes dans le régime 1D, nous avons

$$P_{\text{rad}}^{(\text{TM})}(\lambda, t) \propto \int_0^{h_{\text{spacer}}} \eta_{\text{FM}}^{(\text{TM})}(z, \lambda)\, \frac{I_{\text{BB}}\left[\lambda, T_0 + T_{\text{DC}}(z) + T_{\text{AC}}(z, \omega_{\text{th}})\cos(\omega_{\text{th}} t)\right]}{2}\, \mathrm{d}z\, \mathrm{d}\Omega \tag{2.21}$$

et de la même façon, sous l'hypothèse que les dérivées par rapport à la température d'ordre impair $\geqslant 3$ dans la loi de Planck évaluée en $(\lambda, T_0 + T_{\text{DC}})$ aient une contribution négligeable

par rapport à l'ordre 1, on peut écrire la puissance TM rayonnée à la fréquence ω_{th} :

$$P_{rad}^{(TM)}(\lambda, \omega_{th}) \propto \int_0^{h_{spacer}} \eta_{FM}^{(TM)}(z, \lambda) \, \frac{\partial I_{BB}}{\partial T} \left[\lambda, T_0 + T_{DC}(z)\right] T_{AC}(z, \omega_{th}) \, dz. \tag{2.22}$$

L'Eq.(2.18) étant toujours valable, en supposant que $\eta_{FM}^{(TM)}(z, \lambda)$ et $T_{DC}(z)$ varient très peu en z entre $z = 0$ et $z = h_{spacer}$, on a

$$P_{rad}^{(TM)}(\omega_{th}) \sim \frac{1}{k_{th}^2} \left(1 - e^{-k_{th} h_{spacer}}\right) \sim \omega_{th}^{-1}. \tag{2.23}$$

Notons également au vu de la Fig.2.11b que le degré de polarisation linéaire de la source dépend de sa fréquence de modulation. Suivant la discussion précédente, ceci est dû au découplage des émissions provenant des FMs ou du substrat par le choix de la polarisation. En augmentant la fréquence de modulation de notre source, la longueur d'onde thermique diminue et pénètre moins profondément dans le substrat. Un volume plus faible du substrat est donc chauffé ce qui résulte en un signal modulé plus faible en polarisation TM. Le signal provient alors essentiellement du métal, le poids relatif de l'émission polarisée TE augmente d'après l'Eq.(2.11) ce qui se traduit par un degré de polarisation linéaire proche de 1.

Nous avons caractérisé expérimentalement la réponse fréquentielle de la source incandescente à modulation de température fabriquée. Nous avons démontré une modulation à plus de 10 MHz de la puissance émise.
On observe 2 régimes entre 10^3 Hz et 10^7 Hz dont l'origine est liée à la longueur caractéristique de diffusion à travers le substrats en SiN_x comparée aux dimensions caractéristiques de l'échantillon. À basses fréquences de modulation, on voit une dépendance très faible de l'émission à la fréquence qui s'explique par un régime point source. À hautes fréquences, on voit une décroissance en loi de puissance par rapport à la fréquence de modulation s'expliquant par un régime de diffusion 1D.
La fréquence de modulation de la source permet de "zoomer" sur les détails de l'échantillon. A basses fréquences, l'échantillon peut être considéré comme un point source. A plus hautes fréquences, la longueur caractéristique de diffusion est plus petite que l'extension de la source qui paraît alors d'extension semi-infinie dans le plan : on se retrouve dans un régime de diffusion 1D.
L'émission est polarisée linéairement et la réponse en fréquence dépend de la polarisation. Cette différence est due au régime d'homogénéisation dans lequel on se trouve. En polarisation TE (champ électrique orienté le long de la direction des fils métalliques), on a une décroissance du signal émis en $\omega_{th}^{-1/2}$ directement liée à l'amplitude d'oscillation de température à la surface du substrat, identique à celle des fils métalliques. En polarisation TM, on a une décroissance plus rapide en ω_{th}^{-1} liée à l'émission d'une couche de substrat dans laquelle la température est inhomogène.

2.3.3 Caractérisation spectrale

Attardons-nous maintenant sur le spectre d'émissivité. Tout d'abord, il est intéressant de noter que la source que nous proposons a la particularité de ne pas avoir de spectre d'émission stationnaire puisque sa température oscille dans le temps. Par conséquent, la puissance instantanée émise oscille entre deux valeurs extrêmes fixées par les températures minimale $T_0 + T_{DC} - T_{AC}$ et maximale $T_0 + T_{DC} + T_{AC}$. Pour parler de spectre, il faudrait fixer un temps dans l'Eq.(2.14) et regarder la puissance émise par longueur d'onde à cet instant. Nous pouvons cependant parler de spectre émis *à une certaine fréquence de modulation* ω_{th}, décrit par l'Eq(2.16). Dans un régime d'échauffement où le développement à l'ordre

1 de l'Eq(2.16) est valable, le spectre émis par la source à sa fréquence de modulation (thermique) dépend, non pas de la loi de Planck $I_{BB}(\lambda, T)$ comme on pourrait intuitivement s'y attendre, mais de la dérivée de la loi de Planck par rapport à la température $\partial I_{BB}/\partial T(\lambda, T_0 + T_{DC})$.

Nous nous plaçons dans la suite à $f_{th} = 20$ kHz. À défaut de calibrer correctement le MCT de façon à convertir la tension en sortie en puissance incidente sur le détecteur, nous aurons accès au spectre d'émissivité et non à l'émissivité spectrale, i.e. nous n'aurons pas accès à la valeur absolue de l'émissivité mais simplement à sa valeur à une constante près commune à toutes les longueurs d'onde.

Spectromètre à transformée de Fourier (FTIR)

Nous utilisons un spectromètre à transformée de Fourier (FTIR) particulièrement adapté pour de faibles signaux, ce qui est notre cas. Il se différencie d'un spectromètre dispersif, utilisant typiquement un réseau qui va diffracter la lumière incidente dans différentes directions selon leur longueur d'onde. Une fente est alors déplacée pour sélectionner une longueur d'onde et la diriger sur le détecteur. Ainsi, chaque mesure faite avec cette technique n'utilise qu'une petite partie du faisceau à analyser. La source ayant une faible surface, la puissance totale émise sera limitée. Par conséquent, un spectromètre dispersif n'est pas une solution adaptée pour nos besoins.

Le FTIR au contraire fait usage de l'ensemble de la puissance incidente. Cette technique repose sur le théorème de Wiener-Khinchine qui établit l'égalité entre la transformée de Fourier de la densité spectrale de puissance du champ électrique $I_E(\omega)$ et sa fonction d'autocorrélation

$$\langle \mathbf{E}(t)\mathbf{E}^*(t+\tau)\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} I_E(\omega) e^{-i\omega\tau} \frac{d\omega}{2\pi}, \tag{2.24}$$

$\langle\cdot\rangle$ symbolisant une moyenne statistique. De cette relation, on déduit qu'en faisant une mesure de l'autocorrélation du champ émis par notre source puis en faisant sa transformée de Fourier inverse, nous aurons accès au spectre émis. Nous pouvons avoir accès à l'autocorrélation du champ par interférométrie. Grâce à un interféromètre de Michelson, nous faisons interférer le champ avec lui-même, avec un décalage paramétré par le déplacement δ du bras mobile $\tau = 2\delta/c$.

La résolution du spectre mesuré dépend alors directement de la distance sur laquelle le miroir mobile est charioté. L'échantillonnage dans les mouvements discrets du miroir définissent la plage de longueur d'onde sur laquelle on mesure le spectre. Les mesures de spectre sont effectuées avec un FTIR Vertex 70 (Bruker).

Dispositif de spectrométrie

On ne peut parler de spectre émis qu'à une certaine fréquence de modulation. Ainsi, nous utilisons également une détection synchrone pour extraire le signal d'intérêt détecté par le MCT couplé au FTIR. Pour cela, il est nécessaire d'utiliser le FTIR dans un mode appelé *step-scan* où le miroir mobile est maintenu à une position fixe pendant une durée déterminée, ce qui permet de suivre l'évolution temporelle du signal pour une différence de marche donnée. Pour chaque position du miroir - donc chaque point de l'interférogramme - nous extrayons la composante du signal détecté oscillant à $2\omega_{elec}$ qui nous donne l'autocorrélation du signal émis par notre source pour la différence de marche donnée. Le dispositif expérimental est présenté en Fig.2.12.

Les puissances en sortie du MCT à la fréquence ω_{th} seront égales à $R_{MCT}(\lambda)P^{(\ell)}_{rad}(\lambda, \omega_{th})$ où $P^{(\ell)}_{rad}(\lambda, \omega_{th})$ et $P^{(\ell)}_{rad}(\lambda, \omega_{th})$ données respectivement par les

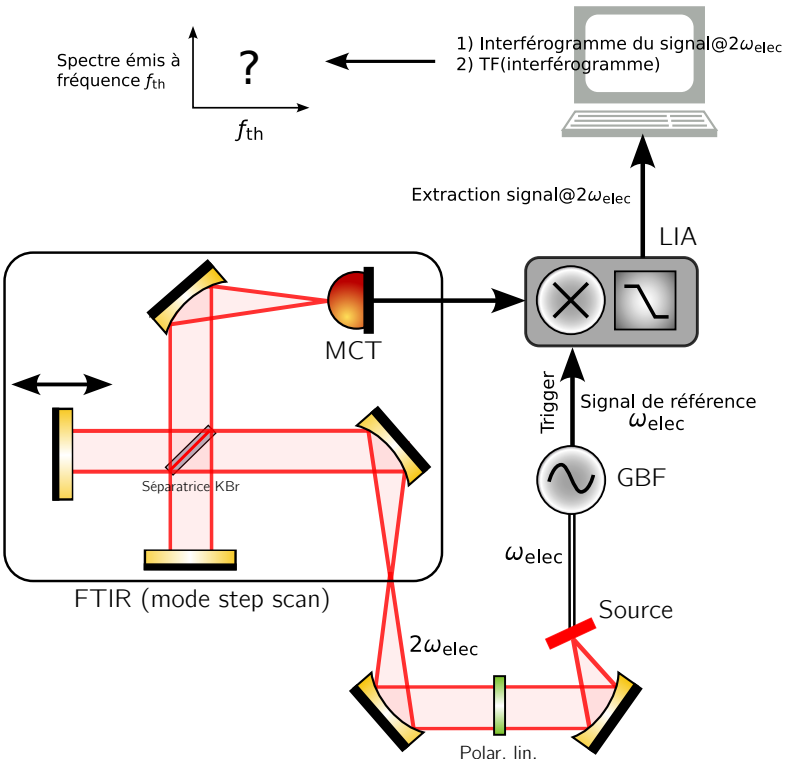


Figure 2.12 – Dispositif de mesure de la réponse en fréquence de la source.

Eq.(2.17) et (2.22), avec $\ell = \mathrm{TE}, \mathrm{TM}$ et $R_{\mathrm{MCT}}(\lambda)$ la réponse spectrale du détecteur utilisé qu'on suppose insensible à la polarisation incidente.

Nous alimentons notre source à $f_{\mathrm{elec}} = 10$ kHz ce qui nous permet d'avoir un signal émis suffisamment important (il faut éviter les fréquences trop élevées pour lesquelles le signal se dégrade rapidement, Fig.2.10) tout en ayant des temps de mesure raisonnables (la constante de temps du LIA doit valoir classiquement au moins 10 fois $1/f_{\mathrm{th}}$).

Nous avons donc pratiquement tous les ingrédients pour pouvoir accéder au spectre d'émissivité avec notre dispositif. D'après les Eqs.(2.17) et (2.22), il nous manque la connaissance de T_{DC} et de T_{AC}. Il n'est pas nécessaire de connaître T_{AC} pour avoir le spectre d'émissivité puisqu'il s'agira d'un facteur de proportionalité commun à toutes les mesures et indépendant de la longueur d'onde. Cependant, la connaissance de T_{DC} est nécessaire pour pouvoir corriger la puissance détectée par la dérivée de la loi de Planck par rapport à la température, qui a une dépendance spectrale d'importance pour nous.

Accéder à la température de notre source lors de son fonctionnement

Un autre avantage de la source est sa capacité à jouer le rôle de thermomètre intégré. Comme précisé en Sec.2.3.1, Eq.(2.9), nous pouvons déduire la température de nos FMs en faisant une mesure de leur résistance électrique.

On suppose dans un premier temps que la variation de résistance est suffisamment faible pour que l'Eq.(2.9) soit valable. Il suffit alors de mesurer la résistance de notre source à température ambiante, puis de mesurer sa résistance électrique lorsque la température change. Pour étalonner la résistance de la source, nous avons mis la source dans un cryostat dont la température est précisément contrôlée. Cela garantit un environnement isotherme de sorte que la température mesurée à l'intérieur du cryostat est égale à la température de nos FMs. Nous nous mettons dans la phase de réchauffement du cryostat, plus lente que la phase de refroidissement pour garantir que l'ensemble de la chambre du cryostat soit bien

à température uniforme. Les mesures de résistance sont représentées en Fig.2.13.

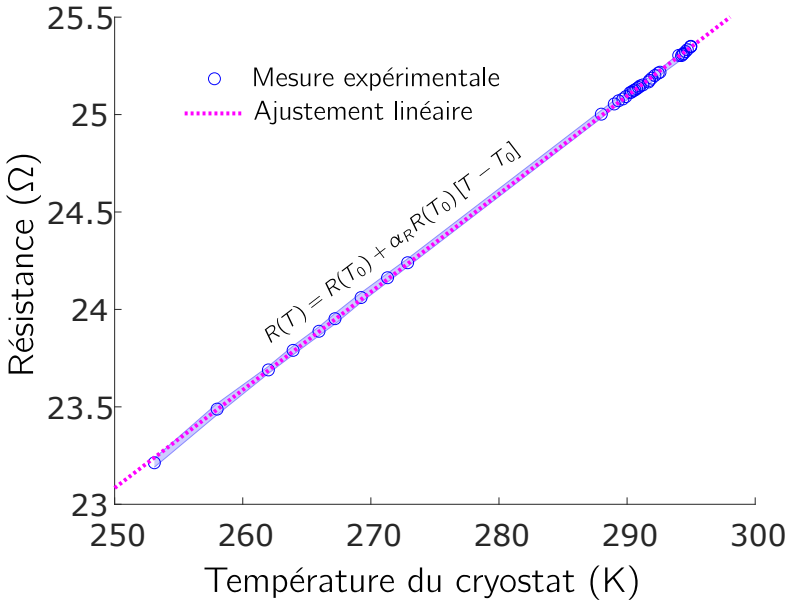


Figure 2.13 – Mesure du coefficient de température du platine α_R à partir de mesure de dépendance de la résistance de notre échantillon à la température.

En réalisant un ajustement linéaire sur la courbe mesurée Fig.2.13, nous pouvons en déduire le coefficient de température du platine

$$\alpha_R\big|_{T_0=295\mathrm{K}} = 1.984\,10^{-3}\,\mathrm{K}^{-1}. \tag{2.25}$$

Dans le régime modulé, nous contrôlons et connaissons la tension appliquée aux bornes de la source, U_s étant l'amplitude d'oscillation de la tension aux bornes de l'échantillon. Nous choisissons de calibrer la variation de résistance $R_s(U_s) = R_{\mathrm{DC}}(U_s) + R_{\mathrm{AC}}(U_s)$ de la source en fonction de la tension appliquée à ses bornes. La puissance délivrée à l'échantillon s'écrit

$$\frac{U_s^2\,[1+\cos(\omega_{\mathrm{th}}t)]}{2\,[R_{\mathrm{DC}} + R_{\mathrm{AC}}\cos(_{\mathrm{th}}t)]} = \frac{U_s^2\,[1+\cos(\omega_{\mathrm{th}}t)]}{2R_0\,[1+\alpha_R T_{\mathrm{DC}} + \alpha_R T_{\mathrm{AC}}\cos(_{\mathrm{th}}t)]}. \tag{2.26}$$

On peut donc identifier les termes constants dans le temps (puissance efficace délivrée)

$$\frac{U_s^2}{2R_0\,[1+\alpha_R T_{\mathrm{DC}}]} = \frac{U_s^2}{2R_{\mathrm{DC}}} \tag{2.27}$$

et oscillant à ω_{th} moyennant $|\alpha_R T_{\mathrm{AC}}/(1+\alpha_R T_{\mathrm{DC}})| \ll 1$

$$\frac{U_s^2}{2R_{\mathrm{DC}}}\left(1 - \frac{\alpha_R T_{\mathrm{AC}}}{1+\alpha_R T_{\mathrm{DC}}}\right). \tag{2.28}$$

Intéressons-nous d'abord à la partie indépendante du temps. Nous pouvons écrire que la puissance efficace fournie à l'échantillon sous forme électrique sur une période $\tau_{\mathrm{th}} = 1/f_{\mathrm{th}}$ est entièrement dissipée par effet Joule dans l'échauffement de l'échantillon :

$$\frac{U_s^2}{2R_{\mathrm{DC}}(U_s)}\tau_{\mathrm{th}} = \rho C_p V T_{\mathrm{DC}}, \tag{2.29}$$

où V est le volume totale des FMs. Par là, nous en déduisons une estimation de l'élévation de température ΔT dans les FMs que nous pouvons injecter dans l'Eq.(2.9)

$$T_{\mathrm{DC}} = \frac{1}{\alpha_R}\left(\frac{R_{\mathrm{DC}}}{R_0} - 1\right). \tag{2.30}$$

L'équation obtenue en R se résout en

$$R_{\mathrm{DC}}(U_s) = \frac{R_0 + \sqrt{R_0^2 + 2\dfrac{\alpha_R \tau_{\mathrm{th}} R_0}{\rho C_p V} U_s^2}}{2}. \tag{2.31}$$

On note qu'on retrouve bien $R_{\mathrm{DC}}(U_s = 0) = R_0$. On peut donc modéliser la dépendance de la résistance $R_{\mathrm{DC}}(U_s)$ par le modèle

$$R_{\mathrm{DC}}(U_s) = \beta + \beta\sqrt{1 + \gamma U_s^2}, \tag{2.32}$$

où β et γ seront les paramètres d'ajustement du modèle. On s'attend alors à avoir un comportement quadratique de la résistance DC pour de faibles valeurs de U_s et un comportement linéaire pour de plus grandes valeurs de tension appliquée.

De façon similaire pour la partie oscillant à ω_{th}, en utilisant l'Eq.(2.28), on a

$$\frac{U_s^2}{2R_{\mathrm{DC}}}\left(1 - \frac{\alpha_R T_{\mathrm{AC}}}{1 + \alpha_R T_{\mathrm{DC}}}\right) = \rho C_p V T_{\mathrm{AC}} = \frac{\rho C_p V}{\alpha_R R_0} R_{\mathrm{AC}} \tag{2.33}$$

soit, toujours en exploitant le fait que $|\alpha_R T_{\mathrm{AC}}/(1 + \alpha_R T_{\mathrm{DC}})| \ll 1$,

$$\frac{U_s^2}{2(R_{\mathrm{DC}} + R_{\mathrm{AC}})} = \frac{\rho C_p V}{\alpha_R R_0} R_{\mathrm{AC}}. \tag{2.34}$$

L'équation obtenue en R_{AC} est alors de la même forme que celle pour R_{DC}

$$R_{\mathrm{AC}}(U_s) = \frac{-R_{\mathrm{DC}} + \sqrt{R_{\mathrm{DC}}^2 + 2\dfrac{\alpha_R \tau_{\mathrm{th}} R_0}{\rho C_p V} U_s^2}}{2} \tag{2.35}$$

où on a bien $R_{\mathrm{AC}}(U_s = 0) = 0$ ce qui nous conduit au modèle d'ajustement suivant pour modéliser R_{AC} :

$$R_{\mathrm{AC}}(U_s) = -\frac{R_{\mathrm{DC}}}{2} + \frac{R_{\mathrm{DC}}}{2}\sqrt{1 + \gamma' U_s^2}. \tag{2.36}$$

Toujours d'après l'Eq.(2.9), on pourra en déduire T_{AC} par

$$T_{\mathrm{AC}} = R_{\mathrm{AC}}/(\alpha_R R_0). \tag{2.37}$$

On se fixe une fréquence de modulation électrique à 10 kHz. On mesure l'évolution de la résistance de la source en fonction de la tension appliquée à ses bornes. Pour cela, on utilise une résistance de shunt pour avoir accès à l'intensité traversant notre source. Il suffit alors de mesurer à l'oscilloscope la tension délivrée par le GBF et la tension aux bornes de la résistance de shunt dont on connaît bien les caractéristiques. Dans notre dispositif (Fig.2.14), $R_{\mathrm{shunt}} = 0.93\,\Omega$. En choisissant une résistance faible devant la résistance de la source, nous pourrons choisir un calibre de l'oscilloscope plus fin, ce qui nous permet d'avoir accès à de faibles variations de tension aux bornes de l'échantillon.

En faisant la différence de ces tensions, nous avons alors accès à la tension aux bornes de la résistance. Le rapport entre la tension aux bornes de la résistance de shunt et R_{shunt} nous donne l'intensité traversant la source.

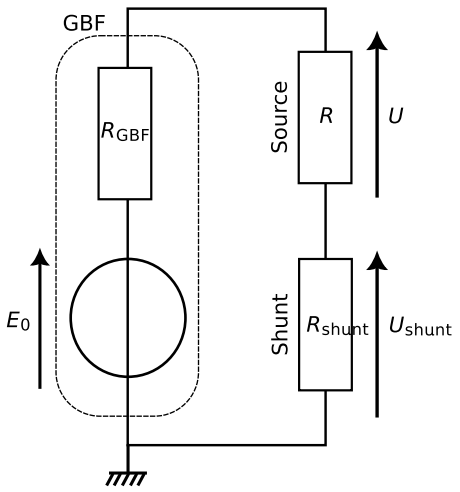


Figure 2.14 – Dispositif de mesure de résistance électrique de notre source.

Les résultats sont présentés en Fig.2.15a. Les courbes présentées en traits pleins sont les ajustements selon les modèles décrits en Eqs.(2.32) et (2.36). Les meilleurs ajustements au sens des moindres carrés sont donnés par les paramètres $\beta = 12.18\,\Omega, \gamma = 7.375\,10^{-3}\,\mathrm{V}^{-2}, \gamma' = 3.049\,\mathrm{V}^{-2}$. On en déduit alors l'échauffement correspondant via les Eqs.(2.30) et (2.37). Les résultats sont présentés en Fig.2.15b. Les mesures de résistance

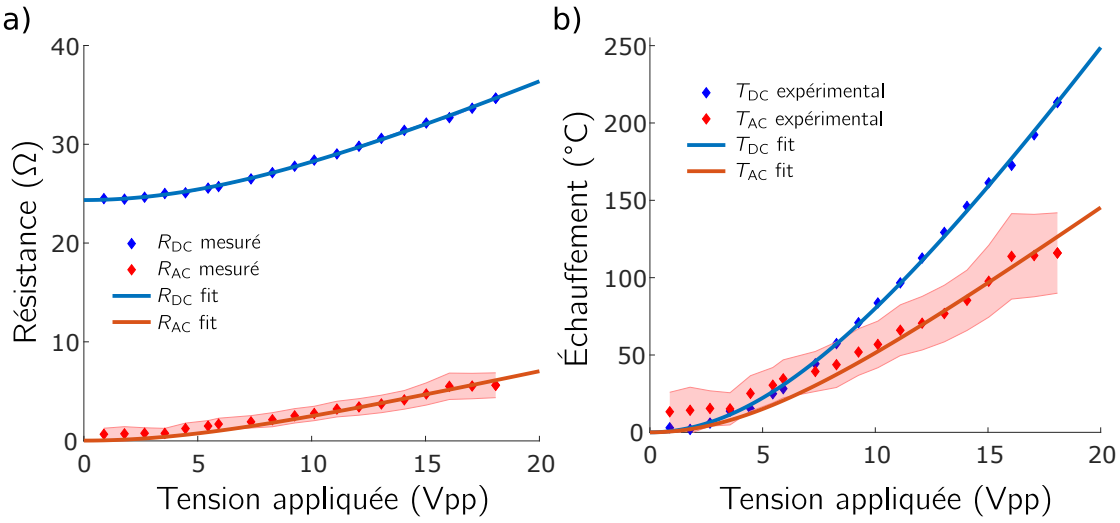


Figure 2.15 – Mesure **a)** de la résistance et **b)** de l'échauffement des FMs pour différentes tensions appliquées. La tension appliquée aux bornes de la source est une sinusoïde pure oscillant à 10 kHz. Les points représentent les mesures expérimentales et la zone en couleur représente les barres d'erreur à 1σ. Les courbes en traits pleins sont les ajustements effectués selon les Eqs.(2.32), (2.36), (2.30) et (2.37).

nous permettent de déduire que l'échauffement de la source alimentée à 20 Vpp sera de

$$T_{DC}(f_{th} = 20\,\mathrm{kHz}) \simeq 230^{\circ}\mathrm{C}, \quad T_{AC}(f_{th} = 20\,\mathrm{kHz}) \simeq 135^{\circ}\mathrm{C}. \tag{2.38}$$

Pour ce régime de fonctionnement, nous pouvons bien tronquer le développement de l'Eq.(2.16) à l'ordre 1 pour obtenir l'Eq.(2.17).

La connaissance de l'élévation de température T_{DC} de la source est essentielle pour en extraire son spectre d'émissivité. L'architecture de la source en fait une sonde de température intégrée qui nous permet d'accéder directement à sa température par mesure électrique.

Mesure expérimentale du spectre d'émissivité

Nous avons désormais tous les ingrédients pour remonter au spectre d'émissivité de la source, donné par l'Eq.(2.17). Nous corrigeons les puissances mesurées par la réponse du MCT et par la dérivée de la loi de Planck par rapport à la température $\partial I_{BB}(\lambda, T_{DC})/\partial T$, avec T_{DC} donné à l'Eq.(2.38). Les résultats des mesures pour chacune des polarisations sont donnés en Fig.2.16 en traits pointillés. Notons que nous n'avons accès qu'à l'émissivité à un facteur près, ce facteur étant le même pour toutes les longueurs d'onde considérées. Les valeurs représentées en Fig.2.16 ont été normalisées arbitrairement par rapport à la valeur simulée (courbe en trait plein) à 5.1 µm. La simulation numérique des absorptions totales montrée en Fig.2.4 est reproduite en trait plein sur la Fig.2.16. Bien que les simulations ne soient rigoureusement comparables à la mesure expérimentale du spectre d'émissivité qu'en cas de champ de température uniforme, il est intéressant de les confronter.

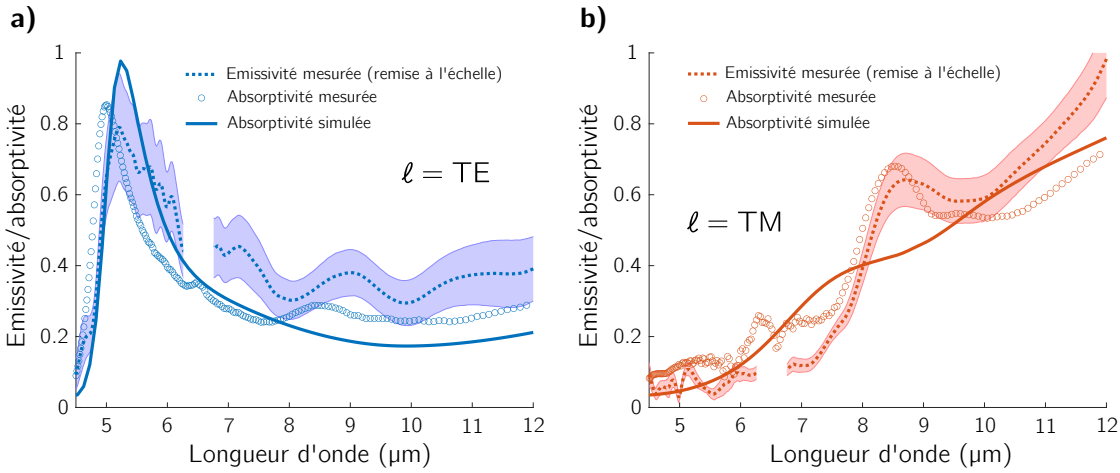


Figure 2.16 – Spectre d'émisivité/d'absorptivité de notre source en polarisation **a)** TE et **b)** TM. En traits pointillés : spectre d'émissivité remis à l'échelle de façon à avoir un maximum d'amplitude comparable au spectre d'absorption. Les barres d'erreur tracées sont à 1σ. La bande spectrale 6-7 µm affectée par le CO_2 de l'air n'est pas représentée. En rond : spectres d'absorption mesurés en réflectivité. En traits pleins : spectres d'absorption simulés numériquement.

On trouve un très bon accord entre émissivité mesurée expérimentalement et simulations, surtout en polarisation TE pour laquelle les FMs sont principalement responsables de l'absorption/émission. Notons que la simulation donne l'absorptivité totale. Pour retrouver cette courbe, il faudrait regarder l'émission d'un échantillon isotherme (où l'émission des FMs et du substrat sont pondérés de la même façon par la loi de Planck) [4]. La présence d'oscillations dans les mesures du spectre d'émissivité sont dues au fait qu'au-delà d'une différence de marche de 133 µm dans l'interférogramme, le rapport signal sur bruit devient inférieur à 1 ce qui est équivalent à fenêtrer l'interférogramme autour du point de différence de marche nulle avec une fenêtre de largeur 2×133 µm. Ce fenêtrage implique une convolution du spectre réel avec un sinus cardinal qui se traduit alors par des oscillations que nous pouvons constater sur les spectres. Ces oscillations sont régulièrement espacées lorsque le spectre est tracé en fonction du nombre d'onde, ces oscillations sont "déformées" dans une représentation en fonction de la longueur d'onde.

Une dernière vérification a pu être faite en mesurant le spectre d'absorptivité de la source. Pour cela, nous avons utilisé un FTIR avec objectif Cassegrain permettant de focaliser du rayonnement infrarouge provenant d'une source de type globar sur notre échantillon. Comme écrit en Sec.2.1.3, la transmission à travers l'échantillon est nulle. Mesurer son spectre de réflectivité permet d'avoir un accès direct à son spectre d'absorption. Les résultats de ces mesures en réflectivité sont présentés par des ronds en Fig.2.16. On s'attend à ce que les points expérimentaux soient plus proches de la courbe théorique puisque l'échantillon est isotherme. C'est effectivement ce que l'on observe. Les écarts sont observables surtout vers 8.5 µm et sont attribués à l'absorption due au SiN_x (liaisons N-H - *bending mode* - [Tugay et al., 2012]) non prises en compte par le modèle d'indice utilisé

4. L'écart entre courbe expérimentale du spectre d'émissivité et courbe théorique est encore plus appuyé pour la polarisation TM. Nous avons vu en Sec.2.1.3 que seul le substrat émet dans cette polarisation. Le spectre d'absorption prédit par les simulations donne l'émissivité spectrale dans le cas où le champ de température est homogène ce qui équivaut à évaluer l'Eq.(2.22) avec $T_{DC}(z) = \overline{T}_{DC}$ où $\overline{T}_{DC}$ est une température moyenne, uniforme sur l'ensemble du substrat. Or le champ de température dans le substrat n'est pas uniforme (c'est sur ce principe-même que repose la stratégie de modulation rapide). Le spectre d'émissivité mesuré expérimentalement est donc décrit par l'Eq.(2.22) en intégrant le gradient de température existant. On s'attend donc à une déviation plus importante en polarisation TM.

pour les simulations numériques.

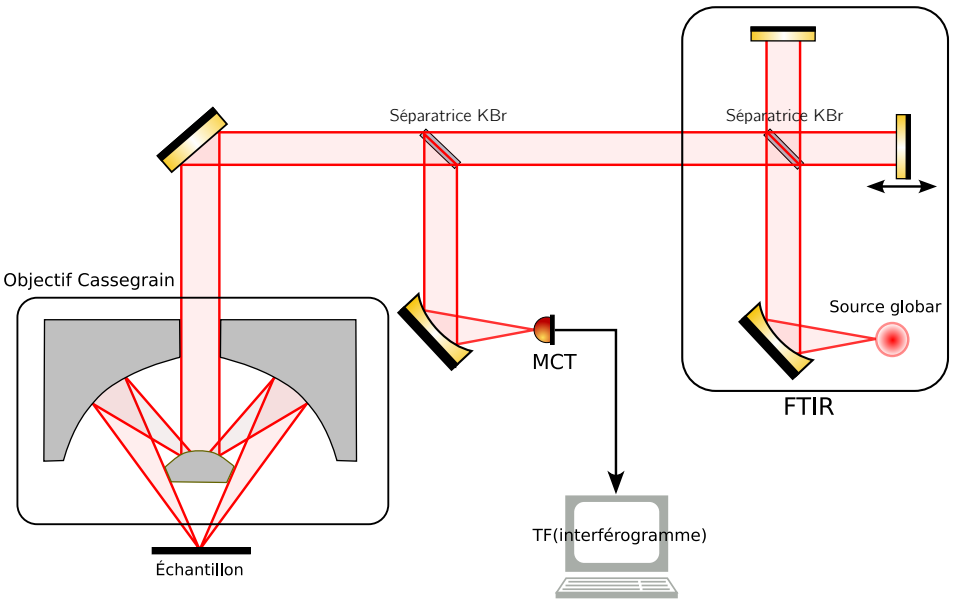


Figure 2.17 – Dispositif de mesure de réflectivité donnant accès au spectre d'absorption de la source étudiée (données expérimentales représentées en ronds transparents en Fig.2.16).

Nous avons montré expérimentalement que l'émissivité polarisée TE de la source étudiée est très piquée autour de 5.1 µm avec une amplitude estimée à 0.85 et une largeur à mi-hauteur de 1.5 µm. L'émissivité polarisée TM est plus faible et commence à devenir importante au-delà de 10 µm qui est la signature de l'absorption du SiN_x. Nous pourrions qualifier cette émission TM d'*effet collatéral* de l'architecture de notre source due à l'espaceur qui, bien que transparent, possède tout de même une absorption non-nulle dans le MIR. Idéalement, il faudrait disposer d'un matériau parfaitement transparent dans le MIR, pouvant être chauffé à haute température et compatible avec un dépôt de platine sans entraîner de délamination.

2.4 Conclusion

Nous avons conçu, optimisé, fabriqué et caractérisé une métasurface incandescente consistant en un réseau de fils métalliques disposés en réseau de période inférieure à la longueur d'onde typique dans le MIR. Cette source est alimentée électriquement et son échauffement est contrôlé par l'effet Joule.

Le contrôle du spectre d'émissivité est réalisé par la configuration en écran de Salisbury. Le contrôle de la polarisation émise repose sur le réseau unidimensionnel des fils de platine et sur le régime d'homogénéisation. Grâce à ces ingrédients, la source émet avec une émissivité polarisée TE (champ électrique orienté le long des fils) piquée autour de 5.1 µm avec une valeur proche de 1 et une largeur à mi-hauteur de 1.5 µm.

Le contrôle de la dynamique de modulation de la source s'appuie sur la diffusion thermique, l'émetteur se refroidissant par contact avec un substrat plus froid. Pour un refroidissement plus rapide, nous minimisons le volume de l'émetteur et le rendons particulièrement fin. Nous montrons une modulation de notre source au-delà de 10 MHz ce qui surpasse les sources incandescentes à modulation de température de 5 ordres de grandeur.

En plus de cela, la source se comporte comme une sonde de sa propre température ce qui

nous permet de mesurer l'échauffement atteint dans les fils. Ultrafine (25 nm d'épaisseur), robuste (durée de vie supérieure à plusieurs centaines d'heures de fonctionnement) et simple à fabriquer, notre source présente des aspects prometteurs du point de vue économique et pourrait être facilement intégrable sur toute plateforme miniaturisée.

Ce travail a conduit à une publication ([Wojszvzyk et al., 2021]) et a été présenté aux conférences internationales SPIE et NFO16.

Ce projet a été commencé par Léo WOJSZVZYK durant la dernière partie de sa thèse. On pourra se référer à son manuscrit de thèse pour des discussions complémentaires à celles faites ici (en particulier sur les considérations d'adaptation d'impédance électrique pour optimiser l'alimentation de la source par un générateur de fréquences, simulations en éléments finis de la dynamique d'échauffement dans l'espaceur).

Léo WOJSZVZYK a fait les simulations numériques préliminaires pour le dimensionnement de l'échantillon et fabriqué l'échantillon en salle blanche avec Anne-Lise COUTROT.

Léo WOJSZVZYK a également conçu le protocole de mesure spectral et de mesure de réponse temporel et en fréquence.

La caractérisation expérimentale (spectrale, temporelle et fréquentielle), l'analyse des données et l'interprétation des résultats ont été faites à parts égales avec Léo WOJSZVZYK.

J'ai fait les mesures de modulation en fréquence en installant une cage de Faraday. J'ai également fait la mesure d'échauffement de la source alimentée par pulse.

J'ai fait les mesures complémentaires du coefficient de température en mettant l'échantillon dans un cryostat ce qui a permis d'affiner une mesure faite avec Léo à température ambiante en alimentant électriquement l'échantillon pour en faire varier la température. Quelques nuances d'interprétation ont été apportées par rapport au manuscrit de Léo.

Jean-Jacques GREFFET et moi avons rédigé la publication concluant le travail à partir d'une esquisse rédigée par Léo WOJSZVZYK.

Chapitre 3

Rendement de sources thermiques modulables rapidement

Nous avons étudié au chapitre précédent une métasurface incandescente optimisée pour émettre dans le MIR avec une largeur spectrale étroite et conçue pour être modulable rapidement. Pour permettre un refroidissement rapide, la stratégie que nous avons privilégiée repose sur un émetteur chaud et fin, posé sur un substrat froid de façon à ce que le refroidissement par conduction soit le processus dominant (voir Sec.2.1.1 pour les temps caractéristiques pour le refroidissent par conduction, convection et transfert radiatif). Cependant, ce refroidissement rapide par conduction se fait au détriment du refroidissement par émission thermique, qui est justement le but d'une source infrarouge. De façon qualitative, on pressent que le rendement d'une telle source ne va pas de pair avec une modulation rapide de son émission. Pour un rendement optimal proche de 1, il faudrait limiter les pertes par conduction et convection pour n'autoriser qu'un refroidissement radiatif, comme réalisé par [Brucoli et al., 2014]. En contrepartie, la modulation de l'émission ne dépasse pas les quelques dizaines de kHz [Barritault et al., 2011]. Nous avons pu constater ce conflit entre modulation rapide et rendement dès la caractérisation de la réponse en fréquence de notre métasurface incandescente. Dans un régime modulé harmonique, nous avons constaté que la puissance émise décline avec la fréquence de modulation, à puissance fournie égale. Par conséquent, en définissant le rendement de la source ρ comme rapport entre le signal utile modulé et la puissance apportée à la source, on voit que ρ se dégrade avec la fréquence de modulation.

Le but de ce chapitre est d'étudier les leviers d'action permettant de trouver un équilibre entre optimisation du rendement et rapidité de modulation sur ce type de métasurface incandescente à modulation de température. Plusieurs paramètres sont susceptibles de modifier le rendement tels que le régime de modulation, la température de fonctionnement et la taille de la source.

3.1 Définition du rendement

L'étude que nous développons ici s'intéresse à des métasurfaces telles que celle développée dans le chapitre précédent et dont nous rappelons la structure en Fig.3.1. L'analyse reste cependant générale et peut être étendue à des structures qui ne sont pas exactement identiques, l'essentiel étant que l'émetteur d'intérêt soit suffisamment fin (*suffisamment* étant à définir par la suite) et repose sur un substrat froid. Des structures comme celles étudiées par [Barnard et al., 2016] sont des cas où l'analyse qui suit est applicable.

Comme précisé, nous nous intéressons à la puissance émise par la source, qui intervient directement dans le calcul de son rendement. On se rappelle donc les Eqs.(2.3), (2.5) et

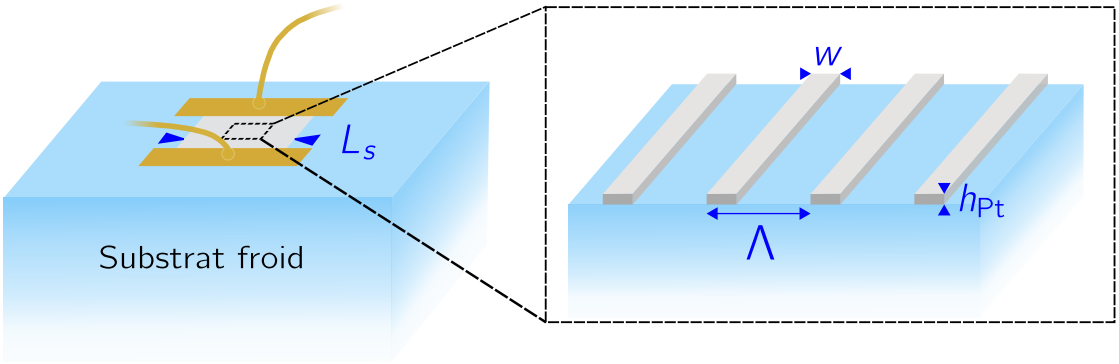


Figure 3.1 – Famille de source incandescente à modulation de température pour laquelle nous cherchons à optimiser le rendement.

(2.6). Dans le cas où le substrat est transparent, l'émission vient uniquement des FMs et la puissance émise dans un angle solide $\mathrm{d}\Omega$ dans la direction $\mathbf{u}$ s'écrit :

$$P_{\mathrm{rad}}(\mathbf{u},t)=\sum_{\ell=\mathrm{TE,TM}}\frac{I_{\mathrm{BB}}\left[\lambda,T(t)\right]}{2}\int_{V_{\mathrm{FM}}}\mathrm{d}^3\mathbf{r}\,\eta_{\mathrm{FM}}^{(\ell)}(\mathbf{u},\mathbf{r},\lambda)\,\mathrm{d}\Omega. \tag{3.1}$$

En comparant l'Eq.(3.1) à la définition radiométrique de la puissance spectrale émise par la source de surface carrée de côté L_s dans la direction θ par rapport à sa normale et dans l'angle solide $\mathrm{d}\Omega$:

$$P_{\mathrm{rad}}(\mathbf{u},\lambda,t)=\sum_{\ell=s,p}\left(\varepsilon^{(\ell)}(\mathbf{u},\lambda)\,\frac{I_{\mathrm{BB}}\left[\lambda,T(t)\right]}{2}\right)L_s^2\cos\theta\,\mathrm{d}\Omega, \tag{3.2}$$

on identifie l'émissivité à la densité locale d'émissivité intégrée sur le volume de l'émetteur :

$$\int_{V_{\mathrm{FM}}}\mathrm{d}^3\mathbf{r}\,\eta_{\mathrm{FM}}^{(\ell)}(\mathbf{u},\mathbf{r},\lambda)=\varepsilon^{(\ell)}(\mathbf{u},\lambda)\,L_s^2\cos\theta. \tag{3.3}$$

Dans le cas où l'émissivité est piquée autour d'une longueur d'onde centrale λ_0 avec une largeur spectrale $\Delta\lambda$, nous pouvons introduire une émissivté moyennée spectralement $\overline{\varepsilon^{(\ell)}}$ ce qui permet d'écrire

$$P_{\mathrm{rad}}(\mathbf{u},t)=\frac{\overline{\varepsilon^{(\mathrm{TE})}}(\mathbf{u})+\overline{\varepsilon^{(\mathrm{TM})}}(\mathbf{u})}{2}\,\Delta\lambda\,I_{\mathrm{BB}}\left[\lambda_0,T(t)\right]\,L_s^2\cos\theta\,\mathrm{d}\Omega. \tag{3.4}$$

Cette forme se généralise pour une émissivité spectrale présentant plusieurs pics en $\lambda_{0,i}$ associés chacun à une largeur spectrale $\Delta\lambda_i$ et une émissivité moyennée spectralement $\overline{\varepsilon_i^{(p)}}$ ce qui donne

$$P_{\mathrm{rad}}(\mathbf{u},t)=\frac{1}{2}\sum_i\left(\overline{\varepsilon_i^{(\mathrm{TE})}}(\mathbf{u})+\overline{\varepsilon_i^{(\mathrm{TM})}}(\mathbf{u})\right)\,\Delta\lambda_i\,I_{\mathrm{BB}}\left[\lambda_{0,i},T(t)\right]\,L_s^2\cos\theta\,\mathrm{d}\Omega. \tag{3.5}$$

Sans perte de généralité, nous poursuivons notre étude en considérant un unique pic. Les valeurs numériques utilisées sont $\lambda_0=5.1$ µm, $\Delta\lambda=1.5$ µm et $\bar{\varepsilon}=0.35$ (émissivité moyennée spectralement ainsi que sur les polarisations et supposée isotrope), reprises des caractérisations expérimentales effectuées au chapitre précédent.

Le rendement de notre source à modulation de température peut être défini comme le rapport entre la puissance émise dans la bande spectrale MIR d'intérêt et la puissance totale fournie à la source. On écrira la température de la source sous la forme

$$T(t)=T_0+T_{\mathrm{DC}}+\Delta T(t) \tag{3.6}$$

où T_0 est la température ambiante, T_{DC} l'échauffement de la source qui ne dépend pas du temps et ΔT l'échauffement dépendant du temps.

Pour une source modulée, la puissance utile sera l'amplitude du contraste dans la puissance émise. On peut imaginer alimenter la source en appliquant une tension sinusoïdale à ses bornes (qu'on appellera *régime harmonique*) ou bien par une série de créneaux de tension (qu'on appellera *régime pulsé*).

Définition du rendement, régime harmonique : On applique une tension sinusoïdale d'amplitude U_0 aux bornes de la source dont la résistance électrique est notée R_0. La puissance électrique délivrée à la source pour l'alimenter est $P_{elec} = U_0^2/(2R_0)$. L'échauffement de la source sera lui aussi sinusoïdal avec une fréquence double de la fréquence électrique $\Delta T(t) = \Delta T \cos(2\omega_{elec} t)$. Le rendement peut alors être défini de la façon suivante :

$$\rho_{harm} = \frac{\bar{\varepsilon}\,\Delta\lambda\,\left[I_{BB}\left(\lambda_0, T_0 + T_{DC} + \Delta T\right) - I_{BB}\left(\lambda_0, T_0 + T_{DC} - \Delta T\right)\right]\,\pi L_s^2}{P_{elec}} \tag{3.7}$$

où ΔT est ici l'amplitude de l'oscillation de température (aussi appelée T_{AC} dans le chapitre précédent). [1]

Définition du rendement, régime pulsé : Dans le régime pulsé, on applique une série de créneaux de tension d'amplitude U_0 pendant une durée t_{stop}. La source se refroidit entre chacune des impulsions jusqu'à atteindre un échauffement ΔT_{lim} entraînant un contraste insuffisant. On peut écrire ce critère sous la forme $I_{BB}(\lambda_0, T_0 + T_{DC} + \Delta T_{lim}) - I_{BB}(\lambda_0, T_0 + T_{DC}) = 0.01\,[I_{BB}(\lambda_0, T_0 + T_{DC} + \Delta T_{Max}) - I_{BB}(\lambda_0, T_0 + T_{DC})]$ où on considère qu'en-dessous de 1% du contraste maximal en puissance instantanée émise par la source, le signal n'est plus intéressant. Ainsi, le rendement s'écrit

$$\rho_{pulse} = \frac{\bar{\varepsilon}\,\Delta\lambda\,\int_0^{t_{lim}} \left[I_{BB}\left(\lambda_0, T_0 + T_{DC} + \Delta T(t)\right) - I_{BB}\left(\lambda_0, T_0 + T_{DC}\right)\right]\,\mathrm{d}t\,\pi L_s^2}{U_0^2/R_0\;t_{stop}} \tag{3.8}$$

où t_{lim} est défini comme $\Delta T(t_{lim}) = \Delta T_{lim}$. La fréquence de modulation qui apparaît naturellement pour ce régime pulsé vaut $1/t_{lim}$. Notons que si la durée de chauffage t_{stop} augmente, l'échauffement maximal ΔT_{max}) augmente également de sorte que la durée de refroidissement augmente, ce qui conduit à une fréquence de modulation plus basse.

3.2 Détermination de l'amplitude de modulation de la température

Au vu des définitions du rendement, il est nécessaire de déterminer les paramètres dont dépend $\Delta T(t)$. On peut calculer grossièrement l'échauffement de l'émetteur sur une échelle de temps correspondant à la diffusion à travers son épaisseur $\tau_{diff,Pt} = h_{Pt}^2/D_{Pt} \sim 10^{-11}$s. En faisant un bilan d'énergie où on écrit que l'ensemble de la puissance apportée sert à chauffer les FMs, on obtient

$$\rho_{Pt}\,C_{p,Pt}\,f\,h_{Pt}\,L_s^2\,\Delta T_{FM} = \frac{U_0^2}{R_0}\tau_{diff,Pt} \tag{3.9}$$

où $f = w/\Lambda$ est le facteur de remplissage du réseau 1D en platine, ce qui donne

$$\Delta T_{FM} = \frac{U_0^2}{R_0}\frac{h_{Pt}}{D_{Pt}\,f\,L_s^2}. \tag{3.10}$$

1. Il est utile de noter que le niveau de signal ne varie pas symétriquement par rapport à la ligne de base $I_{BB}\left(\lambda_0, T_0 + T_{DC}\right)$.

Pour une tension $U_0 = 10$ V, on trouve un échauffement de 0.4°C ce qui est insuffisant pour générer un contraste de puissance émise intéressant. La solution est alors d'augmenter la tension aux bornes de la source et d'augmenter la durée de l'impulsion de tension. Pour cette dernière option, il faudra tenir compte de la diffusion de la chaleur vers le substrat.

La diffusion de la chaleur *à travers le substrat* gouverne l'échauffement des FMs et donc l'émission de la source. Au vu de l'estimation en ordre de grandeur faite ci-dessus, la température de la face du substrat en contact avec les FMs détermine leur température, ce qui justifie qu'en Sec.2.3.2, on ait assimilé la température dans l'émetteur (FMs) à la température du substrat en $z = 0$, axe pris selon la Fig.2.3.

Pour déterminer l'échauffement des FMs soumis à une impulsion unique de tension, il faut donc s'intéresser à l'évolution de la température dans le substrat, plus spécifiquement en $z = 0$. Dans la suite, on assimilera le substrat multicouches à un milieu homogène semi-infini.

3.2.1 Modulation pulsée

On s'intéresse tout d'abord au profil de température dans le substrat semi-infini. Considérons pour le moment une unique impulsion de tension appliquée aux bornes de la source. Le champ de température instationnaire dans le substrat s'écrit alors $T(x, y, z, t) = T_0 + T_{\mathrm{DC}} + \Delta T(x, y, z, t)$. L'échauffement $\Delta T(x, y, z, t)$ est obtenu par résolution de l'équation de la chaleur avec les conditions limites $\Delta T(x, y, z, 0) = 0$, $\Delta T(x\,y, z, t) \to 0$ quand $x \to \pm\infty$, $y \to \pm\infty$ ou $z \to \infty$, et la condition de flux au bord $-K_{\mathrm{sub}}(\partial\Delta T/\partial z)$ en $z = 0$ égal à la puissance électrique fournie par unité de surface $P_{\mathrm{elec}}\Lambda/(wL_s^2)$ aux endroits en contact avec les FMs, et 0 entre les FMs où on néglige les pertes par convection dans l'air. En effet, l'ordre de grandeur des flux échangés par convection est donné par $h\{T(x, y, z = 0) - T_0\}$ où $h = 10\,\mathrm{Wm^{-2}K^{-1}}$ est le coefficient de convection thermique typique pour l'air. Pour une différence de température de 100 K, on obtient un flux de $10^3\,\mathrm{W.m^{-2}}$ ce qui est 5 ordres de grandeur plus faible que ce qui est perdu par conduction dans le substrat pour 1 W de puissance électrique fournie dissipée à travers la surface de la source $L_s^2 = 10^{-8}\,\mathrm{m}^2$.

Pour remonter au champ de température, on s'intéresse à la fonction de Green de l'équation de la chaleur dans un milieu semi-infini homogène $G(x, y, z, t|x', y', z', t')$:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 G}{\partial x^2} + \dfrac{\partial^2 G}{\partial y^2} + \dfrac{\partial^2 G}{\partial z^2} - \dfrac{1}{D}\dfrac{\partial G}{\partial t} = -\dfrac{1}{D}\delta^3(\mathbf{r} - \mathbf{r}')\delta(t - t') \\ \\ G(x, y, z, t < t'|x', y', z', t') = 0 \\ \\ G(x, y, z, t|x', y', z', t') \to 0 \text{ quand } x \to \pm\infty \text{ or } y \to \pm\infty \text{ or } z \to -\infty \\ \\ \dfrac{\partial G}{\partial z}(x, y, 0, t|x', y', z', t') = 0 \end{cases} \tag{3.11}$$

qui se résout en

$$\begin{aligned} G(x, y, z, t|x', y', z', t' < t) = {} & \frac{1}{8\left(\pi D(t - t')\right)^{3/2}} \exp\left(-\frac{(x - x')^2 + (y - y')^2}{4D(t - t')}\right) \\ & \times \left\{\exp\left(-\frac{(z - z')^2}{4D(t - t')}\right) + \exp\left(-\frac{(z + z')^2}{4D(t - t')}\right)\right\} \end{aligned} \tag{3.12}$$

et

$$G(x, y, z, t|x', y', z', t' > t) = 0. \tag{3.13}$$

Il apparaît que la fonction de Green pour un milieu semi-infini se déduit de la fonction de Green pour un milieu infini homogène en ajoutant un point source d'intensité opposée placé symétriquement par rapport au plan en $z = 0$ [Cole et al., 2010].

Il faut maintenant convoluer cette fonction de Green avec le terme source. Dans notre cas, il s'agit d'un flux imposé en $z = 0$ localisé au niveau des FMs qui délivrent un flux au substrat en $z = 0$ entre les instants 0 et t_{stop}. Le résultat de la convolution est donné par :

$$g(x', y', z', t') = P_{\text{elec}} \frac{\Lambda}{w\, L_s^2} \left(\sum_{n=-N}^{N} \left[H\left(x' - (n\Lambda - w/2)\right) - H\left(x' - (n\Lambda + w/2)\right) \right] \right) \times \left[H\left(y' - L_s/2\right) - H\left(y' + L_s/2\right) \right] \left[H(t') - H(t' - t_{\text{stop}}) \right] \delta(z') \tag{3.14}$$

avec $P_{\text{elec}} = U_0^2/R_0$ et $2N + 1 = L_s/\Lambda$ est le nombre de fils de platine and H la fonction de Heaviside. Le champ de température dans le substrat semi-infini est obtenu alors en convoluant l'Eq.(3.12) avec le terme source donné en Eq.(3.14) :

$$\Delta T(x, y, z, t) = \int_{t'=-\infty}^{t} \int_{x'=-\infty}^{\infty} \int_{y'=-\infty}^{\infty} \int_{z'=-\infty}^{\infty} G(x, y, z, t | x', y', z', t') \frac{g(x', y', z', t')}{\rho\, C_p}. \tag{3.15}$$

Ainsi, pour $t < t_{\text{stop}}$ on a

$$\Delta T(x, y, z, t) = P_{\text{elec}} \frac{\Lambda}{w\, L_s^2} \frac{\sqrt{D_{\text{sub}}}}{4\sqrt{\pi} K_{\text{sub}}} \sum_{n=-N}^{N} \int_0^t \frac{1}{\sqrt{t - t'}} \Xi_n(x, y, z, t - t')\, \mathrm{d}t', \tag{3.16}$$

et pour $t > t_{\text{stop}}$,

$$\Delta T(x, y, z, t) = P_{\text{elec}} \frac{\Lambda}{w\, L_s^2} \frac{\sqrt{D_{\text{sub}}}}{4\sqrt{\pi} K_{\text{sub}}} \sum_{n=-N}^{N} \int_0^{t_{\text{stop}}} \frac{1}{\sqrt{t - t'}} \Xi_n(x, y, z, t - t')\, \mathrm{d}t', \tag{3.17}$$

où nous avons introduit

$$\Xi_n(x, y, z, t - t') = \left[\operatorname{erf}\left(\frac{x - (n\Lambda - w/2)}{\sqrt{4 D_{\text{sub}}(t - t')}} \right) - \operatorname{erf}\left(\frac{x - (n\Lambda + w/2)}{\sqrt{4 D_{\text{sub}}(t - t')}} \right) \right] \times \left[\operatorname{erf}\left(\frac{y + L_s/2}{\sqrt{4 D_{\text{sub}}(t - t'))}} \right) - \operatorname{erf}\left(\frac{y - L_s/2}{\sqrt{4 D_{\text{sub}}(t - t'))}} \right) \right] \times \exp\left(\frac{-z^2}{4 D_{\text{sub}}(t - t')} \right). \tag{3.18}$$

Ces expressions de l'échauffement par application d'une impulsion unique de tension aux bornes de la source pourront être reportées dans l'Eq.(3.8) pour estimer numériquement le rendement de la source.

L'extension à un régime pulsé (répétition de créneaux d'impulsion) se fait en périodisant temporellement le terme source en Eq.(3.14) (sommation avec décalage $t' \leftarrow t' - k t_{\text{lim}}$, k entier). Pour simplifier cela, nous pouvons considérer que l'expression du profil d'échauffement $\Delta T(x, y, z, t)$ reste inchangée en passant à un régime de créneaux répétés en reportant cet effet sur T_{DC}. En effet, il s'agira de l'échauffement moyen induit par la puissance moyenne délivrée par ces impulsions. On pourra estimer cette partie non-modulée de l'échauffement par $T_{\text{DC}} = R_{\text{th}} U_0^2/R_0$ où R_{th} est la résistance thermique du substrat. La

valeur de la résistance thermique a été obtenue expérimentalement à partir des mesures et estimations faites au Chapitre 2, Sec.2.3.3 : $T_{DC,exp}$ a pu être mesuré par mesure de la variation de résistance de l'échantillon et calibration du coefficient de température du platine. En connaissant le flux total Φ (qui est donc la puissance délivrée par unité de surface de l'échantillon) et supposant que la face inférieure du substrat est à température ambiante, on peut calculer $R_{th} = T_{DC,exp}/\Phi$.

3.2.2 Modulation harmonique

Dans un régime où la source est modulée de façon harmonique en appliquant une tension à ses bornes à fréquence ω_{elec}, la puissance émise par la source est modulée à $\omega_{th} = 2\omega_{elec}$. Comme nous l'avons évoqué au Chapitre 2 en Sec.2.3.2, selon la fréquence de modulation, il existe différents régimes :

- Pour des modulations beaucoup plus lentes que l'inverse du temps caractéristique de diffusion à travers la source de taille L_s donné par L_s^2/D_{sub}, la température dans le substrat aura le temps de s'homogénéiser par conduction thermique au sein d'un volume délimité par une demi-sphère centrée au milieu des FMs et de rayon bien supérieur à $L_s/2$. En d'autres termes, quand $f_{th} \ll D_{sub}/L_s^2$, l'ensemble de la source peut être assimilée à une source ponctuelle avec un flux de conduction radial comme représenté en Fig.3.2a.
- Pour des fréquences de modulation plus rapides, telles que $D_{sub}/L_s^2 \ll f_{th} \ll D_{sub}/\Lambda^2$, la diffusion a lieu sur une échelle caractéristique faible devant l'extension de la source L_s tout en restant bien supérieure à la distance séparant les fils métalliques Λ. La source ne peut plus être assimilée à une source ponctuelle du point de vue thermique. Au contraire, on pourra la considérer d'extension semi-infinie dans le plan (x, y). Le fait que $f_{th} \ll D_{sub}/\Lambda^2$ permet de garantir que la température s'homogénéise entre les FMs de sorte que le champ de température ne dépend plus de (x, y). Le régime diffusif est alors unidimensionnel avec un flux diffusif normal à l'interface comme représenté en Fig.3.2b.
- Pour des fréquences de modulation très élevées $D_{sub}/\Lambda^2 \ll f_{th} \ll D_{sub}/w^2$, l'homogénéisation de la température par diffusion entre les FMs ne s'établit pas suffisamment vite. Le régime 1D précédent cesse d'être valable. Le champ de température en $z = 0$ n'est alors plus homogène comme représenté en Fig3.2c et chaque FM agit comme une source linéique "indépendante" de ses voisines. Les FMs sont tout de même chauffés collectivement en phase par effet Joule via la tension harmonique appliqué à leurs extrémités.

Nous nous intéressons à des régimes de modulation rapide : nous restreignons la discussion qui suit à l'étude du régime 1D. Toujours pour un milieu homogène semi-infini, nous avons maintenant un flux imposé à la surface en $z = 0$ variant dans le temps de façon harmonique. Nous cherchons alors à résoudre l'équation de la chaleur satisfaisant les conditions limites suivantes :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2 \Delta T(z,t)}{\partial z^2} - \dfrac{1}{D}\dfrac{\partial \Delta T(z,t)}{\partial t} = 0 \\ K\dfrac{\partial \Delta T(0,t)}{\partial z} = F_0 \cos(\omega_{th} t) \\ \Delta T(z \to +\infty, t) = 0 \end{cases} \tag{3.19}$$

où $F_0 = P_{elec}/L_s^2$ est le flux imposé en $z = 0$ et ω_{th} la pulsation paramétrant la modulation

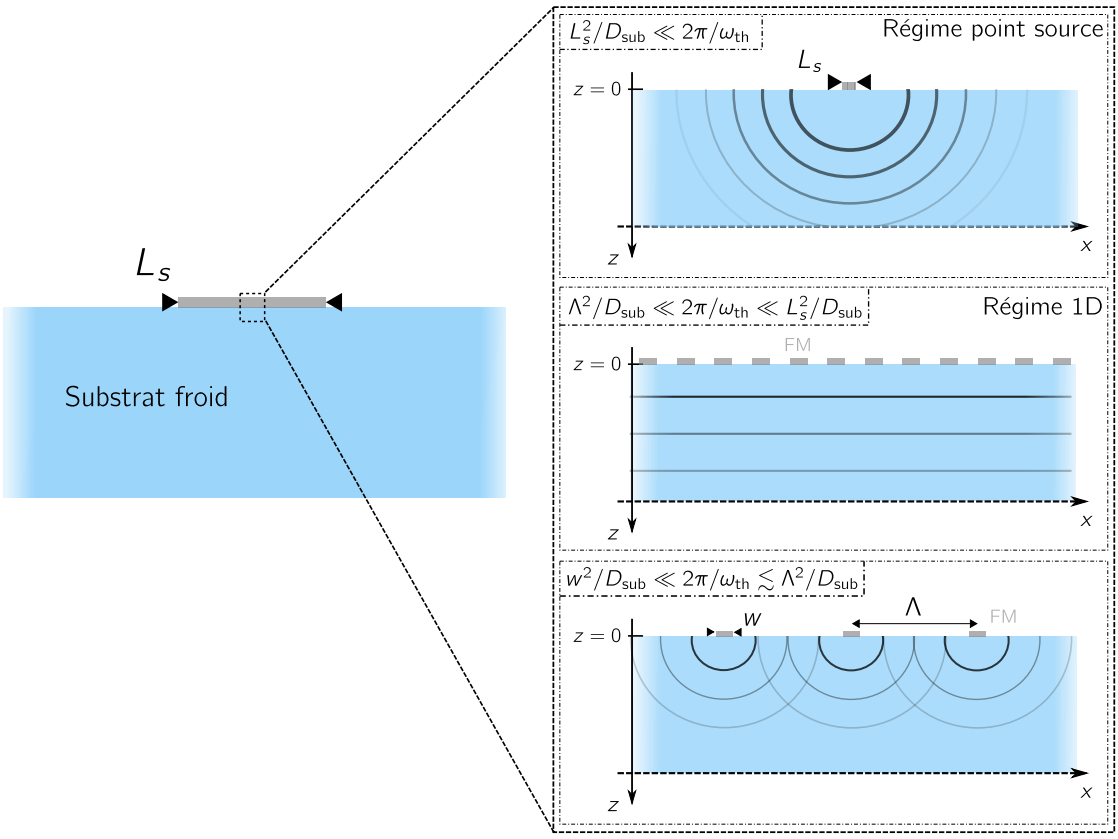


Figure 3.2 – Régimes de diffusion thermique en fonction de la fréquence de modulation de la source. Les arcs de cercles et lignes représentent les fronts d'onde thermiques.

de la source. Ceci se résout en

$$\Delta T(z,t) = \frac{F_0}{K\, k_{th}\sqrt{2}}\, e^{-k_{th}z} \cos\left(\omega_{th} t - k_{th} z - \frac{\pi}{4}\right), \tag{3.20}$$

où $k_{th} = (\omega_{th}/(2D_{sub}))^{1/2}$ est la constante de propagation thermique donnant l'atténuation de l'onde selon z ([Carslaw and Jaeger, 1965] §2.6) . De même que pour le régime impulsionnel, on s'attend à un échauffement T_{DC} dû à la puissance efficace apportée, qui peut être estimé par $T_{DC} = R_{th} U_0^2/(2R_0)$.

Nous avons désormais tous les éléments pour pouvoir calculer le rendement de la source incandescente à modulation de température et estimer les paramètres importants pour l'améliorer.
En particulier, des Eqs.(3.8) et (3.7), on retient que la température de la surface émettrice intervient dans la loi de Planck qui est non-linéaire en ce paramètre. Ainsi, on s'attend à un gain en rendement en favorisant un échauffement important de notre source à puissance électrique fournie constante.

3.3 Régime linéaire

Dans le cas où $\Delta T \ll T_0 + T_{\mathrm{DC}}$, nous pouvons faire un développement limité du numérateur des Eqs.(3.8) et (3.7) par rapport à la température, ce qui donne

$$\rho_{\mathrm{pulse,Lin}} = \frac{\bar{\varepsilon}\,\Delta\lambda\,\pi L_s^2\,\dfrac{\partial I_{\mathrm{BB}}}{\partial T}(\lambda_0, T_0 + T_{\mathrm{DC}}) \displaystyle\int_0^{t_{\mathrm{lim}}} \Delta T(t)\,\mathrm{d}t}{U_0^2/R_0\; t_{\mathrm{stop}}} \tag{3.21}$$

avec une erreur relative de 1% par rapport à la valeur donnée par l'Eq.(3.8) pour $U_0 = 10\mathrm{V}$, $T_0 + T_{\mathrm{DC}} = 500$ K et pour une impulsion de tension de 0.12 µs. De la même manière, pour le régime harmonique, on a

$$\rho_{\mathrm{harm,Lin}} = \frac{2\bar{\varepsilon}\,\Delta\lambda\,\Delta T(\omega_{\mathrm{th}})\,\dfrac{\partial I_{\mathrm{BB}}}{\partial T}\,(\lambda_0, T_0 + T_{\mathrm{DC}})\;\pi L_s^2}{P_{\mathrm{elec}}} \tag{3.22}$$

avec une erreur relative inférieure à 3% par rapport à ce que donne l'Eq.(3.7) pour $T_0 + T_{\mathrm{DC}} = 500$ K et $\Delta T = 100°\mathrm{C}$.

Ces expressions linéarisées peuvent alors être utilisées pour comprendre le rôle de chacun des paramètres. Un régime où un tel développement limité est valide sera désormais appelé *régime linéaire* par opposition au *régime non-linéaire* où il est nécessaire de garder des ordres supérieurs.

3.3.1 Taille de la surface émettrice

Au vu des Eqs.(3.21) et (3.22), le rendement semble proportionnel à la surface émettrice L_s^2. Augmenter la surface permet naturellement d'augmenter la puissance totale émise. Cependant, une plus grande surface implique aussi une diminution de la puissance surfacique apportée à la source pour la chauffer, par conséquent un échauffement moindre donc moins de puissance émise. Nous allons examiner en détail le rôle de la surface émettrice pour les deux cas de modulation.

Modulation par impulsions

D'après l'Eq.(3.17), la surface émettrice apparaît au dénominateur ce qui compense directement le préfacteur dans l'expression du rendement. Le facteur Ξ_n décrit en Eq.(3.18) comporte cependant une dépendance résiduelle du rendement à la taille de la surface émettrice, mais celle-ci pourra être négligée après intégration sur t.

Modulation harmonique

Une compensation similaire a lieu dans le cas d'une modulation harmonique d'après l'Eq.(3.20). Comme pressenti, plus la surface à chauffer est grande, à puissance électrique égale, moins l'échauffement sera important.

> Dans un régime de fonctionnement linéaire, que la source soit en régime pulsé ou harmonique, le rendement reste indépendant de la taille de la surface émettrice. Cependant, ceci est valable uniquement pour de faibles échauffements (pour que la linéarisation soit valable). Par conséquent, dans le cas où les matériaux utilisés ne peuvent pas supporter des températures très élevées, il sera intéressant d'avoir une grande surface émettrice pour un contraste de puissance émise plus important.

3.3.2 Influence de la résistance thermique du substrat

Les expressions des rendements en régime linéaire dépendent toutes de la dérivée de la loi de Planck en la température et évaluée en $T_0 + T_{DC}$. Étant donné que la loi de Planck est une fonction croissante de la température et non linéaire en cette variable, augmenter la valeur de $T_0 + T_{DC}$ permet d'améliorer le rendement de la source.

La température de référence T_0 peut être la température ambiante, ou bien une température qu'on considérera de référence potentiellement différente de la température ambiante. En effet, il est possible de mettre la source sur un support chaud qui permet de jouer sur T_0. Il faudra cependant prendre en compte l'alimentation de ce support dans la puissance totale apportée à l'échantillon ce qui pourrait contrebalancer les bénéfices précédents.

L'échauffement T_{DC} quant à lui dépend du substrat comme vu en Sec.3.2.1 et Sec.3.2.2 où on a $T_{DC} \propto R_{th}U_0^2/R_0$ à un facteur numérique près, R_{th} étant la résistance thermique du substrat. Ainsi, il suffirait d'augmenter la résistance thermique du substrat en isolant thermiquement sa face inférieure par exemple pour pouvoir augmenter l'échauffement T_{DC} et bénéficier de la non-linéarité dans la loi de Planck. Notons que dans un régime linéarisé, c'est l'échauffement T_{DC}, dû à la valeur moyenne du flux apporté à la source, qui est utile pour en améliorer le rendement comme on peut le voir en Eqs.(3.22) et (3.21).

Cet effet est visible en Fig.3.3 où on trace le rendement dans le régime linéaire, sous alimentation impulsionnelle ou harmonique, en fonction de la fréquence de modulation. Il est possible de gagner un ordre de grandeur en terme de rendement en veillant à bien isoler thermiquement la source.

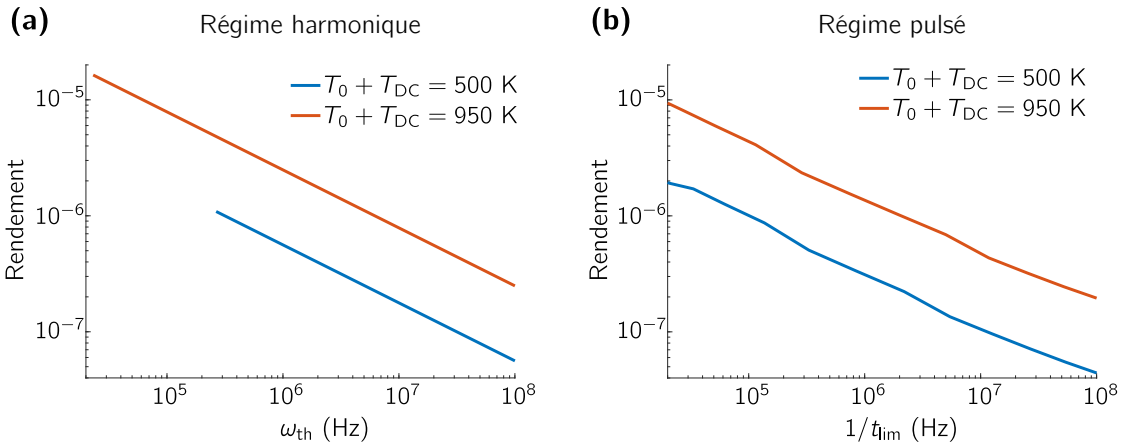


Figure 3.3 – Régime de fonctionnement linéaire. Rendement de la source incandescente à modulation de température en fonction de sa fréquence de modulation ω_{th} **a)** pour un régime harmonique décrit en Eq.(3.22) avec $U_0 = 20$V et $T_0 + T_{DC} = 500, 950$ K – la courbe à 500 K est tronquée pour de faibles fréquences pour garantir $\Delta T < T_{DC}$ – et **(b)** pour un régime pulsé décrit en Eq.(3.21) tracé en fonction de $1/t_{lim}$ pour $U_0 = 20$ V et pour $T_0 + T_{DC} = 500, 950$K.

Dans un régime de fonctionnement linéaire, une gestion thermique astucieuse de la source permet d'augmenter le rendement de la source. Cela peut se faire en isolant thermiquement la face inférieure du substrat afin de pouvoir augmenter la température de la source sans apport supplémentaire d'énergie. Ceci peut être réalisé en posant la source et son substrat sur des piliers faits dans un matériau conduisant mal la chaleur de façon à suspendre le substrat.

3.3.3 Fréquence de modulation

La Fig.3.3 nous permet de conclure que, quel que soit le régime harmonique ou impulsionnel, de faibles fréquences de modulation aboutiront à un meilleur rendement.

Dans le cas du régime harmonique, l'Eq.(3.20) donne directement la décroissance du rendement en $\omega_{\text{th}}^{-1/2}$. Pour le régime impulsionnel, bien que la dépendance ne soit pas aussi évidente du fait de la définition de t_{lim}, les estimations numériques montrent une décroissance du rendement avec la fréquence de modulation similaire au régime harmonique.

> Dans un régime linéaire, le rendement des sources n'est pas affecté par le type de modulation appliquée, pulsée ou harmonique. Il se dégrade avec l'augmentation de la fréquence de modulation.

3.4 Régime non-linéaire

Intéressons-nous à un régime de chauffage dans lequel la linéarisation faite en Sec.3.3 n'est plus valable, de sorte qu'il est possible de tirer profit au maximum de la non-linéarité de la loi de Planck en la température. On revient donc aux définitions données en Eqs.(3.8) et (3.7). On compare en Fig.3.4 les valeurs du rendement calculé numériquement dans un régime où la linéarisation est valable (en pointillés, calculées avec les Eqs.(3.21) et (3.22)) et avec les formules complètes (en traits pleins, calculées avec les Eqs.(3.8) et (3.7)) dans un régime de modulation harmonique (Fig.3.4a) et impulsionnel (Fig.3.4b).

3.4.1 Cas du régime de modulation harmonique

Les résultats en Fig.3.4a montrent le rendement de la source soumise à une tension sinusoïdale d'amplitude $U_0 = 20$ V, induisant un échauffement DC tel que $T_0 + T_{\text{DC}} = 724$ K. On regarde le rendement pour 2 longueurs d'onde (donc pour 2 métasurfaces différentes, l'une ayant un pic unique d'émissivité à 5.1 µm et l'autre à 2 µm), et ce pour différentes fréquences de modulation.

On voit que le rendement calculé avec les formules linéarisées est conforme à celui calculé sans linéarisation pour des fréquences de modulation élevées, comme on pouvait s'y attendre. En effet, plus la modulation est rapide, moins l'échauffement est élevé, par conséquent, la linéarisation sera d'autant plus justifiée. Pour 5.1 µm, on ne constate aucune différence notable entre régime linéarisé ou non, alors que pour des longueurs d'onde plus courtes, on constate un gain dans le rendement pour un régime non linéaire. Les niveaux d'échauffement sont présentés en Fig.3.4c où on voit le comportement en $\omega_{\text{th}}^{-1/2}$. Ces températures ont été calculées avec 8 W de puissance fournie pour chauffer une surface $L_s^2 = 10^{-8}\text{m}^2$.

> Dans le cas d'une modulation harmonique de la source, pour des niveaux de températures inférieurs à 1000 K (limite imposée par les matériaux qui la constituent), l'émission dans le MIR se fait dans un régime où les expressions linéarisées du rendement sont valables.

3.4.2 Cas du régime de modulation pulsée

En régime pulsé, on constate cependant une plus nette différence au niveau des niveaux de température atteints (Fig.3.4d, valeurs obtenues pour des créneaux de tension de $U_0 = 50$ V) avec des échauffements maximaux pouvant dépasser des 1000 K pour de longues

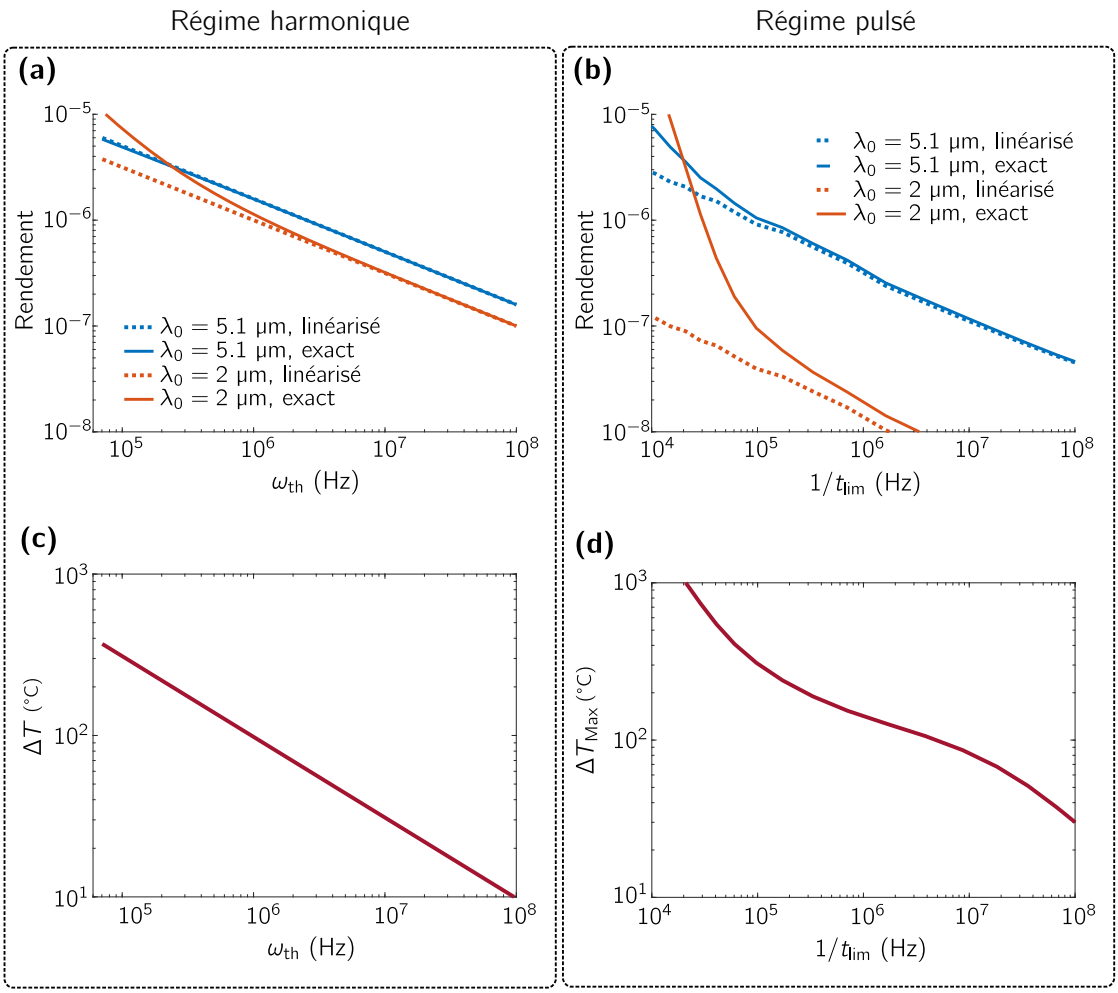


Figure 3.4 – **a)** : Rendement de la source en fonction de la fréquence de modulation selon les définitions données en Eq.(3.7) (exacte) et Eq.(3.22) (linéarisée) dans le cas d'une modulation harmonique à $U_0 = 20$ V conduisant à un échauffement tel que $T_0 + T_{DC} = 724$ K. **b)** : Rendement de la source en fonction de $1/t_{lim}$ selon les définitions données en Eq.(3.8) (exacte) et Eq.(3.21) (linéarisée) pour une modulation par trains d'impulsions à $U_0 = 50$ V et pour $T_0 + T_{DC} = 500$ K. **c)** et **d)** : Échauffement induits pour chacun de ces cas, pour une modulation harmonique et impulsionnelle respectivement.

impulsions de tension. Cet échauffement maximal peut être estimé avec un bilan d'énergie simplifié. En supposant une diffusion unidimensionnelle, un volume $L_s^2 \delta z$ de substrat sera chauffé, $\delta z \sim \sqrt{D_{sub} t_{stop}}$ étant la profondeur typique de diffusion de la chaleur pendant le temps de chauffe. Un bilan d'énergie simplifié sur ce volume de substrat donne $P_{elec} t_{stop} = \rho C_p \delta z f L_s^2 \Delta T_{Max}$, d'où

$$\Delta T_{Max} \sim \frac{P_{elec} \sqrt{t_{stop}}}{\rho C_p f L_s^2 \sqrt{D_{sub}}}. \tag{3.23}$$

Comme attendu, l'échauffement maximum augmente avec la durée de chaque impulsion. Par conséquent, l'effet de non-linéarité sera plus prononcé dans un tel régime pulsé. L'estimation numérique du rendement de la source dans ce régime de modulation pulsé en fonction de la période de répétition des impulsions est représenté en Fig.3.4b. Nous constatons que la forme linéarisé du rendement sous-estime sa valeur, en particulier pour de longueurs d'onde courtes. On voit alors que pour le régime de modulation pulsée, notre source aura un meilleur rendement si la surface émettrice est rendue faible, ce qui se traduit par une densité de puissance apportée par unité de surface plus importante, par

conséquent par un échauffement important de la source.

Enfin, il est intéressant de noter un point important différenciant les régimes de modulation harmonique et pulsé. La Fig.3.4c a été obtenue avec une valeur efficace de puissance électrique délivrée de 8 W alors que la puissance électrique prise pour tracer la Fig.3.4d ne dépassait pas 1 W. Ainsi, dans le régime de modulation par impulsion, on peut obtenir des niveaux d'échauffements - par conséquent, des puissances instantanées maximales émises - comparables à ceux obtenus pour un régime harmonique, mais pour des puissances efficaces fournies beaucoup plus faibles.

Dans un régime de fonctionnement non-linéaire (i.e. où les niveaux d'échauffements de la source sont trop importants pour que la linéarisation de la loi de Planck en la température soit valide), il est avantageux de réduire la surface émettrice et de la faire fonctionner en régime de modulation pulsée. Son rendement sera amélioré : à puissance d'entrée égale, les niveaux de signal utile seront plus importants que pour une modulation harmonique de la source. Il faudra cependant veiller à la survie des matériaux utilisés à des échauffements pouvant approcher le millier de degrés.

3.5 Comparaison du rendement de plusieurs sources

À la lumière de l'étude présentée dans ce chapitre, estimons maintenant le rendement de la source présentée au Chapitre 2. Dans le régime de fonctionnement choisi, les échauffements ont été expérimentalement estimés par une mesure de résistance électrique et présentées en Eq.(2.38) à 20 kHz. À cette fréquence de modulation, le régime linéaire vu en Sec.3.3 s'applique. Puisque l'échauffement T_{AC} est d'autant plus faible que la fréquence de modulation est élevée (vu en Sec.2.3.2), le régime linéaire continue à s'appliquer pour des fréquences de modulation supérieures. Nous choisissons donc la définition du rendement proposée en Eq.(3.22).

En simplifiant le spectre d'émissivité polarisée TE à une émissivité spectralement plate entre $[4.5, 6.5]$ µm égale à 0.6 et nulle ailleurs, le contraste dans la puissance émise par la source vaut $2.9 \times 10^{-6}\,\mathrm{W/sr}$ à 20 kHz et $8.9 \times 10^{-8}\,\mathrm{W/sr}$ à 20 MHz. Une mesure de la résistance de la source donne 36 Ω pour une tension de 20 V crête-à-crête appliquée à ses bornes : la puissance fournie est alors estimée à 1.3 W. De là, nous estimons que le rendement de la source vaut

$$\begin{aligned} \rho\left(\omega_{\mathrm{th}} = 20\,\mathrm{kHz}\right) &= 6.9 \times 10^{-6}, \\ \rho\left(\omega_{\mathrm{th}} = 20\,\mathrm{MHz}\right) &= 2.2 \times 10^{-7}. \end{aligned} \tag{3.24}$$

Comparée aux autres sources incandescentes proposées récemment dans la littérature et présentées dans l'introduction (Chapitre 1, Tab.1.1), la métasurface incandescente proposée se positionne de façon satisfaisante en terme de puissance émise, de robustesse et de fréquence de modulation. Un tableau comparatif est proposé en Tab.3.1. Nous pouvons comparer ces valeurs à celles de plusieurs autres sources, incandescentes ou LEDs, présentées en Tab.3.2. L'ordre de grandeur obtenu est comparable à celui des LEDs commerciales avec l'avantage d'une source plus robuste (aucun contrôle de température n'est nécessaire pour garantir son bon fonctionnement). Les conclusions tirées tout au long de l'étude menée dans ce chapitre constituent des solutions pour améliorer le rendement des sources incandescentes ultra fines à modulation de température par conduction vers un substrat froid.

Référence	**Type de modulation**	**Gamme spectrale**	**Émissivité moyennée sur la gamme spectrale**	**Taille de l'émetteur**	**Puissance émise utile par unité de surface ($W/m^2/sr$)**	**Puissance émise utile (W/sr)**	**Fréquence maximale de modulation**	**Conditions de fonctionnement**
[Inoue et al., 2014]	Modulation de l'émissivité	MIR [9, 9.3] µm	$\Delta\epsilon = 0.5$	$1.8 \times 1.8\,mm^2$	8.8 @500 K	$2.8\,10^{-5}$	600 kHz	chauffage $< 250°C$
[Kang et al., 2019]	Modulation de l'émissivité	MIR [3.9, 4.2] µm	$\Delta\epsilon = 0.15$ (polarisée)	$1.8 \times 1.8\,mm^2$	59 @800 K	$1.9\,10^{-4}$	50 kHz	chauffage $< 550°C$
[Mori et al., 2014]	Modulation de température	NIR [1, 1.5] µm	$\epsilon = 1$	$40 \times 1.5\,\mu m^2$	0.2 @600 K	$1.2\,10^{-11}$	1 GHz (exp.) 10 GHz (th.)	Vide poussé, utilisation d'un microscope, couplage à fibre optique multimode
[Miyoshi et al., 2018]	Modulation de température	NIR [1.1, 1.5] µm	$\epsilon = 0.02$ /couche	$1 \times 1\,\mu m^2$	0.13 @750 K	$1.3\,10^{-13}$	5 GHz	Vide poussé, utilisation d'un microscope, couplage à fibre optique multimode, émetteur encapsulé
[Kim et al., 2018]	$T(t)$	Visible + NIR [0.4, 1.6] µm	$\epsilon = 0.02$ /couche	$3 \times 5\,\mu m^2$	$1.7\,10^3$ @2800 K	$2.6\,10^{-8}$	3 GHz (exp.) 10 GHz (th.)	Emetteur encapsulé
[Shiue et al., 2019]	Modulation de température	NIR [1.4, 1.6] µm	$\epsilon = 0.07$	$6 \times 1\,\mu m^2$	$1.8\,10^3$ @2000 K	$1.1\,10^{-8}$	1 GHz	Emetteur encapsulé
[Brar et al., 2015]	Modulation de l'émissivité	MIR [6.7,8] µm	$\Delta\epsilon = 0.02$ (polarisé)	$70 \times 70\,\mu m^{-2}$	4.8 @550 K	$2.3\,10^{-8}$	1 kHz	Vide poussé
[Barnard et al., 2016]	Modulation de température	MIR [2, 12] µm	$\epsilon = 0.1$	$500 \times 500\,\mu m^2$	104 @530 K	$2.6\,10^{-5}$	5 GHz	
[Wojszvzyk et al., 2021]	Modulation de température	MIR [4.5, 6.5] µm	$\epsilon = 0.4$	$100 \times 100\,\mu m^2$	286 @550 K	$2.8\,10^{-6}$	20 MHz	chauffage < 650 °C

Table 3.1 – Tableau comparatif entre différentes sources incandescentes à modulation de température ou d'émissivité.

Référence	**Type de source**	**Gamme spectrale**	**Émissivité moyenne**	**Taille de l'émetteur**	**Fréq. max. modulation**	**Cond. de fonctionnement**	**Rendement estimé**
LED (Mirdog)	Électroluminscence, LED commerciales IoffeLED, LED53TO8TEC Sr/Su/Cy	MIR [3.7, 5.2] µm	LED		50 MHz	contrôle strict de la température	$8\,10^{-5}$
[Abell et al., 2014]	Électroluminscence (LED à cascade interbande)	MIR [3, 3.5] µm	LED	50-400 μm^2	non étudié		0.15
[Hildenbrand et al., 2010]	Membranes chaudes suspendues (MEMS), modulation de température	MIR [3, 10] µm	$\epsilon = 0.5$	$3 \times 3\,mm^2$	10 Hz	Supporte un chauffage à au moins 750°C	0.81 @10Hz
[Inoue et al., 2014]	Incandescence, cristal photonique et puits quantiques, modulation d'émissivité	MIR [9, 9.3] µm	$\Delta\epsilon = 0.5$	$1.8 \times 1.8\,mm^2$	600 kHz	chauffage $< 250°C$	$2.4\,10^{-4}$ @10kHz (surestimé car ne prend pas en compte le chauffage DC du substrat)
[Barnard et al., 2016]	Incandescence, graphène encapsulé chauffé électriquement	MIR [2, 12] µm	$\epsilon = 0.1$	$500 \times 500\,\mu m^2$			$8.1\,10^{-6}$ @1kHz
[Mori et al., 2014]	Incandescence, nanotubes de graphène chauffés électriquement	NIR [1, 1.5] µm	$\epsilon \sim 1$	$40 \times 1.5\,\mu m^2$	1 GHz (exp.) 10 GHz (th.)	Vide poussé, microscope, fibre optique multimode	$\sim 10^{-6}$ @600K (surestimé car rendement estimé en régime DC)
[Lawton et al., 2014]	Incandescence, graphène multicouche non-encapsulé chauffé électriquement	MIR [2, 12] µm	$\epsilon \sim [0.06, 0.1]$	$500 \times 500\,\mu m^2$	200 kHz	Vide à 10^{-5} bar	$1\,10^{-6}$ @1kHz
[Wojszvzyk et al., 2021]	Incandescence, métasurface incandescente, modulation de température	MIR [4.5, 6.5] µm	$\epsilon = 0.4$	$100 \times 100\,\mu m^2$	20 MHz	chauffage $< 650°C$	$7.5\,10^{-6}$ @20kHz

Table 3.2 – Tableau comparatif de différents types de sources (incandescentes, électroluminescentes) émettant dans le MIR avec leur rendement estimé.

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous proposons plusieurs définitions du rendement de sources incandescentes à modulation de température reposant sur un substrat froid. Nous montrons qu'une augmentation de la fréquence de modulation de la température entraîne nécessairement une baisse du rendement de la source et nous discutons des paramètres sur lesquels il est possible de jouer pour améliorer le rendement de ce type de sources.

Le modèle que nous avons proposé repose sur deux éléments principaux. Le premier est l'utilisation de la loi de Kirchhoff généralisée permettant de calculer le flux émis par un corps avec un champ de température non uniforme et instationnaire. Le deuxième est la connaissance du champ de température dans le substrat et son évolution temporelle. Grâce à cela, nous avons pu analyser les facteurs influençant le rendement de notre source.

Nous avons vu que, bien que la dégradation de ses performances avec une augmentation de la fréquence de modulation (que la modulation soit harmonique ou pulsée) est inévitable, il existe des paramètres qui vont nous permettre d'augmenter ce rendement.

Dans un régime de fonctionnement linéaire (i.e. où les niveaux d'échauffement sont suffisamment faibles pour que l'expression linéarisée du rendement soit valable), à puissance électrique fournie égale, la puissance émise ne dépend pas de la surface émettrice. Cependant, un paramètre important est l'élévation de température stationnaire T_{DC} due à la puissance efficace délivrée. En régime de modulation harmonique ou pulsée, le signal émis et le rendement augmentent avec un T_{DC} plus élevé (qui rendra par ailleurs l'approximation linéaire d'autant plus légitime). Ainsi, il est toujours avantageux de maximiser ce paramètre, ce qui peut être fait en augmentant la résistance thermique du substrat en le posant sur piliers par exemple. Cela induit un T_{DC} sans pour autant demander un apport supplémentaire d'énergie en entrée. Il faut néanmoins veiller à ce que les niveaux d'échauffement atteints soient compatibles avec les matériaux utilisés. Dans ce régime linéaire, les modulations harmonique ou pulsée conduisent à des rendements similaires. Notons cependant qu'à niveau de signal modulé égal, le régime de modulation pulsé demande une puissance moyenne en entrée moins élevée (gain de pratiquement un ordre de grandeur) qu'en régime harmonique.

Dans un régime de fonctionnement non-linéaire (i.e. lorsque les échauffements sont tels que la linéarisation n'est plus valable), le rendement devient meilleur car il est possible de tirer partie de la non-linéarité de la loi de Planck par rapport à la température. Cette amélioration du rendement est d'autant meilleure pour de faibles longueurs d'onde. Pour entrer dans ce régime non-linéaire, une solution simple est de diminuer la surface de la source, à puissance en entrée fixe.

Ce travail a conduit à une publication ([Nguyen and Greffet, 2022]).

Chapitre 4

Développement d'un polarimètre de Stokes dans le moyen infrarouge

Dans la suite de ce manuscrit, nous nous intéressons à la caractérisation de l'état de polarisation d'un rayonnement MIR. Précédemment, nous avons caractérisé une source émettant sélectivement dans le MIR présentant un dichroïsme linéaire. La mise au point d'une source incandescente présentant une émission polarisée linéairement est un fait remarquable : la métasurface utilisée comme source est équivalente à un système optique complet (source incandescente classique non polarisée et à large spectre combinée à un polariseur linéaire dans le MIR) intégré sur une épaisseur bien inférieure au micron. Par ailleurs, la métasurface permet également d'optimiser le rendement de la source, ce que ne permet pas un système optique classique peu efficace. Ce dernier est en effet limité par un rayonnement de corps noir dont la majeure partie est en-dehors de la bande spectrale d'intérêt et plus de la moitié de la puissance utile émise est perdue par passage à travers un polariseur linéaire. Il serait intéressant de disposer de sources MIR émettant avec un dichroïsme circulaire, i.e. présentant un contraste entre émission polarisée circulaire gauche et droite. En effet, les rayonnements polarisés circulairement ou présentant un fort dichroïsme circulaire sont beaucoup plus rares dans la nature, ce qui présente des avantages en termes d'amélioration de contraste dans la détection MIR par exemple. C'est l'objectif que nous nous fixons : fabriquer et caractériser une source émettant dans le MIR avec un fort dichroïsme circulaire. Dans la mesure du possible, pour des applications potentielles en termes de télécommunication, cette source devrait être modulable rapidement et présenter un rendement maîtrisé.

Le chapitre qui suit présente une étude préliminaire indispensable : la mise au point d'un instrument de mesure performant permettant de caractériser l'état de polarisation d'un rayonnement MIR spectralement étendu.

4.1 Mesurer l'état de polarisation d'un rayonnement

4.1.1 Fondements

L'état de polarisation d'une onde plane monochromatique de vecteur d'onde k_0 se propageant dans le sens $+z$ dans le vide et complètement polarisée est usuellement décrit par son ellipse de polarisation. Les composantes transverses du champ électrique s'écrivent

$$\begin{aligned} E_x(z,t) &= E_{x,0}\cos(\omega t - k_0 z + \delta_x) \\ E_y(z,t) &= E_{y,0}\cos(\omega t - k_0 z + \delta_y) \end{aligned} \tag{4.1}$$

où $E_{x,0}, E_{y,0}$ sont les amplitudes des champs selon x et y et δ_x, δ_y sont les phases de chacune des composantes. La relation suivante est vraie à tout instant :

$$\frac{E_x^2}{E_{x,0}^2} + \frac{E_y^2}{E_{y,0}^2} - 2\frac{E_x}{E_{x,0}}\frac{E_y}{E_{y,0}}\cos(\delta) = \sin^2\delta, \tag{4.2}$$

où $\delta = \delta_y - \delta_x$. Il s'agit de l'équation générale d'une ellipse d'axes principaux tournés par rapport au repère orthonormé (x, y). Ainsi, à tout instant, le champ électrique peut être décrit par un vecteur dont la pointe se déplace le long de cette ellipse. Il est possible de paramétrer cette ellipse selon 2 angles : l'orientation de l'ellipse ou azimut (ψ) et son ellipticité (χ) définis par

$$\tan(2\psi) = \frac{2E_{0,x}E_{0,y}\cos\delta}{E_{0,x}^2 - E_{0,y}^2}, \quad 0 \leqslant \psi \leqslant \pi \tag{4.3}$$

$$\sin(2\chi) = \frac{2E_{0,x}E_{0,y}\sin\delta}{E_{0,x}^2 + E_{0,y}^2}, \quad \tan(\chi) = \pm\frac{b}{a}, \quad -\pi/4 \leqslant \chi \leqslant \pi/4 \tag{4.4}$$

où a et b (grandeurs positives) sont les grand et petit axe de l'ellipse respectivement. Le sens de parcours de l'ellipse est décrit par le signe de $\sin(2\chi)$, i.e. par le signe de $\sin\delta$ ou de façon équivalente par le signe du rapport d'axes de l'ellipse b/a ($+$ pour une rotation dans le sens horaire, $-$ pour le sens anti-horaire). Pour $\delta \in [-\pi, \pi]$, $\delta > 0$ indique une avance de phase de la composante selon y par rapport à la composante selon x correspondant à un parcours de l'ellipse dans le sens horaire, donc d'une polarisation elliptique droite. Ces paramètres définissent entièrement l'ellipse de polarisation, représentée en Fig.4.1a.

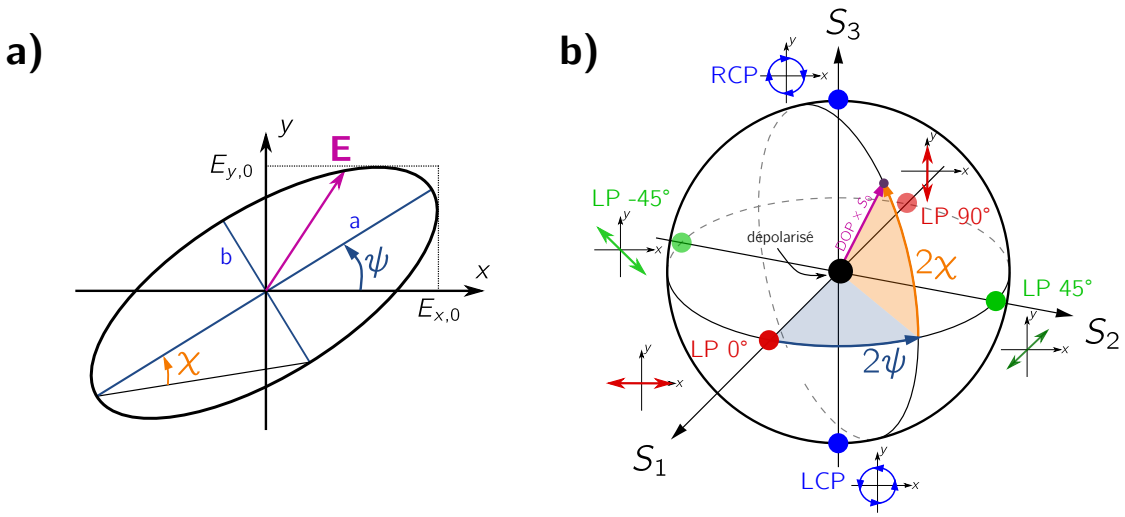


Figure 4.1 – **a)** Ellipse de polarisation, utilisée pour décrire l'état de polarisation d'un rayonnement complètement polarisé. **b)** États de polarisation canonique sur la sphère de Poincaré.

L'ellipse de polarisation ne permet pas de représenter l'état de polarisation d'une lumière partiellement ou non polarisée pour laquelle $E_{0,x}, E_{0,y}, \delta$ fluctuent aléatoirement. Dans le cas d'une lumière partiellement ou non polarisée, le champ est un processus aléatoire stationnaire, on utilise alors le formalisme de Stokes-Mueller. Il permet de décrire l'état de polarisation à partir de quantités mesurables expérimentalement, à savoir des mesures de flux optiques par un détecteur. [Stokes, 1852] montre que 4 paramètres suffisent à décrire complètement l'état de polarisation de tout rayonnement même partiellement polarisé. Ces éléments sont conventionnellement regroupés dans un vecteur à 4 composantes appelé vecteur de Stokes

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_0 & S_1 & S_2 & S_3 \end{pmatrix}^T \tag{4.5}$$

dont les composantes valent

$$\begin{aligned} S_0 &= \langle E_{x,0}^2 \rangle + \langle E_{y,0}^2 \rangle \propto \mathcal{I}_x + \mathcal{I}_y = \mathcal{I}_{\text{tot}} \\ S_1 &= \langle E_{x,0}^2 \rangle - \langle E_{y,0}^2 \rangle \propto \mathcal{I}_x - \mathcal{I}_y \\ S_2 &= 2 \langle E_{x,0} E_{y,0} \cos\delta \rangle \propto \mathcal{I}_{45} - \mathcal{I}_{-45} \\ S_3 &= 2 \langle E_{x,0} E_{y,0} \sin\delta \rangle \propto \mathcal{I}_{\text{RCP}} - \mathcal{I}_{\text{LCP}}, \end{aligned} \tag{4.6}$$

$\langle \cdot \rangle$ désignant une moyenne statistique. $\mathcal{I}_{\text{tot}}$ désigne l'intensité totale transmise à travers le PSA, $\mathcal{I}_{x,y}$ l'intensité du rayonnement polarisé linéairement selon la direction x et y respectivement, $\mathcal{I}_{45,-45}$ l'intensité du rayonnement polarisé linéairement selon la direction oblique orientée à 45° et -45° respectivement et $\mathcal{I}_{\text{RCP,LCP}}$ l'intensité du rayonnement polarisé circulairement avec hélicité négative/positive respectivement [1].

S_0 est proportionnel à l'intensité lumineuse totale $\mathcal{I}_{\text{tot}} = \epsilon_0 c S_0/2$ (on omet le facteur de proportionnalité dans les égalités de droite dans Eq.(4.6)), S_1 décrit la différence d'intensité lumineuse mesurée avec un polariseur linéaire horizontal par rapport à un polariseur linéaire vertical (dichroïsme linéaire horizontal/vertical), S_2 décrit la différence d'intensité lumineuse mesurée avec un polariseur linéaire tourné à 45° par rapport à celle mesurée avec un polariseur linéaire à -45° (dichroïsme linéaire selon la direction à 45°) et S_3 décrit la différence d'intensité mesurée avec un polariseur circulaire droit par rapport celle mesurée avec un polariseur circulaire gauche (dichroïsme circulaire). Le vecteur de Stokes est tel que

$$S_0^2 \geqslant S_1^2 + S_2^2 + S_3^2, \tag{4.7}$$

l'égalité étant atteinte pour une lumière complètement polarisée. Le vecteur de Stokes normalisé par rapport à la première composante s'écrit

$$\mathbf{S}_N = \left(\frac{S_1}{S_0}, \quad \frac{S_2}{S_0}, \quad \frac{S_3}{S_0} \right)^T. \tag{4.8}$$

Une quantité importante est également encodée dans le vecteur de Stokes : le degré de polarisation du rayonnement

$$\text{DOP} = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \tag{4.9}$$

qui décrit la fraction polarisée de la lumière et $1 - \text{DOP}$ la fraction non-polarisée. On peut montrer [Stokes, 1852] que le vecteur de Stokes peut s'écrire comme la somme d'une partie totalement polarisée et d'une partie totalement dépolarisée par

$$\mathbf{S} = \mathbf{S}_{\text{pol}} + \mathbf{S}_{\text{unpol}} = \begin{pmatrix} \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} + (1 - \text{DOP}) \begin{pmatrix} S_0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \tag{4.10}$$

L'état de polarisation d'un rayonnement peut être représenté visuellement et mathématiquement par un point à l'intérieur ou à la surface d'une sphère de rayon unité appelée sphère de Poincaré. Tout état de polarisation peut être placé à l'intérieur de ou sur cette sphère. Des Eqs.(4.8) et (4.7), on déduit qu'un rayonnement complètement polarisé est représenté par un point sur la sphère unité dont les coordonnées sont données par les composantes

1. On se place du point de vue du récepteur regardant vers la source. Un champ décrit par un vecteur dont la pointe tourne dans le sens anti-horaire dans le temps sera qualifié de polarisé circulaire gauche (LCP) et de circulaire droit (RCP) si la rotation se fait dans le sens horaire.

du vecteur de Stokes normalisé $\mathbf{S}_N$. Les paramètres de l'ellipse de polarisation évoqués en Eqs.(4.3),(4.4) se traduisent directement sur la sphère comme représenté en Fig.4.1b. Un état partiellement polarisé est positionné à l'intérieur strictement de la sphère. Cette représentation est utile en polarimétrie pour représenter un instrument d'analyse d'état de polarisation par exemple. Nous en ferons usage dans la suite.

Nous nous plaçons dans la suite de ce chapitre dans le formalisme de Stokes, particulièrement adapté à la description d'un polarimètre. Dans ce chapitre, il s'agit de mettre au point un polarimètre permettant de mesurer le vecteur de Stokes (appelé polarimètre de Stokes) d'un rayonnement MIR, couvrant plus particulièrement la gamme spectrale entre 3 et 7.7 µm, soit entre 1300 et 3333 cm^{-1}. L'objectif que nous nous fixons est la possibilité de mesurer l'état de polarisation d'un rayonnement à large spectre tout en effectuant le moins de manipulations possible. Il s'agit aussi de construire un polarimètre de Stokes permettant une maîtrise rigoureuse des incertitudes sur le vecteur de Stokes déduit des mesures.

4.1.2 Principe d'un polarimètre de Stokes

Un polarimètre de Stokes permet de mesurer les quatre composantes du vecteur de Stokes $\mathbf{S}$ caractérisant l'état de polarisation du rayonnement incident. Dans le visible et l'infrarouge, un tel polarimètre est constitué d'au moins un analyseur d'état de polarisation (appelé PSA pour *Polarization State Analyzer* par la suite) et d'au moins un détecteur sensible à l'intensité du rayonnement. Un PSA est typiquement constitué d'un ou plusieurs éléments optiques sensibles à la polarisation de la lumière tels que des polariseurs et des retardateurs. Un état d'analyse de polarisation est défini par l'ensemble des paramètres qui caractérisent la réponse polarimétrique des éléments optiques constituant le PSA. En l'occurrence, l'orientation des éléments optiques et le retard des retardateurs définissent un état d'analyse particulier. Ainsi l'action d'un PSA peut être caractérisée par un ensemble d'états d'analyse qu'il peut produire, ensemble qu'on regroupera par la suite sous le terme d'*état* du PSA. Dans le cas monochromatique, il est possible d'effectuer des mesures conduisant directement à chaque paramètre de Stokes en utilisant un polariseur linéaire et une lame à retard, quart d'onde à la longueur d'onde de travail (voir Sec.4.1.3). Toutefois, en pratique, il est rarement possible de travailler avec ce retard précis, notamment lorsqu'on manipule des sources à spectre large. Nous allons voir qu'il est possible de déterminer avec précision l'état de polarisation d'un rayonnement polychromatique avec ces mêmes éléments optiques. L'un des intérêts de la méthode que nous avons développée est de pouvoir fonctionner sur une large gamme spectrale.

Pour un état indicé j du PSA, la lumière analysée est transmise à travers le PSA et l'intensité de l'onde transmise est notée $\mathcal{I}_j$. À l'aide d'un détecteur, on mesure un flux $S_e\mathcal{I}_j$ où S_e est la surface de la pupille d'entrée du système qui collecte le flux. En veillant à avoir un S_e identique pour toutes les mesures, celles-ci seront donc proportionnelles à $\mathcal{I}_j$. La présence de ce facteur de proportionalité n'a pas d'impact sur le vecteur de Stokes normalisé par rapport à la première composante $\mathbf{S}_N$. Par la suite, on désignera les flux détectés par $\mathcal{I}_j$. Une façon compacte de voir cela est de considérer que le processus de mesure par le PSA est une projection du vecteur de Stokes sur un état de polarisation représentant le PSA dans l'état j :

$$\mathcal{I}_j = \mathbf{W}_j^T \mathbf{S} \tag{4.11}$$

où $\mathbf{W}_j$ est un vecteur à 4 composantes décrivant l'état du PSA sur lequel $\mathbf{S}$ est projeté. Comme nous avons 4 inconnues, il faut au moins 4 mesures pour obtenir un système d'au moins quatre équations du type de l'Eq.(4.11). Nous notons M le nombre de mesures effectuées ou nombre d'états du PSA. Le PSA peut alors être représenté par une matrice de taille $M \times 4$, matrice dont la j-ème ligne vaut $\mathbf{W}_j^T$. La matrice $\mathbf{W}$ regroupant les états du

PSA sera appelée *matrice d'analyse d'états de polarisation* par la suite. Les M flux mesurés peuvent également être regroupés dans un vecteur colonne $\boldsymbol{\mathcal{I}}$ de façon à ce que le système s'écrive :

$$\underbrace{\begin{pmatrix}\mathcal{I}_1\\ \vdots \\ \mathcal{I}_M\end{pmatrix}}_{\boldsymbol{\mathcal{I}}} = \underbrace{\begin{pmatrix}(\mathbf{W}_1)_0 & (\mathbf{W}_1)_1 & (\mathbf{W}_1)_2 & (\mathbf{W}_1)_3\\ \cdots & & & \\ \cdots & & & \\ (\mathbf{W}_M)_0 & (\mathbf{W}_M)_1 & (\mathbf{W}_M)_2 & (\mathbf{W}_M)_3\end{pmatrix}}_{\mathbf{W}} \underbrace{\begin{pmatrix}S_0\\ S_1\\ S_2\\ S_3\end{pmatrix}}_{\mathbf{S}} \tag{4.12}$$

soit, de façon compacte,

$$\boldsymbol{\mathcal{I}} = \mathbf{W}\mathbf{S}. \tag{4.13}$$

Quand $M = 4$, la solution s'écrit simplement $\mathbf{S} = \mathbf{W}^{-1}\boldsymbol{\mathcal{I}}$ où $\mathbf{W}$ doit être non-singulière pour que le problème ne soit pas sous-déterminé. Si un plus grand nombre d'états de projection sont utilisés, l'Eq.(4.13) n'admet généralement pas de solution. On peut cependant résoudre le système au sens des moindres carrés, i.e. trouver $\mathbf{S}$ minimisant $\|\mathbf{W}\mathbf{S} - \boldsymbol{\mathcal{I}}\|$ où $\|\cdot\|$ désigne la norme euclidienne. Nous garderons cette norme par la suite ainsi que la norme matricielle subordonnée $\|\mathbf{W}\| = \sup_{x\neq 0}\|\mathbf{W}x\|/\|x\| = \sigma_{\text{Max}}(\mathbf{W})$, où σ_{Max} est la plus grande valeur singulière de $\mathbf{W}$. On pourra se référer à [Stoer and Bulirsch, 2002] pour davantage de détails. La solution au problème formulé selon le problème des moindres carrés linéaires s'écrit

$$\hat{\mathbf{S}} = \mathbf{W}^{+}\boldsymbol{\mathcal{I}}, \tag{4.14}$$

où $\mathbf{W}^{+} = \left(\mathbf{W}^T\mathbf{W}\right)^{-1}\mathbf{W}^T$ est le pseudo-inverse de Moore-Penrose de $\mathbf{W}$ [Foreman and Goudail, 2019]. Dans la situation idéale où toutes les quantités en jeu seraient parfaitement connues sans aucune incertitude ni bruit affectant les mesures, $\hat{\mathbf{S}}$ est la solution du problème au sens des moindres carrés linéaire.

4.1.3 Le PSA canonique à 4 états, un cas d'école pour analyser l'état de polarisation d'une lumière monochromatique sans aucune source de bruit

Une procédure classique pour mesurer le vecteur de Stokes d'un rayonnement monochromatique consiste en 4 mesures séquentielles. Trois intensités sont mesurées en introduisant un retardateur (quart d'onde à la longueur d'onde considérée) suivi d'un polariseur linéaire entre la source émettant le rayonnement dont on veut connaître la polarisation et le détecteur. Le retardateur et le polariseur sont tournés d'un même angle $\theta_{\text{C}} = \theta_{\text{P}}$ par rapport à une référence commune prise par exemple selon l'axe des x. En faisant 3 mesures à $\theta_{\text{C,P}} = 0°, 90°, 45°$ notées $\mathcal{I}_{\theta_{\text{C}},\theta_{\text{P}}}$, nous avons accès des combinaisons linéaires des 3 premières composantes du vecteur de Stokes. En utilisant leur définition en Eq(4.6) et en corrigeant par le produit des taux de transmission du polariseur et du retardateur, on a :

$$\begin{aligned}\mathcal{I}_{0°,0°} &= \frac{1}{2}\left(S_0 + S_1\right)\\ \mathcal{I}_{90°,90°} &= \frac{1}{2}\left(S_0 - S_1\right)\\ \mathcal{I}_{45°,45°} &= \frac{1}{2}\left(S_0 + S_2\right).\end{aligned} \tag{4.15}$$

Une dernière mesure permet de déduire S_3 en introduisant un angle relatif entre retardateur et polariseur :

$$\mathcal{I}_{-45°,0°} = \frac{1}{2}\left(S_0 + S_3\right). \tag{4.16}$$

Ainsi, toutes les composantes du vecteur de Stokes s'en déduisent facilement :

$$\begin{aligned} S_0 &= \mathcal{I}_{0°,0°} + \mathcal{I}_{90°,90°} \\ S_1 &= \mathcal{I}_{0°,0°} - \mathcal{I}_{90°,90°} \\ S_2 &= 2\mathcal{I}_{45°,45°} - \mathcal{I}_{0°,0°} - \mathcal{I}_{90°,90°} \\ S_3 &= 2\mathcal{I}_{-45°,0°} - \mathcal{I}_{0°,0°} - \mathcal{I}_{90°,90°}. \end{aligned} \tag{4.17}$$

Notons que cette procédure peut être facilement retrouvée avec le formalisme matriciel précédent. En écrivant les matrices de Mueller d'un polariseur et d'une quart d'onde parfaite (le détail du calcul de la matrice carrée qui suit est donné en Eq.(4.28)), on a

$$\begin{pmatrix} \mathcal{I}_{0°,0°} \\ \mathcal{I}_{90°,90°} \\ \mathcal{I}_{45°,45°} \\ \mathcal{I}_{-45°,0°} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix}. \tag{4.18}$$

Le vecteur de Stokes est alors directement donné en calculant l'inverse de la matrice carrée décrivant le PSA que nous avons fabriqué :

$$\begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & -1 & 2 & 0 \\ -1 & -1 & 0 & 2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathcal{I}_{0°,0°} \\ \mathcal{I}_{90°,90°} \\ \mathcal{I}_{45°,45°} \\ \mathcal{I}_{-45°,0°} \end{pmatrix} \tag{4.19}$$

ce qui aboutit exactement à l'Eq.(4.17).

Cette méthode classique est simple et efficace si on souhaite avoir une idée d'un vecteur de Stokes inconnu. Cependant, elle suppose que la lame soit quart d'onde ce qui échoue dès qu'on s'éloigne de la longueur d'onde pour laquelle la lame a été conçue. L'Eq.(4.17) cesse alors d'être applicable dès lors qu'on cherche, comme dans notre cas, à caractériser une source polychromatique. Par ailleurs, les mesures expérimentales sont systématiquement entachées d'incertitudes liées ne serait-ce qu'au bruit de photodétection ou dues à des fluctuations d'intensité de la source. Le traitement précédent ne permet pas de calculer les marges d'erreur affectant l'estimation donnée par l'Eq.(4.17). Nous devons donc affiner notre méthode d'analyse d'état de polarisation et la compléter.

4.1.4 Qualité du PSA : critère du conditionnement de la matrice d'analyse d'état de polarisation

Lors de mesures expérimentales, les intensités mesurées sont des variables aléatoires distribuées autour d'une valeur moyenne, les déviations pouvant être dues aux fluctuations de la puissance émise par la source ou au bruit vu par le détecteur mais aussi dues aux imperfections de l'instrument de mesure même (défauts d'alignement, étapes de calibration successives entachées chacune d'incertitudes, incertitudes sur les propriétés optiques de chacun des éléments constituant l'instrument de mesure ...). Ces erreurs sont prises en compte par l'introduction d'incertitudes $\Delta\boldsymbol{\mathcal{I}}$ et $\Delta\mathbf{W}$ respectivement dans l'Eq.(4.13). Leur présence se traduit par une incertitude $\Delta\mathbf{S}$ sur le vecteur de Stokes par rapport à $\hat{\mathbf{S}}$. Ainsi, la solution en Eq.(4.14) se trouve modifiée en

$$\hat{\mathbf{S}} + \Delta\mathbf{S} = (\mathbf{W} + \Delta\mathbf{W})^{+} (\boldsymbol{\mathcal{I}} + \Delta\boldsymbol{\mathcal{I}}). \tag{4.20}$$

On peut montrer [Stoer and Bulirsch, 2002] que si $\|\mathbf{W}\hat{\mathbf{S}} - \boldsymbol{\mathcal{I}}\|/\|\mathbf{W}\hat{\mathbf{S}}\| \ll 1$, l'incertitude relative sur $\hat{\mathbf{S}}$ est bornée par

$$\frac{\|\Delta\mathbf{S}\|}{\|\hat{\mathbf{S}}\|} \leqslant \kappa \left\{ \frac{\|\Delta\boldsymbol{\mathcal{I}}\|}{\|\boldsymbol{\mathcal{I}}\|} + \frac{\|\Delta\mathbf{W}\|}{\|\mathbf{W}\|} \left[1 + \kappa \frac{\|\mathbf{W}\hat{\mathbf{S}} - \boldsymbol{\mathcal{I}}\|}{\|\mathbf{W}\hat{\mathbf{S}}\|} \right] \right\} \tag{4.21}$$

où

$$\kappa = \text{cond}(\mathbf{W}) = \|\mathbf{W}\| \, \|\mathbf{W}^+\| \geqslant 1 \tag{4.22}$$

est le conditionnement de la matrice $\mathbf{W}$. Pour la norme matricielle que nous utilisons dans la suite, le conditionnement de $\mathbf{W}$ s'écrit

$$\kappa = \sigma_{\text{Max}}(\mathbf{W})/\sigma_{\text{min}}(\mathbf{W}). \tag{4.23}$$

Le conditionnement est donc une quantité importante permettant d'estimer la qualité du PSA. Un bon PSA sera donc tel que $\kappa \sim 1$ afin de minimiser l'incertitude relative sur le vecteur de Stokes $\hat{\mathbf{S}}$.

On voit donc l'importance de choisir judicieusement les M états du PSA sur lesquels projeter le vecteur de Stokes inconnu. Le conditionnement de la matrice d'analyse d'état de polarisation κ sera un indicateur de la qualité du choix des M états de projection, i.e. de la bonne formulation du problème par le choix du système d'équations à résoudre [Isaacson and Keller, 1994, Stoer and Bulirsch, 2002].

Il est également utile de noter que l'Eq.(4.21) fournit une majoration sur la norme euclidienne de $\Delta\mathbf{S}$, en particulier, elle ne discrimine pas les incertitudes relatives sur chacune des composantes prises séparément. Par ailleurs, cette inégalité est issue de nombreuses majorations intermédiaires, ce qui signifie que la borne obtenue peut être considérée comme surestimée par rapport à la réalité.

4.1.5 Qualité du PSA : critère de l'Equally Weighted Variance (EWV)

Une autre figure de mérite introduite par [Sabatke et al., 2000] et largement reprise dans la littérature s'intéresse à la somme des fluctuations sur toutes les composantes de $\hat{\mathbf{S}}$. On note que ce critère suppose $\|\Delta\mathbf{W}\| = 0$, soit une connaissance parfaite de l'instrument de mesure. Dans ce cas,

$$\hat{\mathbf{S}} + \Delta\mathbf{S} = \mathbf{W}^+(\boldsymbol{\mathcal{I}} + \Delta\boldsymbol{\mathcal{I}}), \tag{4.24}$$

où $\Delta\boldsymbol{\mathcal{I}}$ est un vecteur aléatoire à M composantes. Les fluctuations sur les intensités mesurées $\mathcal{I}_j + \Delta\mathcal{I}_j$ sont supposées être décorrélées entre elles, de moyenne nulle et de variance commune σ^2. La matrice de covariance de $\boldsymbol{\mathcal{I}} + \Delta\boldsymbol{\mathcal{I}}$ s'écrit

$$\mathbf{K}_\text{P} = \sigma^2 \mathbb{1}_{M\times M}. \tag{4.25}$$

La variance de la distribution des vecteurs aléatoires $\hat{\mathbf{S}} + \Delta\mathbf{S}$ dépend alors des propriétés de $\mathbf{W}^+$. Notons qu'au vu des Eqs.(4.14) et (4.24), $\Delta\mathbf{S}$ est de moyenne nulle. L'objectif est de trouver le bon $\mathbf{W}^+$ qui permettra de minimiser la variance sur $\hat{\mathbf{S}} + \Delta\mathbf{S}$. En écrivant composante par composante $\Delta\mathbf{S}_i = (\mathbf{W}^+)_{ik}\Delta\boldsymbol{\mathcal{I}}_k$, on voit que les éléments de la matrice de covariance de $\mathbf{S}$ s'écrivent

$$(\mathbf{K}_\text{S})_{ij} = \Delta\mathbf{S}_i\Delta\mathbf{S}_j = \sigma^2 \left(\mathbf{W}^+(\mathbf{W}^+)^\text{T}\right)_{ij}. \tag{4.26}$$

L'Equally Weighted Variance (EWV) est un critère s'intéressant à la somme des variances de chacune des composantes du vecteur de Stokes, définie comme [Foreman and Goudail, 2019]

$$\text{EWV} = \text{Tr}(\mathbf{K}_\text{S}) = \sigma^2 \text{Tr}\left(\mathbf{W}^+ \left(\mathbf{W}^+\right)^T\right). \tag{4.27}$$

où $\mathbf{K}_\text{S}$ est la matrice de covariance du vecteur de Stokes mesuré. Il s'agit alors de construire un PSA minimisant l'EWV pour garantir une bonne estimation du vecteur de Stokes inconnu par $\hat{\mathbf{S}}$.

[Foreman and Goudail, 2019] montrent que l'EWV est directement liée au conditionnement de la matrice $\mathbf{W}$ pour la norme matricielle de Frobenius définie par $\|\mathbf{W}\|_F = \left\{\mathrm{Tr}\left(\mathbf{W}^T\mathbf{W}\right)\right\}^{1/2}$. La norme 2 et la norme de Frobenius n'ont pas de lien évident mais une inégalité existe : $\|\mathbf{W}\| \leqslant \|\mathbf{W}\|_F \leqslant \sqrt{r}\|\mathbf{W}\|$ où $r = \mathrm{rg}(\mathbf{W})$ est le rang de la matrice $\mathbf{W}$.

Il est aussi utile de préciser que l'Eq.(4.26) donne directement les barres d'erreurs sur chacune des composantes de $\hat{\mathbf{S}}$. Cependant, ces barres d'erreur seront sous-estimées par rapport à la réalité car elles supposent une connaissance parfaite des caractéristiques de l'instrument de mesure. Elles ne prennent pas en compte des erreurs systématiques liées à des imprécisions de calibration du PSA.

Précisons aussi que, comme formulé par [Foreman and Goudail, 2019], l'EWV prend en compte le nombre total d'états de projection M contrairement au conditionnement de la matrice. D'une certaine façon, l'EWV a un sens physique plus prononcé que le conditionnement κ.

> La qualité d'un PSA se mesure à sa robustesse aux perturbations affectant les intensités mesurées $\boldsymbol{\mathcal{I}}$ ou la mauvaise connaissance des caractéristiques des éléments le constituant $\Delta\mathbf{W}$. Lors du processus d'inversion, une propagation de ces incertitudes impactera le vecteur de Stokes obtenu. Pour minimiser cette propagation, il s'agit de choisir judicieusement les états du PSA. Deux critères sont considérés ici : le conditionnement κ de la matrice d'analyse d'état de polarisation $\mathbf{W}$ décrivant l'ensemble des états du PSA et l'EWV (equally weighted variance). L'objectif est de minimiser ces figures de mérite pour garantir un PSA robuste au bruit.

Nous avons vu deux critères permettant de mesurer la qualité d'un PSA. Intéressons-nous aux polarimètres de Mueller existants dans le MIR.

4.2 Étude de PSA à 4 états et à 5 états

Le PSA le plus simple est constitué de deux éléments : un retardateur et un polariseur, chacun ayant des axes principaux pouvant être tournés par rapport à une référence fixe. Une telle classe de PSA est donc paramétrée par 3 degrés de libertés que sont $\{\theta_P, \theta_C, \delta\}$ où θ_P et θ_C sont les orientations de l'axe principal du polariseur et du retardateur respectivement par rapport à une même référence et δ est le retard de la lame. Nous limiterons notre étude à ce type de PSA à 2 éléments constitutifs.

4.2.1 Comparaison des performances de PSA à 4 états (PSA dits minimaux)

Plusieurs travaux tels que ceux de [Ambirajan, 1995, Sabatke et al., 2000, Foreman et al., 2015] ont étudié un type particulier de PSA à $M = 4$ états. Un tel PSA comporte le nombre minimum d'états nécessaires pour mesurer un vecteur de Stokes. Il a donc un intérêt pratique lorsqu'il s'agit de minimiser le nombre d'opérations à réaliser pour conduire une mesure polarimétrique complète. Leurs études visent à trouver le PSA minimal (au sens du nombre d'états de projection) le moins sensible au bruit et erreurs expérimentales à une longueur d'onde donnée.

[Ambirajan, 1995] propose un polariseur fixe et une lame à retard, quart d'onde à la longueur d'onde de travail. Le retard étant ainsi fixé, il reste uniquement un degré de liberté pour optimiser le PSA : l'orientation du retardateur. Une variante proposée par [Sabatke et al., 2000] consiste en un polariseur fixe, ce qui laisse l'orientation de la lame et son retard comme degrés de liberté pour l'optimisation du PSA. La majorité des travaux présents dans la littérature s'intéressent à l'optimisation d'un tel PSA à 2 éléments *pour une longueur d'onde donnée*, donc pour un retard fixe. Lorsqu'on souhaite mesurer le vecteur

de Stokes pour une source monochromatique, les configurations proposées sont idéales car garantissent le PSA le plus robuste au bruit. Cependant, pour des sources à plus large spectre, comme les sources dans le MIR, de tels PSA voient leurs performances se dégrader lorsqu'on s'éloigne de la longueur d'onde pour laquelle ils sont optimisés si le retardateur n'est pas achromatique.

Chaque état du PSA, repéré par l'indice j, est complètement décrit par le triplet $\{\theta_\mathrm{P}, \theta_\mathrm{C}, \delta\}$. L'état de polarisation sur lequel le vecteur de Stokes inconnu est projeté quand le PSA est dans un état j est noté $\mathbf{W}_j$ et s'écrit

$$\mathbf{W}_j = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \mathbf{M}_{\mathrm{PSA,j}} \tag{4.28}$$

où $\mathbf{M}_{\mathrm{PSA,j}} = \mathbf{R}(-\theta_{\mathrm{P,j}})\mathbf{P}\mathbf{R}(\theta_{\mathrm{P,j}})\mathbf{R}(-\theta_{\mathrm{C,j}})\mathbf{C}(\delta_j)\mathbf{R}(\theta_{\mathrm{C,j}})$, $\mathbf{P}$ et $\mathbf{C}(\delta)$ sont les matrices de Mueller de polariseur et de la lame à retard respectivement et $\mathbf{R}(\theta)$ est la matrice de rotation 4×4 d'angle θ. Les matrices de Mueller décrivant un polariseur linéaire idéal dont l'axe de transmission est orienté selon x et un retardateur dont l'axe rapide est orienté selon x respectivement prennent la forme suivante

$$\mathbf{P} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \mathbf{C}(\delta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos\delta & \sin\delta \\ 0 & 0 & -\sin\delta & \cos\delta \end{pmatrix} \tag{4.29}$$

où δ est le retard entre les composantes selon l'axe lent et rapide imposé par le retardateur. La matrice de rotation agissant sur les matrices de Mueller et permettant de décrire la rotation des éléments d'angle θ par rapport à l'axe de référence s'écrit

$$\mathbf{R}(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta & \sin 2\theta & 0 \\ 0 & -\sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \tag{4.30}$$

L'expression en Eq.(4.28) suppose que le détecteur, représenté par le vecteur ligne $\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$, est insensible à la polarisation. L'Eq.(4.28) peut être vue comme la transposée d'un vecteur de Stokes représentant un état de polarisation avec un degré de polarisation égal à 1. On a alors l'égalité $(S_1/S_0)^2 + (S_2/S_0)^2 + (S_3/S_0)^2 = 1$ ce qui signifie que cet état j du PSA peut être représenté par un point sur la sphère de Poincaré. Ainsi, chaque état de projection du PSA pourra être respectivement placé sur cette sphère, formant un polyèdre à M sommets. Cette vision proposée par [Ambirajan, 1995] permet de représenter de façon schématique les M états du PSA.

[Ambirajan, 1995, Sabatke et al., 2000, Foreman et al., 2015, Foreman and Goudail, 2019] s'intéressent à l'optimisation d'un tel PSA à 2 éléments selon le critère de l'EWV. [Foreman et al., 2015, Foreman and Goudail, 2019] montrent que les configurations d'un tel PSA minimisant l'EWV forment des *spherical 2-designs*. On pourra trouver des détails supplémentaires en annexe B. Un PSA dont les états forment un spherical 2-design est optimal pour les métriques présentées précédemment (EWV et conditionnement pour la norme de Frobenius) ce qui garantit la meilleure robustesse possible du PSA au bruit. Dans le cas du PSA minimal ($M = 4$), le spherical 2-design prend la forme d'un tétraèdre régulier sur la sphère de Poincaré, représenté en Fig.4.2b. Ce résultat a été montré par [Sabatke et al., 2000]. Les états correspondant à ce tétraèdre sont tels que $\delta_{\mathrm{optim}} = 132°$ et $(\theta_\mathrm{C}, \theta_\mathrm{P})_{\mathrm{tetra}} = \{(51.7°, 0°), (-51.7°, 0°), (15.1°, 0°), (-15.1°, 0°)\}$. Notons que le retard de $\delta = 132°$ ne peut être atteint que *pour une longueur d'onde donnée* si on utilise une lame à retard non achromatique. Un tel PSA à 4 états permet de garantir une robustesse optimale du vecteur de Stokes mesuré, à la longueur d'onde pour laquelle le retardateur atteint un retard de $\delta = 132°$.

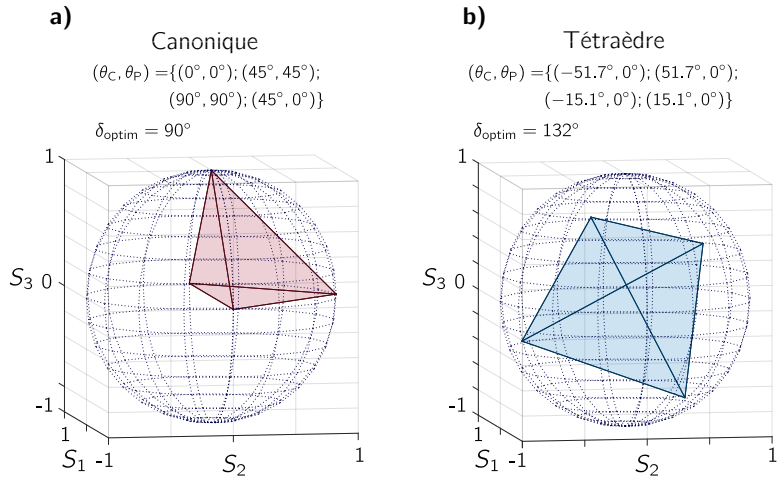


Figure 4.2 – Polyèdres à 4 sommets inscrits dans la sphère de Poincaré représentant les PSA à $M = 4$ états présentés en Sec.4.2.1 pour leur retard optimal respectif : **a)** ensemble canonique à 4 états, **b)** tétraèdre régulier (spherical 2-design pour $M = 4$).

Comparons les performances du tétraèdre comparé à la configuration à 4 états canoniques présentée en Sec.4.1.3 et paramétrée par $(\theta_C, \theta_P)_{4\text{canonique}} = \{(0°, 0°),\ (45°, 45°),\ (90°, 90°),\ (45°, 0°)\}$. Le polyèdre correspondant sur la sphère de Poincaré est représenté en Fig.4.2a. Les courbes qui suivent sont tracées en considérant que le retardateur est une lame de MgF_2 qui se comporte comme une lame quart d'onde à 2000 cm^{-1}. Les courbes ont été tracées à partir de mesures expérimentales du retard de la lame, dont la procédure est développée en Sec.4.4.1.

On trace en Fig.4.3 l'évolution spectrale des inverses du conditionnement de la matrice d'analyse d'état de polarisation (Fig.4.3a) et de l'EWV (Fig.4.3b) pour les deux configurations à 4 états (canonique et tétraèdre) représentés en Fig.4.2. On constate qu'à leur longueur d'onde optimale respective (2550 cm^{-1} pour le tétraèdre et 2000 cm^{-1} pour la configuration canonique), le tétraèdre offre une bien meilleure robustesse aux perturbations comparé à la configuration classique à 4 états canoniques présentée en Sec.4.1.3. Cependant, un défaut important de la configuration tétraédrique est à noter : les performances de ce PSA se dégradent rapidement autour de la longueur d'onde pour laquelle il est optimal, ce qui se traduit au vu de l'Eq.(4.21) par un intervalle de confiance de moins en moins bon lorsqu'on s'éloigne de la longueur d'onde optimale, soit une sensibilité spectrale accrue du PSA au bruit. Ceci est particulièrement contraignant si on souhaite caractériser l'état de polarisation du rayonnement émis par des sources à large spectre, typiquement les sources dans le MIR. Malgré cela, on note que le tétraèdre permet un conditionnement inférieur ou égal à la meilleure performance de la configuration canonique à 4 états sur une large gamme spectrale entre 2010 et 2910 cm^{-1}. La configuration canonique à 4 états quant à elle offre l'avantage d'un conditionnement très peu dépendant à la longueur d'onde et s'éloignant d'au plus 5% de sa valeur optimale sur une gamme s'étendant de 1720 à 2270 cm^{-1}.

Pour un PSA constitué d'un retardateur suivi d'un polariseur linéaire, chaque état d'analyse est en principe défini par 3 paramètres : le retard δ imposé par la lame et les angles indiquant l'orientation du retardateur θ_C et du polariseur θ_P. Dans le cas où le retardateur est une lame à retard, le retard est entièrement fixé par son épaisseur et par la dispersion du matériau, donc par le choix que nous avons fait en fixant la longueur d'onde pour laquelle la lame à retard est quart d'onde. Une fois la lame choisie, son retard est alors déterminé et ne constitue plus un degré

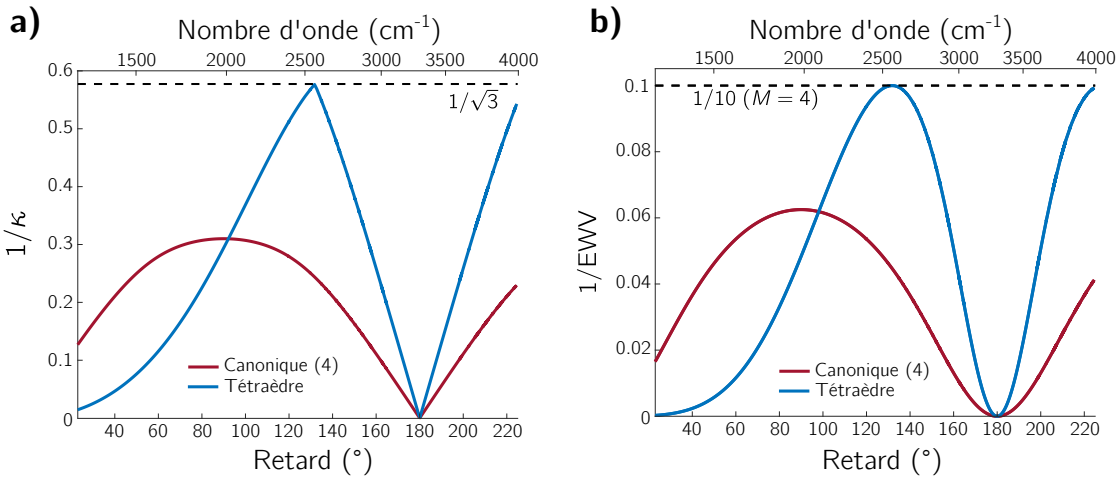


Figure 4.3 – Comparaison des figures de mérites : **a)** l'inverse du nombre de condition sur **W** et **b)** l'inverse de l'EWV pour un PSA constitué d'une lame en MgF_2, quart d'onde à 2000 cm^{-1}, suivi d'un polariseur linéaire. Dans les deux figures, nous représentons les configuration d'un ensemble canonique à 4 états (rouge) et du tétraèdre (4 états, bleu). Dans **a)**, la ligne en pointillés à $1/\sqrt{3}$ représente le nombre de condition optimal qui peut être atteint ([Tyo, 2000]). En **b)**, la ligne en pointillés à 1/10 représente l'inverse du EWV minimal atteignable pour un PSA à $M = 4$ états ([Foreman and Goudail, 2019]).

de liberté. Chaque état d'analyse du PSA est alors entièrement défini par la paire d'angles (θ_C, θ_P).
Pour un PSA à $M = 4$ états (dit *minimal*), la configuration en tétraèdre régulier ou *spherical 2-design* offre les meilleures performances possibles en terme de robustesse aux perturbations. C'est la raison pour laquelle cette configuration est plus utilisée que les états de projection canonique pour mesurer le vecteur de Stokes émis par une source *monochromatique*.
On constate cependant que ces performances ne sont pas maintenues dès qu'on s'éloigne de la longueur d'onde de fonctionnement optimal du PSA ce qui constitue un problème pour des sources à spectre large.
Un avantage de la configuration canonique à 4 états est néanmoins la présence d'un plateau autour de la valeur optimale dans la dépendance spectrale du conditionnement de la matrice d'analyse d'état de polarisation associée.

Il est intéressant de comparer l'évolution spectrale des métriques de l'EWV ou de nombre de condition κ avec l'évolution spectrale du polyèdre représentant le PSA sur la sphère de Poincaré. Ceci est fait en Fig.4.4 pour différentes valeurs de retard de la lame $\delta = 20°, 55°, 90°, 125°, 160°$. De façon qualitative, nous pouvons constater qu'à la différence de la configuration canonique où 3 sommets restent fixes quel que soit le retard δ, les sommets du tétraèdre migrent ensemble sur la sphère jusqu'à se rejoindre au cas limite pour $\delta = 0°$. Ceci a pour conséquence la réduction drastique du volume du polyèdre ce qui se traduit par une matrice d'analyse d'états de polarisation quasi singulière et donc par une divergence du conditionnement de la matrice **W**.

À première vue, il semble donc prometteur de construire un PSA avec le plus d'états linéaires possible afin de garantir une bonne dispersion des états fixes sur la sphère.

Il serait souhaitable de construire un PSA avec un conditionnement optimal maintenu quasiment constant sur une large gamme spectrale. Pour cela, nous pouvons envisager de

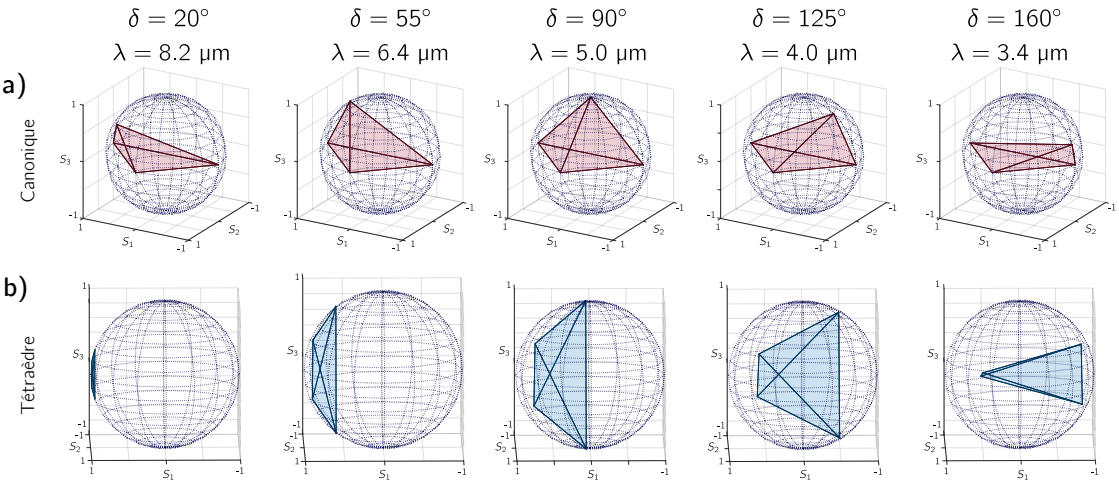


Figure 4.4 – Évolution des états du PSA sur la sphère de Poincaré en fonction du retard δ de la lame pour les configurations **a)** ensemble canonique à 4 états et **b)** tétraèdre.

garder un PSA à 4 états en configuration en tétraèdre mais il devient alors nécessaire de repenser l'instrument.

4.2.2 Solutions possibles pour améliorer la robustesse spectrale du PSA à 4 états optimal prenant la forme d'un tétraèdre régulier

Plusieurs PSA tétraédriques couvrant chacun des gammes spectrales étroites mais complémentaires pourraient être envisagés. Il serait alors nécessaire d'utiliser plusieurs lames à retard permettant de construire plusieurs tétraèdres optimisés à des longueurs d'onde différentes. Cela implique cependant plusieurs sessions de mesures (4 mesures par lame) et un dispositif de changement de lame, ajoutant de la complexité par rapport à un système comportant une seule lame retardatrice.

Une autre solution serait de construire un PSA avec un retardateur spectralement robuste. Un retardateur à base de cristaux liquides (LCVR) dont le retard peut être changé en appliquant une tension à ses bornes, serait une solution permettant de s'affranchir de potentiels problèmes d'alignement et de multiplicité de composants. Il suffirait alors de régler séquentiellement le retard de la lame de façon à ce qu'elle prenne la valeur de $\delta = 132°$ à chacune des longueurs d'onde considérées. L'évolution spectrale du vecteur de Stokes peut alors être reconstruite avec des barres d'erreur optimales à l'issue de ces mesures. Le gain de temps par rapport à la première solution reste cependant limité puisqu'il faut toujours faire $4 \times N$ mesures (N étant le nombre de subdivisions de la gamme spectrale d'intérêt). Les LCVRs sont beaucoup utilisées dans le visible et dans le proche infrarouge [Letnes et al., 2010, Anna et al., 2012] et de nombreuses solutions commerciales existent. Elles sont cependant nettement plus rares dans le MIR (Meadowlark Optics, [Peng et al., 2014]) et très peu exploitées dans la littérature [Prasad et al., 2004]. Un autre inconvénient majeur d'un LCVR est aussi sa grande sensibilité aux conditions expérimentales (température notamment) ce qui résulte en des dérives du retard sur l'échelle d'une heure, entraînant alors une grande source d'incertitudes sur la connaissance de la matrice $\mathbf{W}$ [Sharp et al., 1990]. Bien que cette solution à base de LCVR conduise à des résultats optimaux pour la mesure du vecteur de Stokes, elle présente des désavantages importants en termes de disponibilité, de stabilité et de robustesse.

Une deuxième possibilité serait l'utilisation d'un retardateur achromatique. Cette solution permettrait de réduire considérablement le nombre de mesures à réaliser pour accéder au vecteur de Stokes (4 mesures suffiraient). Les rhomboèdres de Fresnel permettent d'ob-

tenir un retard uniforme sur une large gamme spectrale. Dans le visible et le proche infrarouge, des solutions commerciales en N-BK7 existent et permettent d'imprimer un retard achromatique entre 400 et 1500 nm (Thorlabs FR600QM). Ces éléments sont disponibles sur étagère dans le visible et le proche infrarouge contrairement au MIR où les matériaux transparents sont peu nombreux. On compte essentiellement la silice SiO_2 (transparent entre 0.18 et 3.5 µm), le CaF_2 (transparent entre 0.13 et 9 µm), le MgF_2 (transparent entre 0.12 et 7.5 µm), le ZnSe (transparent entre 0.6 et 12 µm mais extrêmement coûteux) et le KBr (difficile à manipuler car hydrophobe). De tels rhomboèdres n'étant pas disponible commercialement, il est nécessaire de les fabriquer sur mesure. Afin de garantir le bon retard imposé par le rhomboèdre, il est nécessaire que le faisceau en entrée soit correctement collimaté. Une mécanique précise pour faire tourner le rhomboèdre sur lui-même est également nécessaire : son axe doit être parallèle à l'axe rotation mécanique et ne doit pas bouger par rapport à l'axe de propagation du faisceau. L'utilisation d'un rhomboèdre nécessite un alignement fin et un lourd dispositif complémentaire de contrôle du chemin optique en sortie du rhomboèdre.

Un PSA pratique et facile à construire serait fortement souhaitable. L'utilisation d'une lame à retard construite dans un matériau ayant une faible dispersion serait possible. Parmi les matériaux biréfringents et transparents dans le MIR, on trouve le calomel, MgF_2, ZnS, CdS, CdSe, TiO_2, quartz, saphir. Parmi ces matériaux, le TiO_2 ne permet cependant par d'aller au-delà de 5 µm, le quartz ne permet pas non plus de dépasser 4 µm. [Chenault and Chipman, 1993] proposent par exemple une combinaison de lames retards en CdS et CdSe pour obtenir un retardateur quasi-achromatique dans l'infrarouge mais leur prix devient rapidement prohibitif (>20 k€/lame). Le MgF_2 reste tout de même le matériau privilégié dans les solutions commerciales disponibles pour un budget raisonnable.

Au vu des limites techniques matérielles évoquées, il serait intéressant de concevoir un PSA opérant dans le MIR qui soit à la fois simple (constitué de deux éléments commercialement disponibles - une lame à retard en MgF_2 et un polariseur linéaire), avec un faible nombre d'états d'analyse (avantage en nombre d'opérations à réaliser et temps de mesure) et offrant la possibilité d'analyser avec précision l'état de polarisation d'un rayonnement sur une large gamme spectrale. Nous souhaitons que la robustesse spectrale de notre PSA soit supérieure à celle des configurations à 4 états étudiées précédemment. Le matériel que nous utilisons étant fixé (un polariseur et une lame quart d'onde), nous devons étendre le nombre d'états de projection du PSA. Un choix possible serait de s'orienter vers d'autres spherical 2-designs plus complexes tels que l'octaèdre ($M = 8$), le cube ($M = 8$) ou l'isocaèdre ($M = 10$). Ces configurations sont bien connues et présentent, comme le tétraèdre, la propriété d'être optimales au moins pour une longueur d'onde donné. Il suffirait alors de comparer leur robustesse spectrale par rapport à celles du tétraèdre et de choisir la configuration offrant le meilleur conditionnement ou EWV sur la plus large plage spectrale possible dans la gamme d'intérêt. Cependant, il s'agit de PSA dont le nombre d'états devient considérable, nécessitant de multiples mesures. Il est donc intéressant de poser la question de l'existence d'un PSA à faible nombre d'états de projection, à peine plus complexe que les PSA minimaux à $M = 4$ états et permettant des mesures précises sur une large gamme spectrale.

Dans la suite, nous présentons les résultats obtenus avec un PSA d'une unique lame à retard en MgF_2 quart d'onde à 2000 cm^{-1}, suivie d'un polariseur. Un PSA à $M = 4$ états ne permet pas de répondre au principal critère recherché, à savoir la robustesse de la mesure au bruit sur une large gamme spectrale. Il est donc nécessaire d'élargir le cadre de l'étude à plus d'états. Nous nous intéressons plus particulièrement au cas $M = 5$.

4.2.3 Comparaison des performances de trois PSA à 5 états

Intéressons-nous alors au cas $M = 5$. Un tel PSA présenterait l'avantage d'être quasi-minimal en terme de nombre d'états de projection avec un seul état supplémentaire par rapport au minimum nécessaire pour déterminer complètement les paramètres de Stokes. Cependant, il n'existe que peu d'études à ce sujet. D'après [Foreman and Goudail, 2019], il n'existe pas de spherical 2-design pour ce cas spécifique. Il est néanmoins possible de faire une optimisation numérique sur l'EWV pour trouver le polyèdre représentant le PSA à 5 états le plus spectralement robuste. Nous proposons d'étudier plusieurs ensembles de 5 configurations décrites ci-dessous :

- **5 états dits "canonique étendu"** : 3 états linéaires (vertical, horizontal, oblique à 45° et 2 états elliptiques de même ellipticité mais d'hélicité opposée. Ces états elliptiques deviennent des états circulaires gauche et droite lorsque la lame devient quart d'onde. Un tel PSA est paramétré par $(\theta_C, \theta_P)_{5\text{canonique}} = \{(0°, 0°), (45°, 45°), (90°, 90°), (45°, 0°), (-45°, 0°)\}$, $\delta_{\text{optim}} = 90°$.
- **5 états dits "pyramide à base carrée fixe"** : 4 états linéaires (horizontal, vertical, oblique à 45° et -45°) et 1 état elliptique. Les sommets du polyèdre représentant ces états forment une pyramide à base carrée donc les états formant la base sont purement linéaires. Le sommet de la pyramide correspond à un état purement circulaire lorsque le retard de la lame vaut 90°. Un tel PSA est paramétré par $(\theta_C, \theta_P)_{\text{pyramideCar}} = \{(0°, 0°), (45°, 45°), (90°, 90°), (-45°, -45°), (45°, 0°)\}$, $\delta_{\text{optim}} = 90°$.
- **5 états dits "bipyramide à base triangulaire"** : 3 états linéaires (à 0°,60°, 120°) et 2 états elliptiques de même ellipticité mais d'hélicité opposée, devenant circulaires lorsque la lame est quart d'onde. Le polyèdre représentant ces états est une bipyramide à base triangle équilatéral. Les sommets de la bipyramide correspondent à un état purement circulaire lorsque le retard de la lame vaut 90°. Un tel PSA est paramétré par $(\theta_C, \theta_P)_{\text{bipyramideTri}} = \{(0°, 0°), (60°, 60°), (120°, 120°), (45°, 0°), (-45°, 0°)\}$, $\delta_{\text{optim}} = 90°$.

Leur représentation sur la sphère de Poincaré pour leur retard optimal respectif est proposée en Fig.4.5.

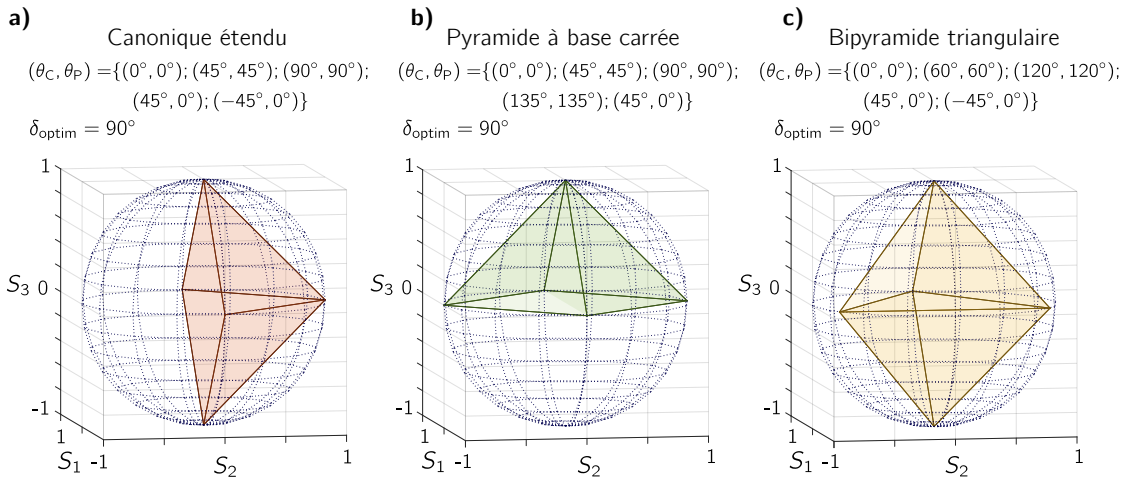


Figure 4.5 – Polyèdres inscrits dans la sphère de Poincaré représentant les différentes configurations du PSA présenté en Sec.4.2.3 pour leur retard optimal respectif : **a)** ensemble canonique étendu à 5 états, **b)** pyramide à base carrée fixe à 5 états, **c)** bipyramide triangulaire à 5 états.

La Fig.4.6 montre l'évolution spectrale des deux figures de mérite décrites Sec.4.1.4

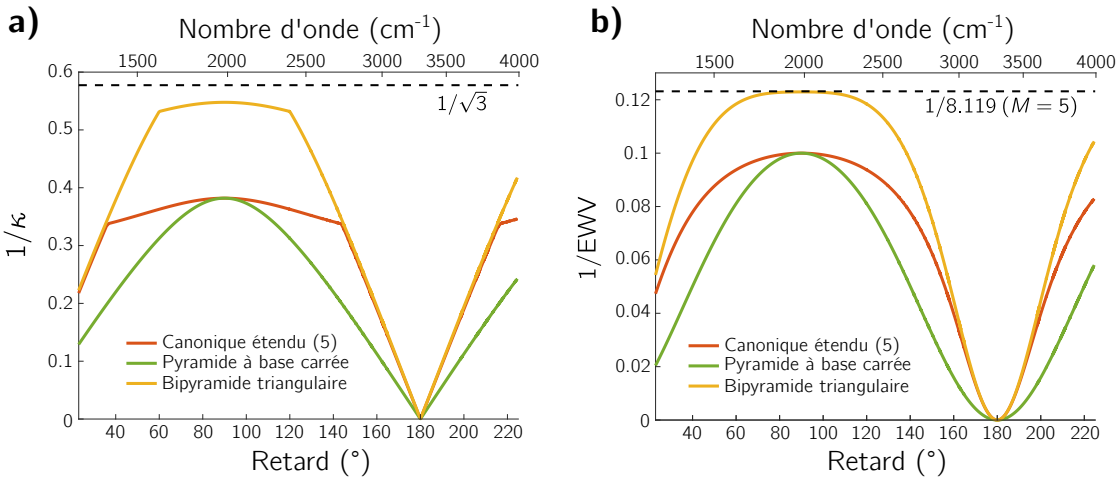


Figure 4.6 – Comparaison des figures de mérite présentées en Sec.4.1.4 et 4.1.5. **a)** Inverse du nombre de condition sur **W** et **b)** inverse de l'EWV pour un PSA constitué d'une lame en MgF_2, quart d'onde à 2000 cm^{-1}, suivi d'un polariseur linéaire. Dans les deux figures, nous représentons les configurations d'un ensemble canonique étendu à 5 états (orange), d'une pyramide à base carrée fixe (5 états, vert) et d'une bipyramide triangulaire (5 états, jaune). Dans **a)**, la ligne en pointillés à $1/\sqrt{3}$ représente le nombre de condition optimal qui peut être atteint ([Tyo, 2000]). En **b)**, la ligne en pointillés à 1/8.119 représente l'inverse du EWV minimal atteignable pour un PSA à $M = 5$ états ([Foreman and Goudail, 2019]).

(pour le conditionnement de la matrice d'analyse d'états de polarisation κ) et en Sec.4.1.5 (pour l'EWV) pour les trois configurations à 5 états précédemment mentionnées. Sans surprise, le nombre de condition et l'EWV pour l'ensemble à 5 états canoniques (en orange) est loin des performances optimales qu'on souhaiterait atteindre, représentées en lignes pointillés. Cependant, cette configuration a la particularité de présenter un plateau sur une large gamme spectrale entre 1370 et 2750 cm^{-1}, i.e. d'être faiblement dépendante de la longueur d'onde (variation à 12% près du conditionnement optimal). Ce type de configuration est donc prometteur en terme de robustesse spectrale.

Ceci contraste avec une configuration en pyramide à base carrée fixe (en vert) pour laquelle κ et l'EWV prennent des valeurs optimales similaires mais montrent une dépendance spectrale bien plus prononcée. Cette configuration est donc d'intérêt moindre pour notre objectif de PSA spectralement robuste. Bien que la configuration en pyramide à base carrée possède plus d'états linéaires, donc spectralement indépendants, que la configuration canonique à 5 états, le conditionnement de la matrice d'analyse d'état de polarisation associée n'est pas meilleur et présente de plus fortes variations avec la longueur d'onde. Ainsi, avoir plus d'états fixes ne permet par forcément d'avoir un meilleur conditionnement ni un meilleur comportement spectral. La forme du polyèdre représentant les états du PSA est aussi importante.

Enfin, pour une configuration en bipyramide triangulaire (en jaune), l'EWV et le nombre de condition sur la matrice d'analyse d'états de polarisation κ atteignent des valeurs proches à 97% des meilleures performances possibles pour un PSA à 5 états tout en offrant une stabilité spectrale que l'on observe avec la présence d'un plateau s'étendant sur une large gamme spectrale entre 1600 et 2500 cm^{-1}, avec une variation de 5% par rapport à au conditionnement optimal. Cette étude indique qu'une configuration bipyramidale triangulaire pour un PSA à 5 états permettra la reconstruction d'un vecteur de Stokes inconnu sur une large gamme spectrale (entre 1250-3000 cm^{-1} et 3650-4000 cm^{-1} si on se fixe un conditionnement maximal $\kappa_{\text{Max}} = 5$) *en 5 mesures seulement* et avec la plus faible sensibilité possible au bruit.

Notons qu'une caractéristique affectant l'ensemble des configurations présentées est la divergence de l'EWV et du nombre de condition κ vers 3350 cm^{-1} correspondant à un retard de 180° pour la lame de MgF_2 choisie pour cette étude. Une lame demi-onde ne permet pas en effet d'extraire d'information sur la phase entre les composantes orthogonales du champ électrique, raison pour laquelle le conditionnement et l'EWV divergent. PSA échoue alors à déterminer le vecteur de Stokes

De la même façon qu'en Sec.4.2.1, pour comprendre les origines de l'évolution spectrale des métriques de l'EWV ou de nombre de condition κ, nous traçons l'évolution des états des PSA étudiés sur la sphère de Poincaré pour différentes valeurs de retard de la lame $\delta = 20°, 55°, 90°, 125°, 160°$. Les résultats sont représentés en Fig.4.7. En comparant les

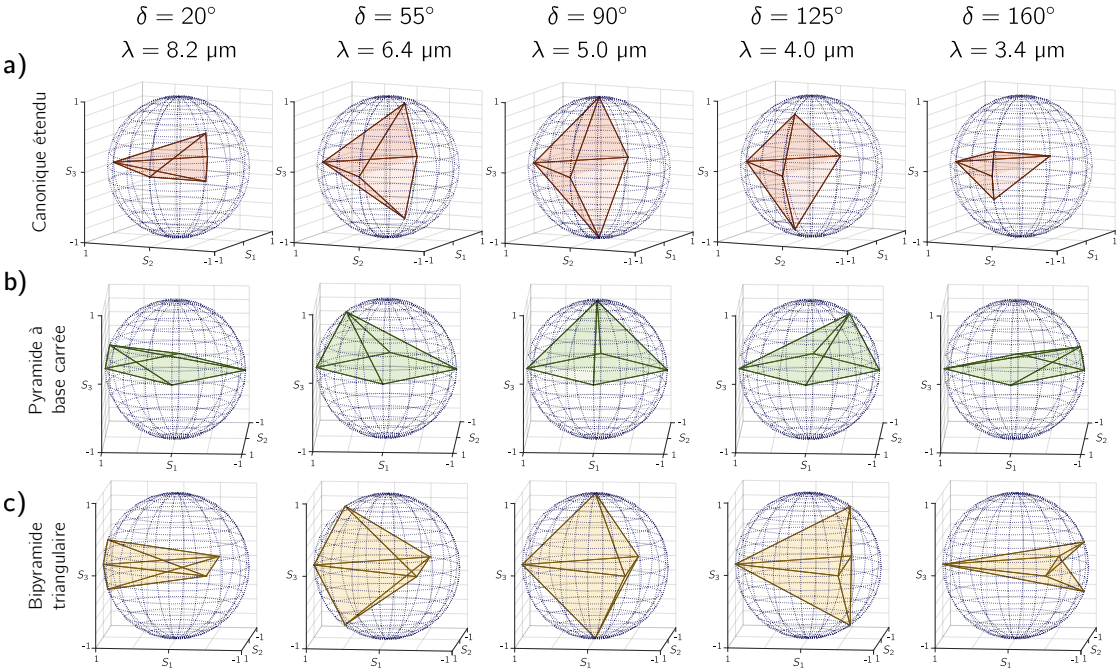


Figure 4.7 – Évolution des états de PSA à 5 états sur la sphère de Poincaré en fonction du retard de la lame pour les configurations **a)** ensemble canonique étendu à 5 états, **b)** pyramide à base carrée, **c)** bipyramide triangulaire.

Fig.4.6 et Fig.4.7, une tendance générale se dégage : κ semble évoluer de façon décroissante avec le volume du polyèdre sous-tendu par les états du PSA. Ainsi, on serait tenté de trouver un polyèdre de volume maximal pour avoir un PSA robuste au bruit. Bien que ceci ne soit pas tout à fait vrai, comme mentionné par [Foreman et al., 2015] et confirmé numériquement en Fig.4.8 pour la configuration tétraédrique par exemple (bleu foncé), nous constatons que des volumes de polyèdres proches de 0 sont corrélés à des EWV et κ dégradés (voir Fig.4.8). Il s'agit donc simplement d'une règle qualitative.

Nous pouvons également remarquer que la stabilité spectrale du PSA peut être partiellement expliquée par la localisation de ses états sur la sphère de Poincaré. Les configurations classiques, en pyramide à base carrée et triangulaire bipyramidal comportent de nombreux états spectralement indépendants car linéaires. L'évolution des EWV et nombre de condition associés présente une symétrie prononcée autour du retard pour lequel les PSA sont optimaux. Au contraire, des configurations comportant moins d'états linéaires tels que la pyramide à base carrée ou le tétraèdre sont représentés par des polyèdres dont la forme varie beaucoup avec le retard. Une autre règle qualitative se dégage de cette étude : pour un PSA spectralement robuste, les M états du PSA doivent rester proches de leur position optimale. Pour cela, un grand nombre d'états linéaires de projection doivent être privilégiés. D'autres aspects tels que la forme du polyèdre joue également un rôle important

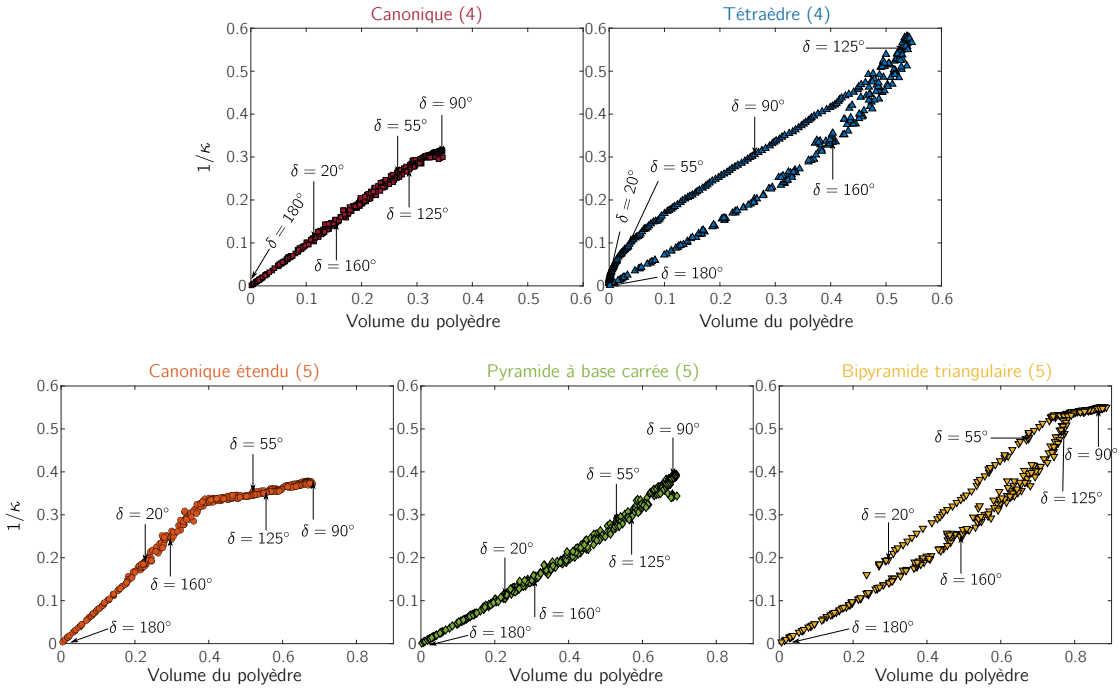


Figure 4.8 – Tracé de l'évolution de l'inverse du nombre de condition de la matrice d'analyse d'état de polarisation pour 5 configurations (4 états : canonique, tétraèdre. 5 états : canonique étendu, pyramide à base carrée, bipyramide triangulaire) en fonction du volume du polyèdre représentant cette même configuration. On observe une corrélation entre volume occupé par le polyèdre et le nombre de condition sans qu'une loi évidente puisse être trouvée. On peut noter que plus le volume est faible, plus le conditionnement est mauvais, ce qui suffit pour l'étude présentée.

et détermine l'évolution spectrale du PSA. Une analyse plus approfondie de ces aspects géométriques n'a pas été réalisée, nous nous contentons de ces observations qui suffisent à notre objectif premier : la conception d'un PSA dans le MIR avec un nombre d'états de projection M le plus faible possible, le plus spectralement robuste possible au bruit.

Le PSA à 5 états représenté par une bipyramide triangulaire sur la sphère de Poincaré répond aux critères recherchés : il offre des performances quasiment optimales en terme de robustesse au bruit sur une large gamme spectrale (1250-3000 cm^{-1} et 3650-4000 cm^{-1} en se fixant un conditionnement maximal $\kappa_{Max} = 5$). En 5 mesures, il est possible d'obtenir de façon fiable le vecteur de Stokes d'un rayonnement à spectre large. Un tel PSA est facile à mettre en place puisque constitué d'une lame à retard commercialement disponible en MgF_2 et d'un polariseur linéaire également commercial. Il nécessite peu de mesures (une mesure supplémentaire par rapport au minimum possible) et permet une robustesse des mesures (absence de dérive) dans le temps également.
De façon qualitative, la stabilité spectrale de cette configuration dépend de la forme du polyèdre représentant les états du PSA mais aussi du nombre d'états fixes, i.e. indépendants de la longueur d'onde. Un nombre important d'états fixes n'implique pas forcément un meilleur conditionnement ni un meilleur comportement spectral, la forme du polyèdre est également importante. Une étude plus approfondie serait intéressante à mener pour établir quantitativement un PSA constitué d'une lame à retard (inévitablement décrite par un retard dont la dépendance à la longueur d'onde sera en $1/\lambda$) suivie d'un polariseur et permettant un conditionnement quasi-optimal

sur une large gamme spectrale.

4.3 Description du dispositif

4.3.1 Caractérisation des composants par mesure sur un polarimètre de Mueller

Il nous faut tout d'abord connaître précisément les caractéristiques spectrales de chacun des composants du PSA, en particulier l'orientation précise des axes principaux et le retard de la lame. La connaissance des matrices de Mueller $\mathbf{P}$ et $\mathbf{C}(\delta)$ du polariseur et de la lame à retard respectivement permet d'accéder à tous ces éléments.

Les matrices de Mueller décrivant un polariseur linéaire idéal dont l'axe de transmission selon l'axe des x et un retardateur dont l'axe rapide est selon l'axes des x respectivement sont données en Eq.(4.29). Pour construire le PSA, il est important de bien connaître les axes de transmission, axes lent et rapide des composants et leur comportement spectral. Pour cela, nous utilisons un polarimètre de Mueller dans l'infrarouge pour déterminer expérimentalement leur matrice de Mueller. Le dispositif utilise des retardateurs achromatiques (bi-prismes de Fresnel) tournants et des polariseurs fixes. Ce polarimètre est décrit en détail dans la publication suivante [Garcia-Caurel et al., 2015] et permet de mesurer chacun des 16 coefficients de la matrice de Mueller du composant examiné entre 1000 et 4000 cm^{-1}. Les mesures ont été réalisées avec Enrique GARCIA-CAUREL sur la ligne de lumière SMIS du synchrotron SOLEIL où le polarimètre de Mueller est installé. Les résultats sont présentées en Figs.4.9 (matrice de Mueller du polariseur) et 4.10 (matrice de Mueller de la lame à retard en MgF_2, quart d'onde à 2000 cm^{-1}). Les valeurs sont normalisées par rapport à la composante $(1,1)$ de la matrice, d'où l'absence de dépendance spectrale en transmission. Pour le polariseur, on constate un accord quasi parfait avec les valeurs attendues pour un polariseur idéal sur la gamme 1250-4000 cm^{-1}. Les valeurs bruitées en-dessous de 1250 cm^{-1} sont dues à l'absorption du substrat sur lequel sont montés les fils métalliques constituant le polariseur à grille. À partir de cette matrice, il est également possible de déterminer l'orientation exacte de son axe de transmission (par rapport à une référence connue du polarimètre de Mueller). Dans le cas d'une déviation par rapport aux valeurs attendues, il suffit de corriger l'orientation de l'élément ou d'appliquer une matrice de rotation d'angle θ (Eq.(4.30)) à gauche et à droite de la matrice obtenue expérimentalement. θ donne alors l'angle entre l'axe de référence du polarimètre de Mueller et l'axe de transmission du polariseur. Quant à la lame à retard, on constate aussi un excellent accord avec les valeurs attendues théoriquement. De la même façon que pour le polariseur, il est possible de déterminer exactement l'orientation des axes lents/rapides. La matrice de Mueller mesurée expérimentalement permet également de déterminer la dépendance spectrale du retard de la lame et de vérifier son comportement de quart d'onde à la longueur d'onde commerciale. On trouve effectivement un comportement de quart d'onde à 2000 cm^{-1}.

Grâce à ces mesures, nous avons tous les éléments nécessaires pour calculer la matrice d'analyse d'état de polarisation selon l'Eq.(4.28). Il reste à choisir correctement les degrés de libertés du PSA (orientation du polariseur et de la lame à retard) pour qu'il réponde au mieux à nos attentes (le moins sensible possible à la propagation d'erreurs et robustesse spectrale dans le MIR).

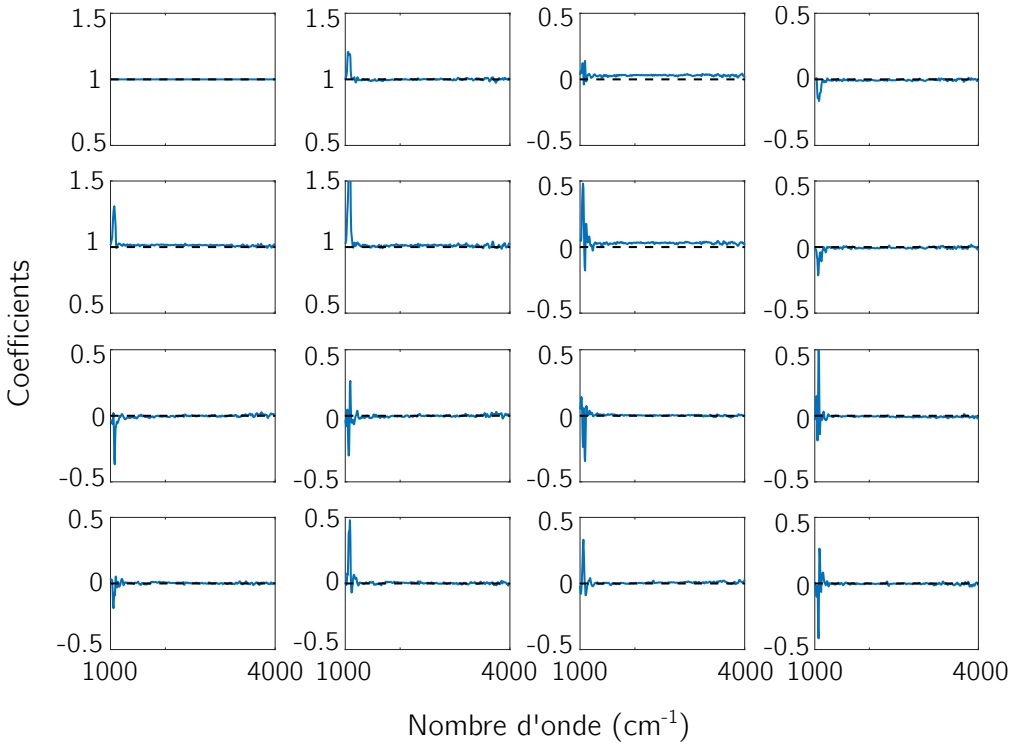


Figure 4.9 – Évolution spectrale des coefficients de la matrice de Mueller du polariseur utilisé dans le PSA construit. Les mesures sont faites en utilisant un polarimètre de Mueller. L'ensemble des courbes sont tracées entre 1000 et 4000 cm^{-1}. Les lignes tiretées en noir représentent les valeurs théoriques attendues pour un polariseur parfait.

4.3.2 Construction du polarimètre de Stokes

D'après l'étude menée en Sec.4.2.3, nous choisissons une configuration bipyramidale triangulaire décrite par les angles $(\theta_C, \theta_P)_{\text{bipyramide}} = \{(0°, 0°),\ (60°, 60°),\ (120°, 120°),\ (45°, 0°),\ (-45°, 0°)\}$. La connaissance des matrices de Mueller des composants du PSA nous permet d'en calculer la matrice d'analyse d'état de polarisation via l'Eq.(4.28). Ses coefficients sont représentés en Fig.4.11. Au vu de la qualité des composants du PSA (Figs.4.9, 4.10), proches des composants idéaux, il est peu surprenant de constater que le degré de polarisation (DOP) associé à chacun des états du PSA vaut quasiment 1 sur toute la gamme spectrale MIR 2000-4000 cm^{-1}. Le calcul du degré de polarisation peut être considéré comme un test de la qualité des résultats obtenus par la méthode de calibration. Si le degré de polarisation d'un ou plusieurs états du PSA dévie de l'unité, ceci indiquerait que l'évaluation de ces états n'est pas précise. À partir de l'encadré orange en Fig.4.11, nous avons accès à l'évolution spectrale de la matrice d'analyse d'état de polarisation $\mathbf{W}$. En calculant le pseudo-inverse à chaque longueur d'onde puis en appliquant l'Eq.(4.14), on déduit le vecteur de Stokes décrivant l'état de polarisation du rayonnement en entrée du PSA.

Il nous faut désormais établir la plage de fonctionnement du PSA proposé. Pour cela, nous regardons l'évolution du conditionnement de la matrice d'analyse d'état de polarisation associée en fonction de la longueur d'onde. Ceci est tracé en Fig.4.12. Il est conventionnellement admis qu'un conditionnement maximum $\kappa_{\text{Max}} = 5$ est nécessaire pour obtenir des résultats exploitables. Nous garderons ce seuil pour déterminer la plage de fonctionnement.

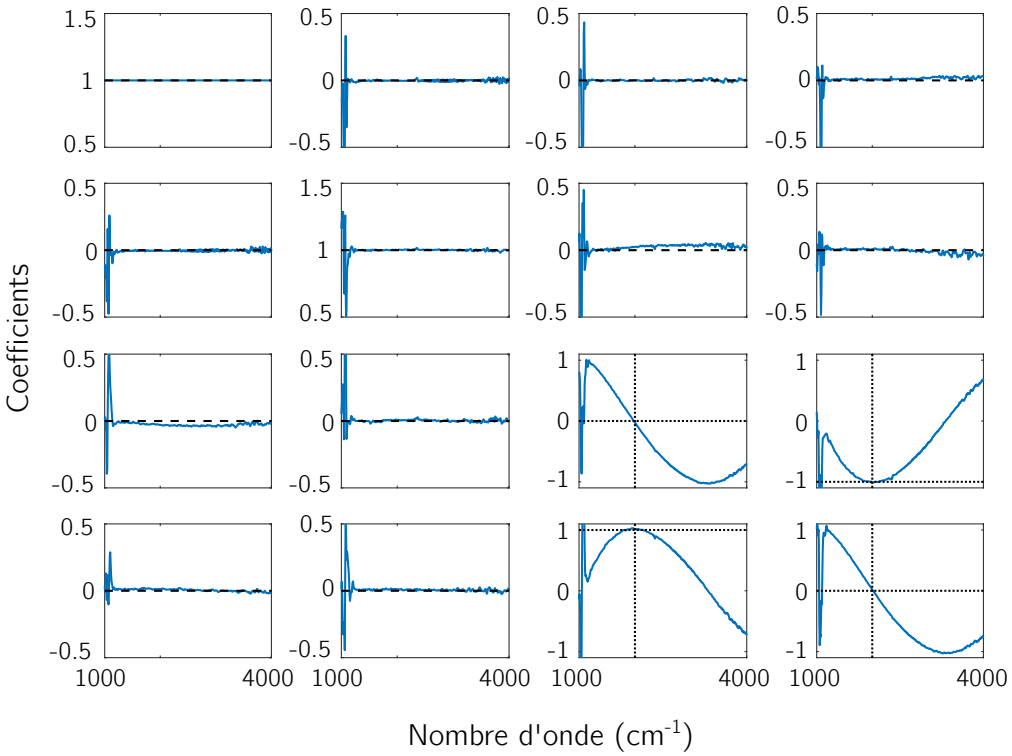


Figure 4.10 – Évolution spectrale des coefficients de la matrice de Mueller du retardateur utilisé dans le PSA construit. Cette lame à retard est quart d'onde à 2000 cm^{-1}. Les mesures sont faites en utilisant un polarimètre de Mueller. L'ensemble des courbes sont tracées entre 1000 et 4000 cm^{-1}. Les tirets noirs dans l'ensemble des panneaux, exceptés les quatre en bas à droite, représentent les courbes attendues pour un retardateur parfait. Les quatre panneaux restants représentent les $\cos[\delta(\lambda)]$ et $\pm\sin[\delta(\lambda)]$. On trace en pointillés la longueur d'onde à laquelle le retard vaut $\delta = 90°$, i.e. où la lame à retard devient quart d'onde.

Le PSA que nous proposons opère dans le MIR et offre un cadre quasi optimal en terme de robustesse au bruit et à la propagation d'erreurs qui en résulte, ce sur une large gamme spectrale. Il peut être utilisé entre 1250 cm^{-1} (longueur d'onde à partir de laquelle le MgF_2 de la lame à retard commence à devenir absorbant) et 4000 cm^{-1} (longueur d'onde limite à laquelle les constituants du PSA ont été caractérisés). La plage optimale de fonctionnement (au sens de l'EWV et du conditionnement de la matrice d'analyse d'état de polarisation) s'étend de 1500 à 2500 cm^{-1}. Le PSA reste fiable en-dehors de cette plage spectrale optimale, au prix d'une plus grande sensibilité au bruit du vecteur de Stokes estimé. Seule la plage entre 3000-3650 cm^{-1} n'est pas exploitable à cause du mauvais conditionnement de la matrice de mesure d'état de polarisation associée. Le PSA consiste en 5 états, soit un état supplémentaire par rapport au nombre minimal d'état que doit comporter un PSA pour mesurer correctement un état de polarisation. Tous ces éléments permettent une mesure fiable d'état de polarisation entre 1250-3000 et 3650-4000 cm^{-1} en 5 mesures seulement. À sa longueur d'onde optimale de fonctionnement ($\lambda_0 = 5$ µm, longueur d'onde à laquelle la lame à retard devient quart d'onde), le PSA prend la forme d'une bipyramide triangulaire en représentation sur la sphère de Poincaré.

Il s'agit maintenant d'éprouver le PSA proposé. Pour cela, nous nous proposons de vérifier expérimentalement certaines caractéristiques des éléments du PSA (en particulier

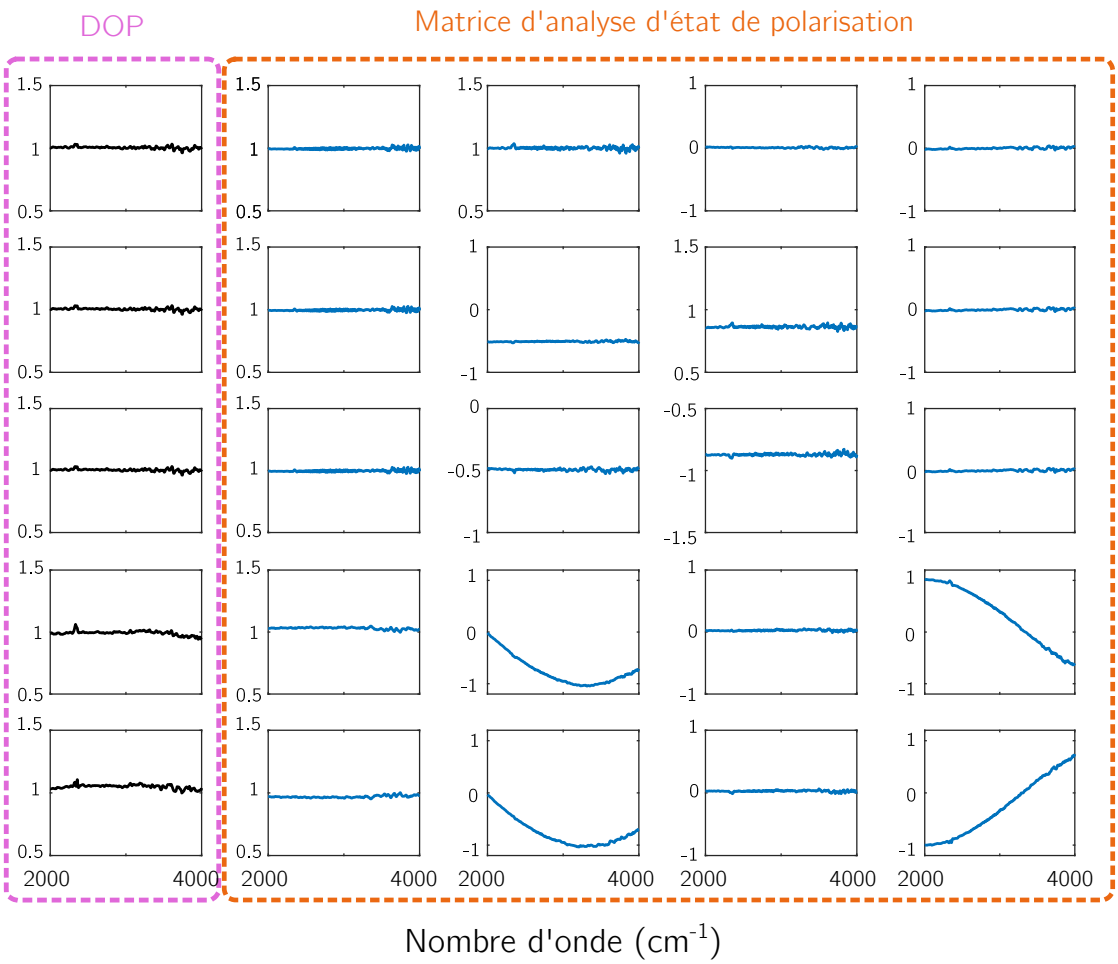


Figure 4.11 – (Encadré orange) Évolution spectrale des composantes de la matrice d'analyse d'état de polarisation **W** pour un PSA en configuration bipyramide triangulaire. Les valeurs sont obtenues en utilisant l'Eq.(4.28) où les matrices de Mueller du polariseur et de la lame à retard ont été mesurées avec un polarimètre de Mueller. (Encadré rose) Degré de polarisation (DOP) de chaque état correspondant du PSA figurant sur la même ligne, calculé avec l'Eq.(4.28). L'ensemble des courbes sont tracées en fonction du nombre d'onde allant de 2000 à 4000 cm^{-1}.

le retard de la lame de MgF_2) pour pouvoir les comparer avec les valeurs obtenues avec un polarimètre de Mueller et de vérifier expérimentalement la matrice d'analyse d'état de polarisation présentée en Fig.4.11.

4.4 Caractérisation expérimentale des performances du polarimètre de Stokes construit

4.4.1 Mesure expérimentale du retard de la lame

Nous souhaitons également pouvoir comparer les matrices de Mueller extraites avec un polarimètre de Mueller à des mesures complémentaires, permettant ainsi de valider les valeurs trouvées. On s'intéresse en particulier au retard du déphaseur. Nous pouvons accéder expérimentalement à sa valeur en utilisant le dispositif présenté en Fig.4.13. On peut obtenir le retard induit par la lame entre ses deux axes neutres en les plaçant à 45° des axes d'un polariseur et d'un analyseur, de direction parallèles ou croisées. Le polariseur se

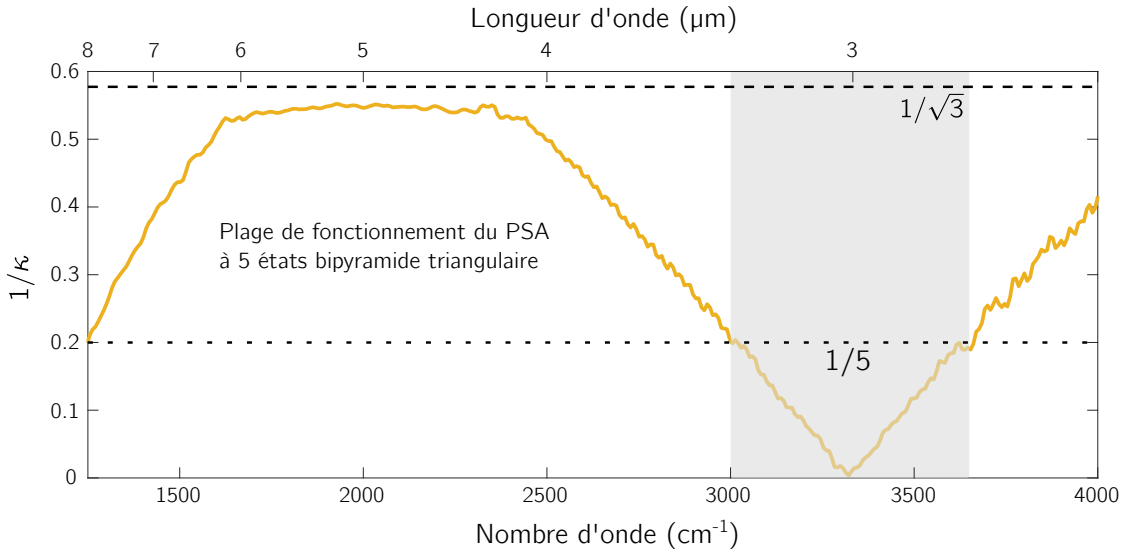
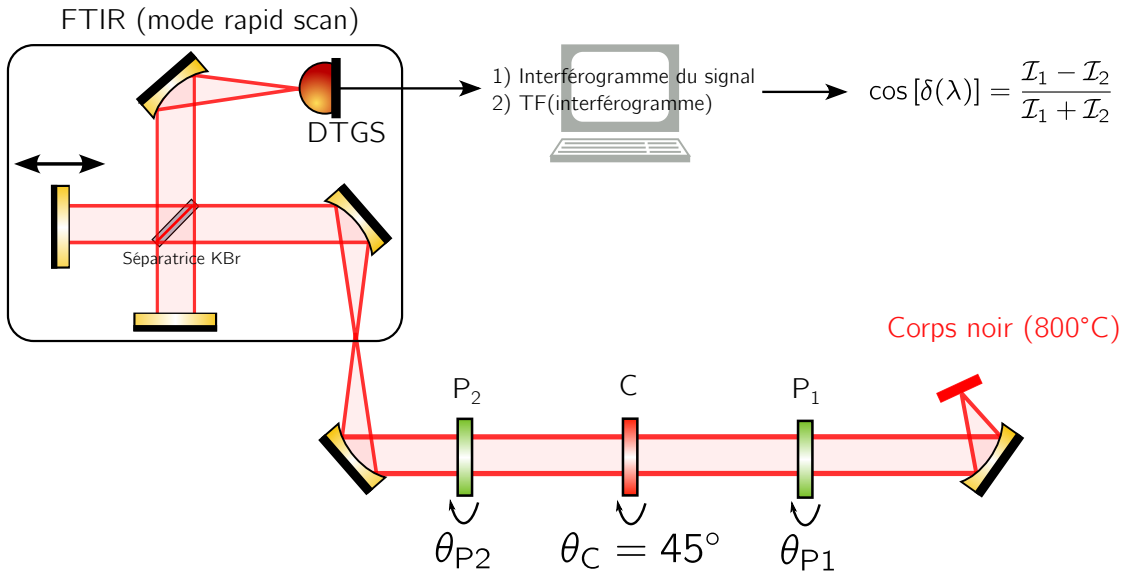


Figure 4.12 – Conditionnement de la matrice d'analyse d'état de polarisation (dont les coefficients sont représentés en Fig.4.11) en fonction du nombre d'onde. La plage de fonctionnement du PSA à 5 états est représentée sur fond blanc. Le conditionnement de la matrice d'analyse d'état de polarisation entre 3000-3650 cm^{-1} (tel que le conditionnement $1/\kappa < 1/5$) est considéré comme insuffisant pour le niveau de bruit estimé dans nos mesures.



$$\mathcal{I}_1 = \mathcal{I}\left(\theta_{P_1} = 0°, \theta_{P_2} = 0°\right) \propto 1 + \cos[\delta(\lambda)]$$

$$\mathcal{I}_2 = \mathcal{I}\left(\theta_{P_1} = 90°, \theta_{P_2} = 0°\right) \propto 1 - \cos[\delta(\lambda)]$$

Figure 4.13 – Dispositif de mesure du retard de la lame de MgF_2. La lame est positionnée à 45° des axes des polariseurs. On mesure les intensités transmises lorsque les polariseurs sont parallèles et croisés. Celles-ci sont proportionnelles, à un facteur numérique près, au produit de la transmission à travers chacun des éléments optiques par la réponse du détecteur. Il n'est pas utile de connaître leur valeur numérique pour mesurer le retard de la lame au vu de l'Eq.(4.31)

trouvant côté détecteur est maintenu fixe afin de neutraliser d'éventuels effets de sélectivité de polarisation par le détecteur. La source étant un corps noir par essence non polarisé, nous faisons tourner ce polariseur. On peut montrer qu'en faisant le ratio suivant, nous pouvons avoir accès au cosinus du retard de la lame :

$$\cos(\delta) = \frac{\mathcal{I}_1 - \mathcal{I}_2}{\mathcal{I}_1 + \mathcal{I}_2}. \tag{4.31}$$

où $\mathcal{I}_1, \mathcal{I}_2$ sont les intensités mesurées lorsque $(\theta_{P_1}, \theta_{P_2}) = (0°, 0°)$ et $(90°, 0°)$ respectivement, comme schématisé en Fig.4.13. En utilisant un FTIR, nous avons alors accès au retard de la lame sur une large gamme spectrale (plusieurs dizaines de microns en général, dépendant du pas de l'interférogramme généré et de la bande passante du détecteur) en deux mesures seulement.

Nous utilisons un détecteur DTGS (sulfate de triglycine deutéré) dans les mesures qui suivent. Ce type de détecteur est moins sensible qu'un détecteur MCT mais présente l'avantage d'avoir un comportement linéaire en fonction de l'intensité incidente sur le détecteur, contrairement au MCT, connu pour être rapidement non-linéaire et souvent utilisé comme détecteur qualitatif et non quantitatif [Carter et al., 1990]. Nous avons vérifié son comportement linéaire en testant la loi de Malus. Pour cela, nous avons utilisé deux polariseurs dont on fait varier l'angle relatif $\Delta\theta$. La source est un corps noir chauffé à 800°C. Il s'agit ensuite de vérifier si la loi de Malus peut être correctement modélisée par une fonction en $A\cos^2(\Delta\theta)$. La non-linéarité des détecteurs se traduit par une déviation à cette loi en particulier au niveau des intensités maximales et minimales en $\Delta\theta = 0°, 90°$. Dans une telle gamme d'intensité (entre $I_{BB}[\lambda, T \simeq 1000\,\mathrm{K}]$ et le bruit ambiant), nous avons pu vérifier que le DTGS était un meilleur détecteur que le MCT pour tester notre PSA. Nous utilisons donc ce détecteur dans tout ce chapitre.

La mesure du retard de la lame de MgF_2 choisie pour le PSA développé est présenté en Fig.4.14. Le dispositif présenté en Fig.4.13 permet de bien recouper et confirmer les

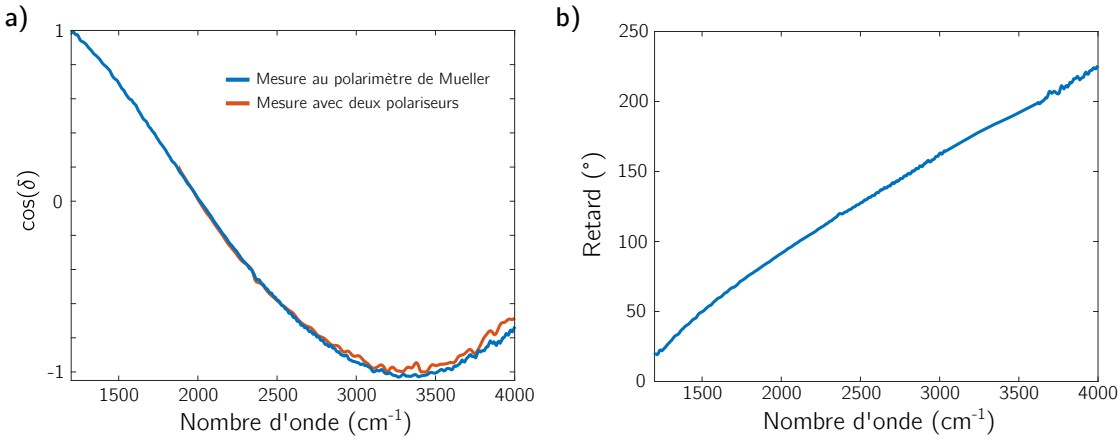


Figure 4.14 – Dispersion du retard de la lame de MgF_2 utilisée dans le PSA présenté. **a)** Mesure expérimentale de $\cos[\delta(\lambda)]$ avec un polarimètre de Mueller (en bleu, reprise de la composante $(4,4)$ de la matrice de Mueller en Fig.4.10) et par le dispositif construit en Fig.4.13 (en orange). **b)** Retard de la lame de MgF_2 utilisée dans le PSA, déduit de la mesure de la figure de gauche.

valeurs mesurées avec un polarimètre de Mueller. Les valeurs du retard de la lame en MgF_2 en Fig.4.14b peuvent donc être utilisées dans la suite des calculs.

4.4.2 Vérification des coefficients de la matrice d'analyse d'état de polarisation

Dans la section 4.3.1, nous avons pu mesurer les matrices de Mueller décrivant les éléments optiques constituant le PSA. À partir de ces mesures, nous avons pu construire la matrice d'analyse d'états de polarisation **W** comme décrit à l'Eq.(4.28). La matrice **W** ainsi obtenue peut être considérée comme une extrapolation à partir de mesures expérimentales plutôt qu'une réelle détermination expérimentale. En effet, nous utilisons les matrices de Mueller des composants optiques constituant le PSA mesurées expérimentalement avec un polarimètre de Mueller. Nous les injectons ensuite dans l'Eq.(4.28) qui fournit un modèle pour décrire la réponse optique de l'ensemble. Nous en déduisons alors une matrice que nous estimons très proche de la matrice réelle **W** du PSA. Cette démarche n'est pas libre d'erreurs systématiques car le modèle optique décrit par l'Eq.(4.28) ne prend en compte que des effets d'ordre 0. Des effets plus fins comme la prise en compte de réflexions multiples dans les éléments optiques et/ou entre composants ne sont pas pris en compte. Par ailleurs, l'orientation réelle des éléments optiques est susceptible de dévier à quelques dizaines de minutes d'arc de l'angle souhaité. Bien que la matrice extrapolée donne certainement une représentation fidèle du PSA, il convient de déterminer la matrice **W** par une autre méthode afin de valider l'approche précédente. Pour cela, nous nous inspirons de la méthode proposée par [Azzam et al., 1988]. Le dispositif est présenté en Fig.4.15.

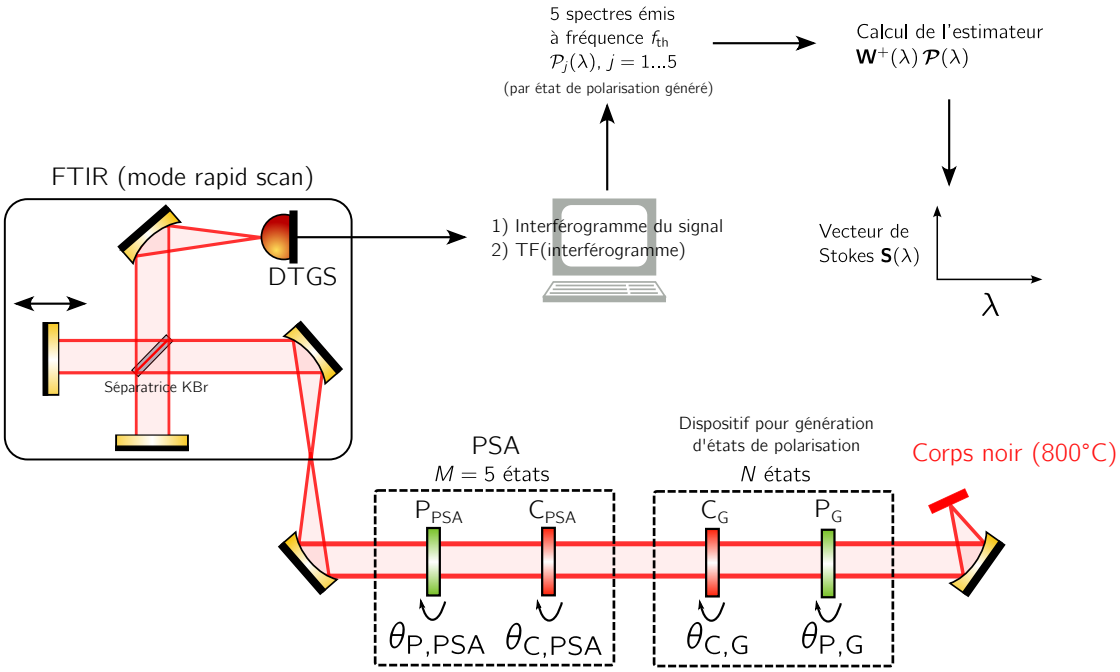


Figure 4.15 – Dispositif expérimental permettant la mesure directe des coefficients de la matrice d'analyse d'état de polarisation décrivant le PSA et permettant le test de calibration du PSA.

Nous générons N états de polarisation (connus) grâce à deux éléments optiques de référence (un polariseur linéaire et une lame en MgF_2 quart d'onde à 2000 cm^{-1} soit 5 µm, identiques à ceux utilisés pour construire le PSA), en amont desquels on place un corps noir dont l'émission est complètement dépolarisée. Les états de polarisation produits sont alors déterminés par le retard de la lame (fixé par le choix du matériau et son épaisseur) et les angles θ_P et θ_C fixant l'orientation du polariseur et de la lame respectivement par rapport à une référence commune. L'objectif est d'utiliser le PSA construit pour analyser ces états de polarisation et les confronter aux résultats attendus. Le taux de transmission

de chacun des éléments n'est pas fondamental car c'est le vecteur de Stokes normalisé par rapport à la première composante S_0 qui nous intéresse. Les états de polarisation générés sont alors décrits chacun par leur vecteur de Stokes. Chaque état de polarisation est alors mesuré par le PSA en faisant M opérations, correspondant aux M états d'analyse du PSA. À la fin de ces M opérations, nous aurons collecté M flux qui pourront être regroupés dans un vecteur colonne. En répétant ces opérations sur les N états en entrée, nous pouvons regrouper les intensités mesurées par le détecteur dans une matrice $\mathbf{T}$ de taille $M \times N$. De même, les N vecteurs (colonnes) de Stokes peuvent être regroupés dans une matrice $\mathbf{I}$ de taille $4 \times N$. L'ensemble des équations se regroupe alors sous la forme compacte suivante :

$$\mathbf{W}\,\mathbf{I} = \mathbf{T}. \tag{4.32}$$

La matrice d'analyse d'état de polarisation peut alors être extraite par $\tilde{\mathbf{W}} = \mathbf{T}\mathbf{I}^{+}$ où $\tilde{\mathbf{W}} = \mathbf{W}\mathbf{P}$, $\mathbf{P} = \mathbf{I}\,\mathbf{I}^{+}$ étant le projecteur orthogonal sur l'image de $\mathbf{I}$. [2]

Un minimum de $N = 4$ états d'entrée distincts est nécessaire [3]. Nous avons choisi de prendre 5 états caractérisés par les angles $(\theta_P, \theta_C) = \{(0°, 0°),\ (60°, 60°),\ (120°, 120°),\ (0°, 45°),\ (0°, -45°)\}$, ce qui veut dire que $\mathbf{I}(\delta) = \mathbf{W}^{T}(-\delta)$.

Les résultats expérimentaux sont présentés en Fig.4.16. L'encadré orangé indique les composantes de la matrice d'analyse d'état de polarisation $\mathbf{W}$, en orange les valeurs mesurées expérimentalement selon la méthode de calibration expérimentale présentée ci-dessus. Elles sont comparées aux valeurs calculées d'après l'Eq.(4.28) avec les matrice de Mueller en Eq.(4.29) (en bleu clair). Dans l'encadré rose de gauche, en rouge, on représente le degré de polarisation (DOP) correspondant à la ligne correspondante de la matrice $\mathbf{W}$. On rappelle que chacune des lignes de $\mathbf{W}$ représente un état du PSA et s'écrit comme la transposée d'un vecteur de Stokes comme décrit en Eq.(4.28). À ce titre, la détermination du DOP de cet état permet de s'assurer que le PSA ne dépolarise pas l'état en entrée. De même, les résultats obtenus avec la méthode décrite ci-dessus sont comparés avec ceux calculés avec l'Eq.(4.28) (en bleu foncé).

Nous obtenons un très bon accord à moins de 3 % près sur la majorité des composantes et sur la gamme spectrale 2000-4000 cm^{-1} sur la matrice d'analyse d'état de polarisation $\mathbf{W}$ avec les deux méthodes. Les valeurs bruitées autour de 3200 cm^{-1} sur la quatrième colonne de $\mathbf{W}$ avec la méthode de caractérisation sans polarimètre de Mueller sont dues au mauvais conditionnement de la matrice $\mathbf{I}$. À ces longueurs d'onde, la lame à retard utilisée dans le dispositif de génération d'état de polarisation se comporte comme un lame demi-onde ce qui ne permet pas d'accéder à l'information encodée dans la quatrième colonne de $\mathbf{W}$ contenant les informations sur la phase entre les composantes orthogonales du champ. Les valeurs de la matrice $\mathbf{W}$ calculées par l'Eq.(4.28) ne sont, quant à elles, pas bruités autour de 3200 cm^{-1} car les retardateurs installés sur le polarimètre de Mueller sont achromatiques et ne souffrent pas du même problème que la lame en MgF_2 installée sur notre PSA. Les valeurs avec le polarimètre de Mueller ne sont pas aussi bruitées dans cette gamme spectrale car des rhomboèdres achromatiques sont utilisés ce qui permet de s'affranchir de ce problème [Garcia-Caurel et al., 2015]. Les valeurs obtenues proches de 1 pour le degré de polarisation correspondant à chacun des états du PSA sont très encourageantes : elles montrent que le PSA proposé est de bonne qualité, n'induisant pas de dépolarisation de la lumière à analyser.

Maintenant que nous avons pu confirmer via 2 méthodes différentes l'évolution spectrale de la matrice d'analyse d'états de polarisation $\mathbf{W}$, il s'agit de tester notre PSA sur des états d'entrée connus. Nous gardons dans la suite la matrice $\mathbf{W}$ obtenue avec l'Eq.(4.28).

2. Si $\mathbf{W}$ est évalué sur l'image de $\mathbf{I}$, on a $\tilde{\mathbf{W}} = \mathbf{W}$.

3. Pour que le pseudo-inverse soit bien défini, la matrice doit être "plus haute que large". Si $N < 4$, $\mathbf{I}^{T}\mathbf{I}$ ne serait pas inversible, la notion de pseudo-inverse échoue alors.

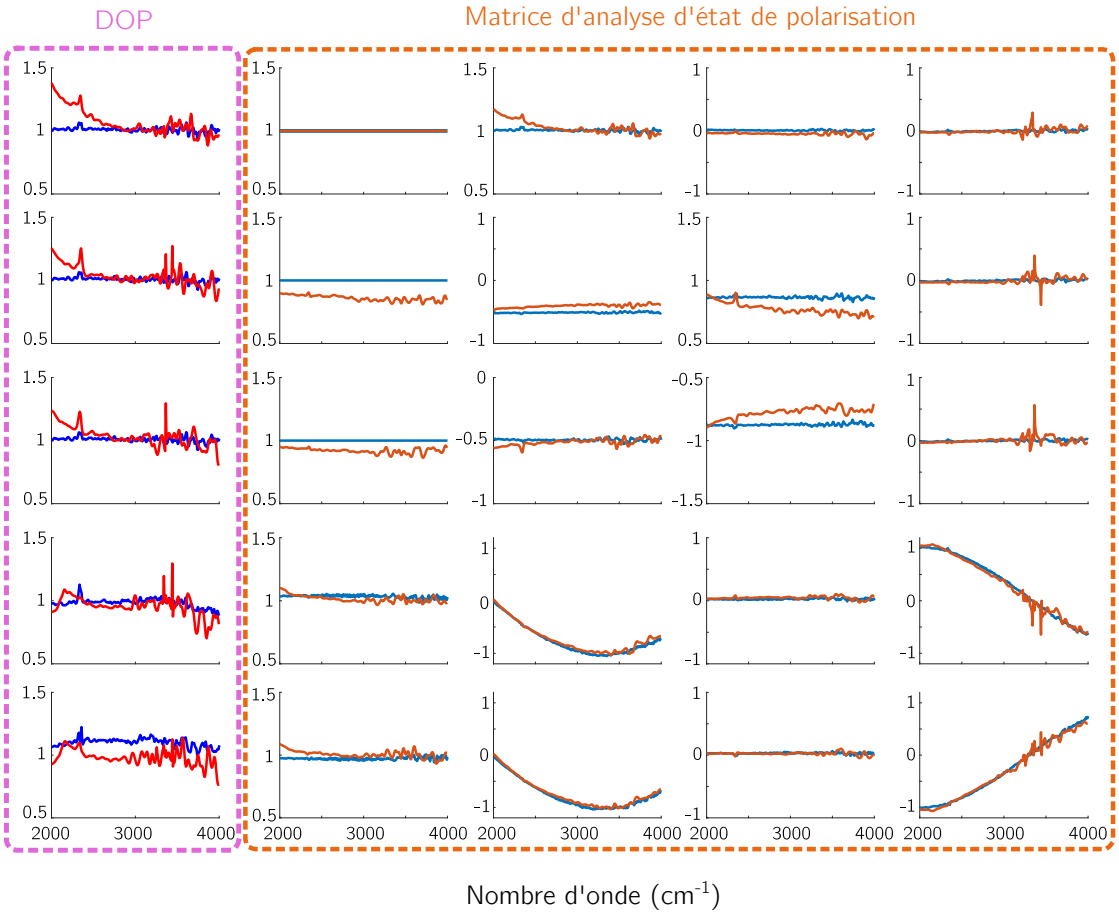


Figure 4.16 – (Encadré orange) Évolution spectrale des composantes de la matrice d'analyse d'état de polarisation **W** pour un PSA en configuration bipyramide triangulaire. En bleu : reproduction des valeurs présentées en Fig.4.11. En orange : valeurs obtenues avec la méthode présentée en Eq.(4.32). (Encadré rose) Degré de polarisation (DOP) de chaque état correspondant du PSA figurant sur la même ligne. En bleu foncé : reproduction du DOP présenté en Fig.4.11. En rouge : DOP pour les états obtenus expérimentalement avec l'Eq.(4.32) (valeurs en orange sur la même ligne). L'ensemble des courbes sont tracées en fonction du nombre d'onde allant de 2000 à 4000 cm^{-1}.

4.4.3 Estimation de l'incertitude sur le PSA

Pour pouvoir quantifier l'intervalle de confiance autour des valeurs du vecteur de Stokes estimé $\hat{\mathbf{S}}$, il faut s'intéresser à la connaissance du PSA lui-même. Ceci est pris en compte par le facteur $\|\Delta\mathbf{W}\|/\|\mathbf{W}\|$ dans l'Eq.(4.21). Pour l'estimer, nous comparons la matrice d'analyse d'état de polarisation théorique par rapport à sa mesure expérimentale $\mathbf{W}_{\text{exp}}$ faite en Sec.4.3.2, Fig.4.11. La matrice théorique $\mathbf{W}_{\text{th}}$ est construite en suivant la procédure décrite en Eq.(4.28) et en utilisant l'expression théorique des matrices de Mueller pour un polariseur linéaire et une lame à retard parfaits (expressions données en Eq.(4.29)). Le retard utilisé pour calculer $\mathbf{W}_{\text{th}}$ est le retard déterminé en Sec.4.4.1. Nous prenons les valeurs présentées en Fig.4.14 pour le retard de la lame. On peut alors estimer l'erreur sur la matrice de projection d'état de polarisation par $\Delta\mathbf{W} = \mathbf{W}_{\text{th}} - \mathbf{W}_{\text{exp}}$. Les résultats sont présentés en Fig.4.17. Nous prenons pour la suite $\|\Delta\mathbf{W}\|/\|\mathbf{W}\| = 0.03$.

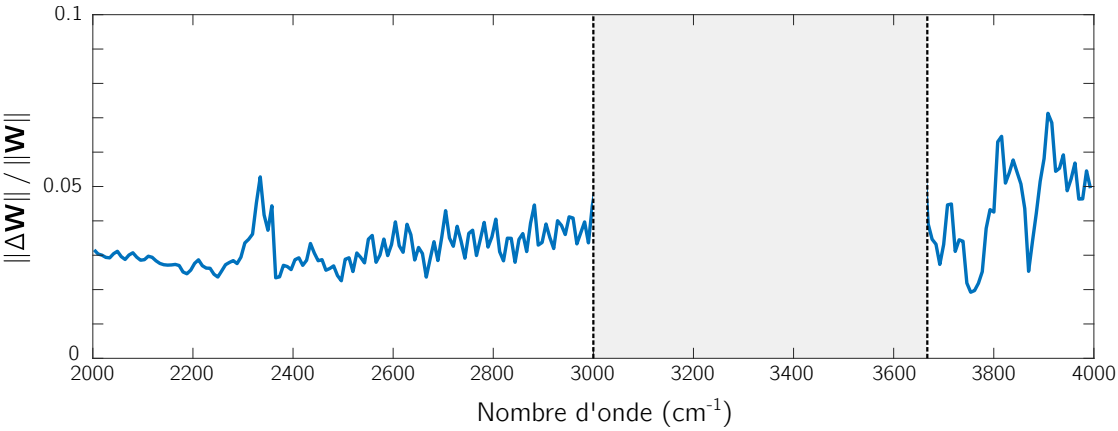


Figure 4.17 – Estimation de $\|\Delta\mathbf{W}\|/\|\mathbf{W}\|$ sur la plage spectrale de fonctionnement du PSA.

4.4.4 Tests du PSA sur des états de polarisation connus

Nous testons les performances de notre PSA bipyramidal sur des états de polarisation connus. Nous utilisons pour cela un corps noir en entrée suivi successivement d'un polariseur linéaire à grille et d'une lame à retard, quart d'onde à 5 µm. Pour ce faire, nous réutilisons le dispositif expérimental présenté en Fig.4.15.

Nous générons des états de polarisation linéaires orientés à 0°, 90°, 45° et 60° en tournant le polariseur et la lame à retard du même angle. Pour de tels états, on s'attend à trouver un vecteur de Stokes normalisé $\tilde{\mathbf{S}}_{\theta_P,\theta_C}$

$$\begin{aligned}
\tilde{\mathbf{S}}_{0^\circ} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}^T \\
\tilde{\mathbf{S}}_{90^\circ} &= \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}^T \\
\tilde{\mathbf{S}}_{45^\circ} &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}^T \\
\tilde{\mathbf{S}}_{60^\circ} &= \begin{pmatrix} -1/2 & \sqrt{3}/2 & 0 \end{pmatrix}^T
\end{aligned} \tag{4.33}$$

sur toute la gamme spectrale de fonctionnement commune au polariseur et à la lame à retard. Puisque ce sont des états linéaires, le vecteur de Stokes associé ne dépend pas du retard de la lame en MgF_2. Nous générons également des états de polarisation elliptiques en mettant

$$\begin{aligned}
\tilde{\mathbf{S}}_{0^\circ,45^\circ} &= \begin{pmatrix} \cos\{\delta\}, 0, \sin\{\delta\} \end{pmatrix}^T \\
\tilde{\mathbf{S}}_{0^\circ,-45^\circ} &= \begin{pmatrix} \cos\{\delta\}, 0, -\sin\{\delta\} \end{pmatrix}^T
\end{aligned} \tag{4.34}$$

où δ est le retard de la lame, dépendant de la longueur d'onde (voir Fig.4.14). L'Eq.(4.14) permet d'accéder à la valeur la plus probable du vecteur de Stokes que l'on cherche à caractériser. Les résultats sont montrés en Fig.4.18. Les barres d'erreur sont obtenues en utilisant les Eqs.(4.26) et (4.21) respectivement. Notons qu'en s'intéressant au vecteur de Stokes normalisé (par rapport à l'intensité totale), il n'est pas nécessaire de connaître ni la température du corps noir, ni le spectre de transmission de chacun des composants du PSA, ni la réponse spectrale du détecteur.

Les résultats obtenus montrent un très bon accord entre les valeurs obtenues expérimentalement pour les trois composantes du vecteur de Stokes normalisé et les valeurs correspondantes attendues. Fig.4.18a-c montrent le vecteur de Stokes d'états linéaires dont la polarisation est schématisée au-dessus des courbes. Deux composantes sont presque nulles et une composante est proche de ± 1. C'est bien ce qu'on s'attend à trouver quand les états en entrée sont linéaires horizontal (Fig.4.18a), vertical (Fig.4.18b) ou oblique à 45°

(Fig.4.18c). En Fig.4.18d, les composantes du vecteur de Stokes obtenu correspondent bien à un état linéaire incliné de 60° par rapport à l'axe x de référence. Pour toutes ces courbes, les valeurs sont indépendantes du retard de la lame en MgF_2 utilisée pour générer les états et sont proches des valeurs données dans l'Eq.(4.33).

Lorsque les états sont elliptiques (Fig.4.18e-f), on voit qu'à 2000 cm^{-1}, la composante S_3 du vecteur de Stokes normalisé s'approche de ± 1, les autres composantes restant proches de 0. C'est également ce qu'on s'attend à trouver à la longueur d'onde à laquelle la lame à retard devient une quart d'onde. En s'éloignant de cette longueur d'onde, le vecteur de Stokes évolue pour décrire un état elliptique, ce qui est conforme à nos attentes. L'absence de valeurs entre 3000 et 3650 cm^{-1} est due au fait qu'on se situe en-dehors de la plage de fonctionnement du PSA. Cette limitation est directement lié à notre choix de lame (matériau et épaisseur). Pour contourner ce problème, il est possible d'utiliser une deuxième lame en complément. Celle-ci devrait soit être faite dans un matériau différent pour devenir demi-onde à une autre longueur d'onde, ou bien faite du même matériau que la première, mais avec une épaisseur différente (autrement dit une lame quart d'onde en MgF_2 à une autre longueur d'onde). Les lames couvriraient alors ensemble la totalité de la gamme spectrale d'intérêt pour offrir une meilleure qualité de mesure de l'état de polarisation.

Malgré cela, nous constatons que les vecteurs de Stokes normalisés estimés avec une seule lame permettent de donner une estimation raisonnable du vecteur de Stokes. Ces résultats confirment la validité de notre méthode et la robustesse de notre PSA sur une gamme spectrale dans le MIR couvrant au moins une plage entre 2000 et 4000 cm^{-1}, exception faite d'une étroite fenêtre entre 3200 et 3500 cm^{-1}.

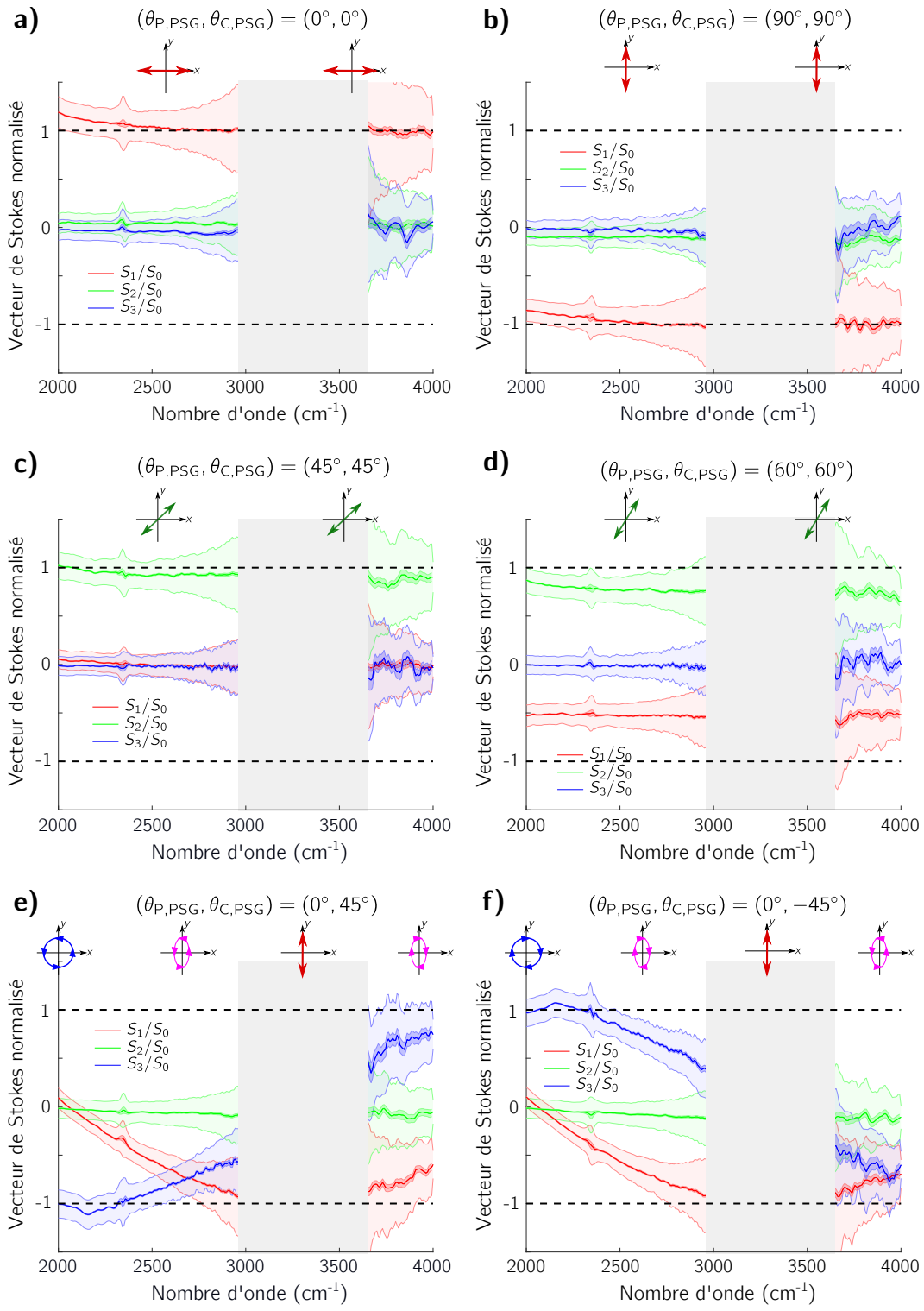


Figure 4.18 – Mesure du vecteur de Stokes normalisé pour plusieurs états de polarisation connus en entrée du PSA bipyramidal triangulaire présenté. Les états en entrée sont générés par un générateur d'état de polarisation constitué d'un polariseur linéaire suivi d'une lame à retard en MgF_2 quart d'onde à 2000 cm^{-1}. Leurs orientations respectives par rapport à une référence commune sont notées au-dessus de chacun des panneaux et les états de polarisation générés y sont également schématisés. **a-d)** : états de polarisation linéaires en entrée. **e-f)** : états de polarisation elliptiques devenant circulaires à 2000 cm^{-1}. La zone entre 3000-3650 cm^{-1} est en-dehors de la plage de fonctionnement du PSA. La ligne centrale fine représente la valeur estimée par pseudo-inversion pour le vecteur de Stokes. Les zones coloriées plus foncées autour des lignes centrales représentent les barres d'erreur à 1σ estimées par la matrice de covariance (Eq.(4.26)). Les zones coloriées plus claires et plus larges représentent les barres d'erreur estimées par l'Eq.(4.21) pour $\|\Delta\mathbf{W}\|/\|\mathbf{W}\| = 0.03$.

4.5 Conclusion

Afin d'analyser l'état de polarisation d'un rayonnement MIR, un polarimètre de Stokes doit être mis au point. Un tel analyseur d'état de polarisation (PSA) doit répondre à plusieurs critères : i) être simple, facile d'utilisation et ne nécessitant pas un lourd dispositif optomécanique, ii) consister en un faible nombre d'états de projection tout en iii) opérant sur une large plage spectrale dans le MIR et qui soit iv) de qualité, i.e. robuste au bruit et erreurs expérimentales et à la propagation d'erreur résultante.

Pour cela, nous avons privilégié deux figures de mérite pour juger la qualité du PSA : le conditionnement κ de la matrice d'analyse d'état de polarisation décrivant l'ensemble de ses états et l'EWV (equally weighted variance). Nous nous sommes limités à l'utilisation de deux composants optiques simples et commercialement disponibles pour construire le PSA : une lame à retard en MgF_2 que nous avons choisie quart d'onde à 2000cm^{-1} (soit 5 µm) et un polariseur linéaire à grille. Chaque état du PSA est alors défini par les orientations de la lame et du polariseur par rapport à une référence commune.

Nous avons tout d'abord étudié deux PSA à $M = 4$ états, dits *minimaux* : le premier consistant en 4 états canoniques, le deuxième étant représenté par un tétraèdre régulier inscrit dans la sphère de Poincaré à la longueur d'onde pour lequel il est optimisé. Ces deux PSA ne répondent pas à l'ensemble des critères attendus, mais une étude de leur comportement spectral en terme de variation des états de projection sur la sphère de Poincaré, de κ et de l'EWV en fonction de la longueur d'onde a donné des pistes pour les améliorer. En particulier, nous avons constaté qu'un nombre important d'états indépendants de la longueur d'onde (donc d'états linéaires) permet une meilleure stabilité spectrale de la qualité du PSA.

Ces constatations ont motivé l'extension de l'étude à $M = 5$ états, soit un PSA avec un état de projection supplémentaire par rapport au minimum requis pour que le problème ne soit pas sous-déterminé. Nous avons comparé trois configurations de ce PSA (configuration canonique étendue à 5 états et deux configurations représentées par une pyramide à base carrée et une bipyramide triangulaire inscrits dans la sphère de Poincaré). Bien qu'un grand nombre d'états de projection linéaires contribue à la stabilité spectrale de la qualité du PSA, il ne s'agit pas d'une condition suffisante. La forme du polyèdre représentant le PSA est également un facteur important.

Grâce à des simulations numériques, nous avons trouvé que la configuration du PSA en bipyramide triangulaire répond à l'ensemble des critères recherchés. En choisissant un polariseur linéaire commercial dans le MIR ainsi qu'une lame en MgF_2 commerciale, quart d'onde à 2000 cm^{-1} (soit 5 µm), nous avons construit le PSA. Des tests ont ensuite été réalisés sur des états de polarisation connus en entrée. Nous avons montré qu'un tel PSA fonctionnant dans le MIR permet une mesure fiable d'état de polarisation entre 1250-3000 et 3650-4000 cm^{-1} en utilisant seulement 5 états d'analyse. La plage de mesure optimale se situe entre 1500 et 2500 cm^{-1} où l'EWV atteint 97% de la meilleure valeur atteignable. En-dehors de cette plage tout en restant dans le domaine de fonctionnement du PSA, les mesures restent fiables au prix d'une incertitude croissante sur la valeur estimée des paramètres de Stokes au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la plage de travail optimale. Ainsi, le PSA proposé est quasi-optimal en terme de qualité de mesure possible, d'après les critères de κ et de l'EWV, tout en gardant cette robustesse sur une bande spectrale étendue.

Le meilleur PSA proposé, dont les états décrivent une bipyramide triangulaire lorsque la lame à retard est quart d'onde, a été réalisé, testé au laboratoire et s'est avéré conforme aux prédictions théoriques. Il est parfaitement adapté à l'utilisation que nous souhaitons en faire, à savoir être capable de mesurer l'état de polarisation du rayonnement émis par une source MIR dont l'objectif sera d'émettre avec un fort dichroïsme circulaire. Il serait

néanmoins intéressant de poursuivre l'étude menée dans ce chapitre en cherchant s'il existe une meilleure configuration pour ce PSA permettant un domaine spectral de fonctionnement plus large encore tout en gardant une qualité de mesure égale ou supérieure. Un des éléments à optimiser et qui n'a pas été pris en compte dans l'étude menée dans ce chapitre est la dispersion du matériau constituant la lame à retard. Une optimisation par rapport à l'ensemble des matériaux disponibles serait également intéressante à mener.

Chapitre 5

Émission par une source incandescente chirale présentant du dichroïsme circulaire

Dans le chapitre précédent, nous avons mis au point un polarimètre de Stokes permettant d'analyser l'état de polarisation d'un rayonnement MIR en peu d'étapes et avec une robustesse quasi-optimale au bruit de mesure sur une large gamme spectrale. Cet instrument a été développé pour un objectif précis : être capable de caractériser l'état de polarisation d'une source incandescente conçue pour émettre avec un fort degré de polarisation et avec un fort dichroïsme circulaire. Maintenant que nous avons mis au point et éprouvé un tel moyen de caractérisation, il s'agit désormais d'optimiser et fabriquer une telle source. C'est l'objet du chapitre qui suit.

5.1 Recherche d'une architecture présentant du dichroïsme circulaire en émission

5.1.1 Idées pour favoriser l'apparition de dichroïsme circulaire

Nous nous inspirons de l'architecture de la source présentée en Chapitre 2. La sélectivité spectrale est contrôlée par une configuration en écran de Salisbury (voir Sec.2.1.2). En ajoutant un miroir parfait sous un film métallique, le film peut absorber 100% d'une onde incidente normale pour des longueurs d'onde paramétrées par la distance entre le film et le miroir. En vertu de la loi de Kirchhoff généralisée [Greffet et al., 2018], lorsque ce même film est chauffé, son émissivité sera de 1 pour ces mêmes longueurs d'onde. Une telle configuration nous permet alors de fixer facilement la longueur d'onde à laquelle l'émissivité de notre source sera piquée. Pour fabriquer une telle structure, nous reprenons les matériaux suivants : du molybdène (Mo) pour le miroir semi-infini, du nitrure de silicium (SiN_x) pour l'espaceur transparent dans le MIR et compatible avec le Mo. Enfin, nous utilisons le platine pour le film métallique pour sa compatibilité avec le SiN_x et sa tenue en température. L'avantage d'un tel choix est aussi la possibilité de chauffer électriquement l'émetteur en appliquant une tension à ses bords et en tirant parti de l'effet Joule. Pour le moment, un simple film métallique uniforme aura a priori une émission complètement dépolarisée. Le spectre d'émissivité polarisée de notre source sera contrôlé en choisissant judicieusement la métasurface à chauffer. En effet, nous avons vu en Sec.2.3.3 qu'en texturant ce film en fils métalliques unidimensionnels, il est possible d'obtenir une émission présentant un dichroïsme linéaire. Il s'agit désormais de trouver une géométrie permettant de produire un fort dichroïsme circulaire, dans la direction normale à la source. Pour cela, nous recherchons

une métasurface ayant un couplage préférentiel avec l'une des hélicités d'une onde plane polarisée circulairement en champ lointain.

Un choix intuitif serait de réaliser des structures chirales tridimensionnelles de forme hélicoïdales. Cette idée a été proposée et mise en pratique par [Thiel et al., 2007a, Gansel et al., 2009] par exemple pour en faire des filtres sélectifs en polarisation circulaire. Les résultats obtenus montrent un contraste en sélection pouvant atteindre 0.8 pour certaines longueurs d'onde avec une dynamique spectrale de plusieurs microns. Il s'agit cependant de métamatériaux de plusieurs microns d'épaisseur et dont la fabrication est délicate. Une version simplifiée et discrétisée des hélices consiste en une superposition de réseaux unidimensionnels tournés relativement les uns par rapport aux autres [Lee and Chan, 2007, Takahashi et al., 2017, Thiel et al., 2007b]. Leur fabrication est bien plus simple que les hélices mais demande une grande attention sur la compatibilité des matériaux et leur résistance aux échauffements, sans oublier leur épaisseur de l'ordre de la longueur d'onde ou plus.

Nous privilégions les métasurfaces, plateformes ultrafines et dont la fabrication demande bien moins d'étapes. Une forme intuitive pour le motif constituant la cellule élémentaire de la métasurface est une croix de gammadion qui présente une chiralité dans le plan. Cependant, pour un tel motif présentant une symétrie de 90° dans le plan, si la transmission est nulle à travers la structure (ce qui est le cas avec notre choix de mettre un miroir semi-infini en configuration Salisbury) et que la diffraction n'a lieu que dans l'ordre 0 (i.e. pour une incidence normale, la réflexion n'a lieu que dans la direction normale ce qui est le but recherché dans notre cas en absorption), il ne pourrait pas y avoir de contraste d'absorption/émission entre polarisation circulaire gauche et droite. Dans ce cas, la matrice de diffusion $S_{\mathrm{TM,TE}}$ exprimée dans la base des polarisations (TM,TE) se limite à une matrice 2×2 contenant les efficacités en réflexion. En incidence normale, on peut fixer TM correspondant à un champ selon x et TE selon y. On peut également exprimer la matrice de diffusion dans la base (RCP,LCP) avec une matrice de passage $\mathbf{P}$:

$$S_{\mathrm{TM,TE}} = \begin{pmatrix} r_{x,x} & r_{y,x} \\ r_{x,y} & r_{y,y} \end{pmatrix}, \quad S_{\mathrm{RCP,LCP}} = \mathbf{P}^{-1} \begin{pmatrix} r_{\mathrm{RCP,RCP}} & r_{\mathrm{LCP,RCP}} \\ r_{\mathrm{RCP,LCP}} & r_{\mathrm{LCP,LCP}} \end{pmatrix} \mathbf{P}, \tag{5.1}$$

où $\mathbf{P} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -i & i \end{pmatrix}$, $r_{a,b}$ est l'amplitude réfléchie sur la polarisation b pour une onde incidente polarisée suivant a. Comme schématisé en Fig.5.1, la présence d'un symétrie de rotation de 90° implique que $r_{x,y} = -r_{y,x}$. Par réciprocité onde plane-onde plane, on montre que $r_{x,y} = r_{y,x}$, ce qui conduit à $r_{x,y} = r_{y,x} = 0$. Puisque $r_{x,x} = r_{y,y}$, on obtient $r_{\mathrm{RCP,RCP}} = r_{\mathrm{LCP,LCP}}$, $r_{\mathrm{RCP,LCP}} = r_{\mathrm{LCP,RCP}} = 0$ ce qui montre qu'aucun dichroïsme circulaire ne peut être obtenu.

Puisque nous nous intéressons à l'incidence normale, il est nécessaire de chercher une structure ne présentant pas une symétrie dans le plan de 90°. Une solution possible est de ne prendre qu'une moitié de motif, présentant néanmoins toujours une chiralité. Nous choisissons de texturer le film métallique sous forme de résonateurs chiraux en demi-bras de gammadion, comme schématisé en Fig. 5.2. Ces motifs sont disposés en un réseau bidimensionnel de façon à ce qu'il soit possible de les connecter électriquement. De cette façon, il est possible de garantir un chauffage local des résonateurs par effet Joule, ce qui permet de chauffer uniquement les zones émettrices de la structure et ainsi de garantir un meilleur rendement de la source. Notons que les conclusions du Chapitre 2 sont également applicables en termes de vitesse de modulation de la source. Une différence notables est l'échauffement inhomogène au niveau du platine du fait de la présence de constrictions présentant une résistance linéique localement plus élevée.

Nous choisissons de réaliser une métasurface métallique s'appuyant sur un écran de Salisbury. Le film métallique uniforme est remplacé par un réseau bidimensionnel dont

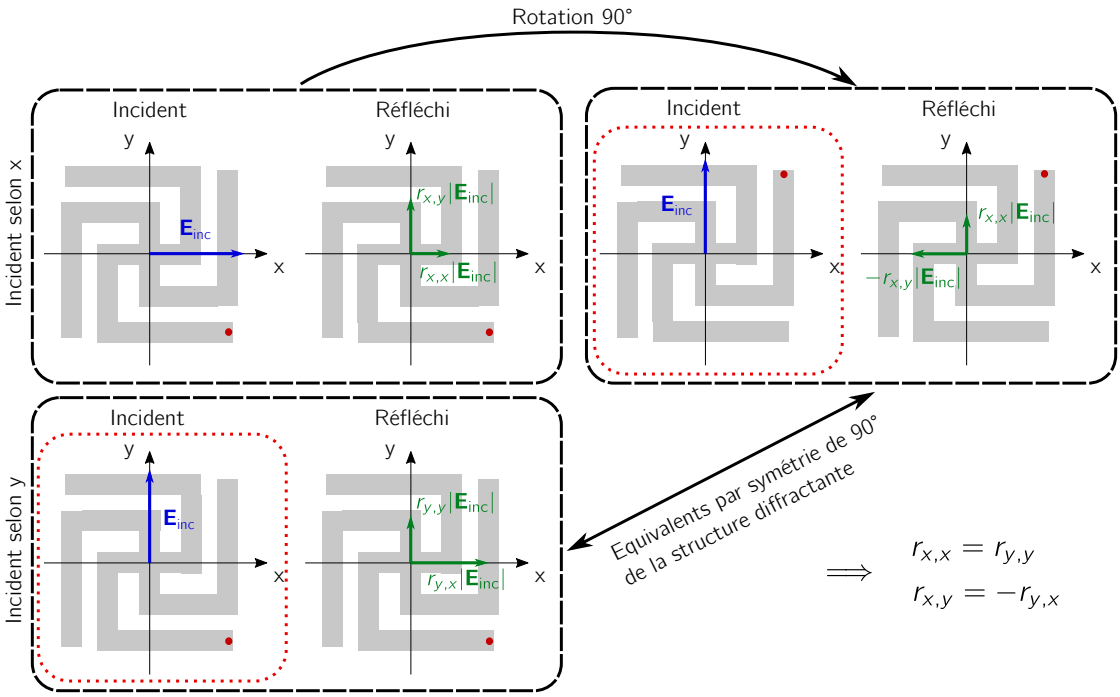


Figure 5.1 – Schéma justifiant l'absence de dichroïsme circulaire pour un réseau dont le motif élémentaire (motif grisé) présente un symétrie de rotation dans le plan de 90° autour de l'axe z. Ceci suppose que l'onde incidente arrive en incidence normale, que la transmission à travers le système est nul et qu'il n'y a réflexion que dans l'ordre 0. Le point rouge est purement symbolique et vise à faciliter la représentation visuelle de la rotation.

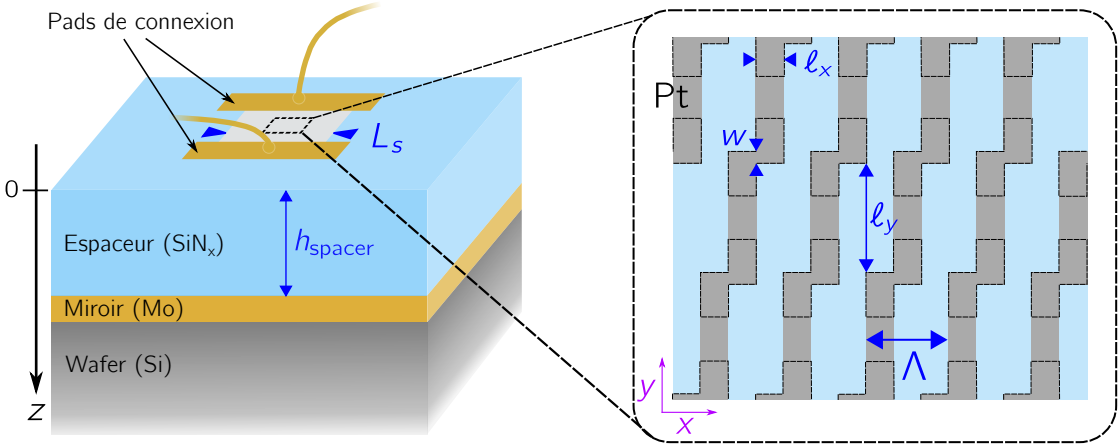


Figure 5.2 – Schéma de la source conçue pour émettre avec un fort dichroïsme circulaire. Á l'issu de l'optimisation numérique sur les paramètres géométriques de la structure, nous obtenons $\ell_x = 688$ nm, $\ell_y = 2.737$ µm, $w = 300$ nm, $\Lambda = 2.063$ µm, $h_{\text{spacer}} = 651$ nm, $h_{\text{Pt}} = 25$ nm. Les lignes pointillées indiquées sur la structure en platine servent de support visuel pour délimiter les résonateurs en forme de Z, ils n'ont pas d'existence physique. La métasurface fait une taille de $L_s \times L_s = 100 \times 100$ µm^2.

le motif élémentaire chiral en forme de bras de gammadion. Ces motifs permettent de réaliser une connexion électrique avec leurs voisins, ce qui offre la possibilité de chauffer la structure électriquement, en s'appuyant sur l'effet Joule.

5.1.2 Simulations pour le dimensionnement de la source

Une fois la géométrie choisie, nous cherchons à optimiser le dichroïsme circulaire de notre source en jouant sur les paramètres géométriques décrivant la métasurface en platine. Pour cela, des simulations numériques sont effectuées en utilisant la bibliothèque RETICOLO [Hugonin and Lalanne, 2021] implémentant la résolution des équations de Maxwell pour des réseaux avec la méthode RCWA. Nous calculons l'absorption totale de la structure lorsqu'elle est soumise respectivement à une onde plane sous incidence normale et de polarisation circulaire gauche et droite. La fonction de coût choisie pour l'optimisation est la valeur absolue du dichroïsme total en absorption qu'on cherche à maximiser à la longueur d'onde de 4.7 µm par rapport à l'ensemble des paramètres $\{\ell_x, \ell_y, w, h_{\text{spacer}}, h_{\text{Pt}}\}$. On utilise pour cela la méthode de Nelder-Mead permettant de minimiser une fonction continue (l'opposé de la fonction de coût choisie) dans un espace à plusieurs dimensions (5 ici). Les calculs RCWA sont menés avec $49 \times 49 = 2401$ harmoniques spatiales, chaque calcul de la fonction de coût dure une vingtaine de minutes en menant les calculs sur des processeurs Intel Xeon Gold 6244 cadencés à 2.60 GHz. Les résultats de l'optimisation sur les degrés de liberté géométriques paramétrant notre métasurface sont présentées en Tab.5.1.

Notation (voir Fig.5.2)	Valeur optimale	Paramètre géométrique
L_s	100 µm	Taille de la zone d'émission choisie
Λ	2.063 µm	Pas du réseau selon x
ℓ_x	688 nm	Largeur d'un résonateur
ℓ_y	2.737 µm	Distance inter-constriction
w	300 nm	Largeur d'une constriction
h_{spacer}	651 nm	Épaisseur d'espaceur de SiN_x
h_{Pt}	25 nm	Épaisseur de la métasurface

Table 5.1 – Paramètres géométriques optimaux issus des simulations numériques visant à maximiser l'absorption totale par la structure à $\lambda_0 = 4.7$ µm.

Les spectres d'absorption de la structure sont présentés en Fig.5.3. Le spectre d'absorption totale de la structure est tracé en traits pleins pour les deux hélicités et l'absorption ayant lieu uniquement dans la métasurface en platine est tracée en traits pointillés. Nous constatons qu'une grande partie de l'absorption (plus de 80% entre 4 et 7 µm) a lieu dans la métasurface sur la gamme spectrale d'intérêt, ce qui est bon signe pour le comportement de la structure en émission.

De ces simulations, il est possible de prévoir le vecteur de Stokes et le degré de polarisation attendu de la source. Pour cela, nous faisons usage de la loi de Kirchhoff et calculons l'absorption par la structure éclairée sous incidence normale par une onde plane dont on contrôle la polarisation. En imposant à la polarisation de l'onde incidente d'être successivement linéaire orientée selon x, y, linéaire oblique à 45° et -45° puis circulaire droite et gauche, on obtient une estimation de l'émissivité spectrale de la source dans toutes ces polarisations. À $\lambda_0 = 4.75$ µm où le dichroïsme circulaire est maximal, on résume en Tab.5.2 les absorptivités/émissivités polarisées prédites par les simulations numériques. Il est utile de remarquer que la moyenne des émissivités entre polarisations orthogonales (x, y, 45°, −45° et RCP, LCP) vaut toujours la même valeur qui est l'émissivité totale valant 0.63. Les paramètres de Stokes attendus valent donc, à $\lambda_0 = 4.7$ µm,

$$\left(S_1/S_0, \quad S_2/S_0, \quad S_3/S_0\right) = \left(0.049, \quad -0.16, \quad -0.51\right). \tag{5.2}$$

Le vecteur de Stokes normalisé par rapport à l'intensité totale est représenté entre 4 et 8 µm en Fig.5.12a. Le degré de polarisation (DOP) ainsi que le degré de polarisation circulaire

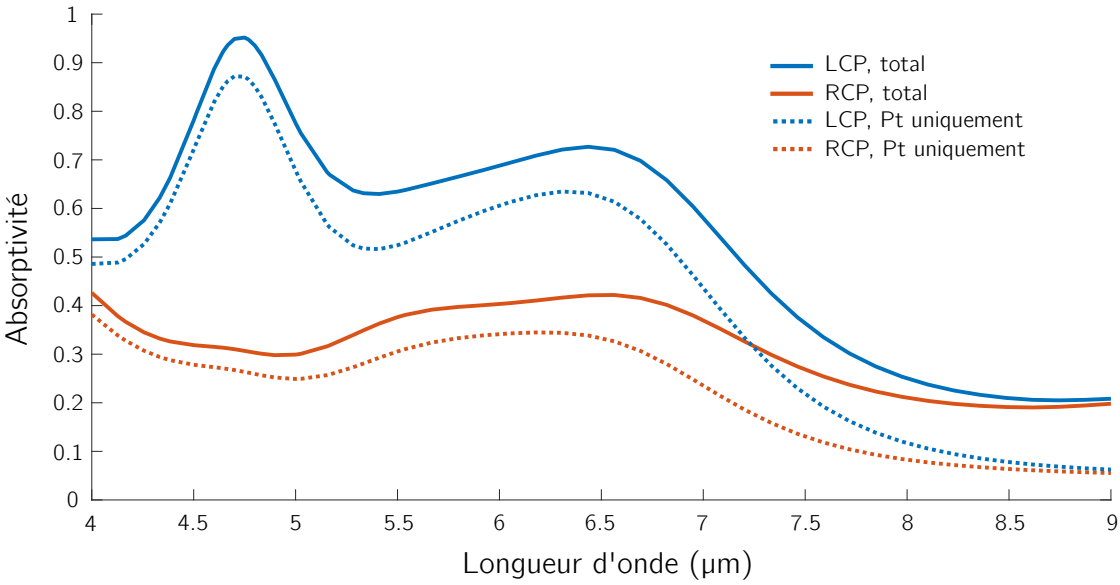


Figure 5.3 – Simulation du spectre d'absorption de la source dans son ensemble, éclairée par une onde place de polarisation circulaire gauche (bleu, trait plein) et droite (orange, trait plein) sous incidence normale. On trace en traits pointillés dans une couleur identique l'absorption ayant lieu uniquement dans la métasurface en platine.

Polarisation (ℓ)	Absorptivité/ Émissivité polarisée
Linéaire selon x	0.66
Linéaire selon y	0.60
Linéaire à 45°	0.53
Linéaire à -45°	0.73
Circulaire RCP	0.31
Circulaire LCP	0.95

Table 5.2 – Absorption/émissivité polarisée de la source à $\lambda_0 = 4.7$ µm. Valeurs prédites par simulations. Les axes sont orientés tel que schématisé en Fig.5.2.

(DOCP) de la source [1] à $\lambda_0 = 4.7$ µm sont estimés à

$$\mathrm{DOP} = 0.54 \quad \text{et} \quad \mathrm{DOCP} = 0.51. \tag{5.4}$$

De tels degré de polarisation et degré de polarisation circulaire sont prometteurs en comparaison d'autres sources MIR de la littérature. [Wadsworth et al., 2011] proposent des métasurfaces métalliques dans une configuration en miroir-espaceur-métasurface dont le motif élémentaire est en forme de L ou de spirale. En chauffant ces structures à 45°C, ils obtiennent un degré de polarisation de 0.08 et de 0.23 dans le MIR (bande 8-12 µm) respectivement pour ces motifs élémentaires. Les auteurs écrivent que le théorème de fluctuation-dissipation interdit à des structures purement planaires d'émettre un rayonnement où les composantes transverses du champ seraient corrélées. Les courants fluctuants à l'origine de l'émission sont effectivement décorrélés (conséquence du théorème de fluctuation-dissipation). Cependant, ceux-ci excitent un mode de l'environnement électromagnétique dans lequel ils sont intégrés, mode qui peut avoir un couplage différent à une

1. On rappelle les définitions du DOP et du DOCP :

$$\mathrm{DOP} = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0}, \quad \mathrm{DOCP} = \left|\frac{S_3}{S_0}\right| \tag{5.3}$$

onde propagative selon sa polarisation. En d'autres termes, les courants fluctuants sont décorrélés mais les courants induits dans la structure ne le sont pas. C'est ainsi que des travaux théoriques et expérimentaux tels que [Briones et al., 2014, Li et al., 2015, Tang et al., 2017, Ouyang et al., 2018, Liu et al., 2019] parviennent à obtenir un dichroïsme circulaire en absorption dans leurs métasurfaces quasi-planes. Il existe donc bien des structures planes se couplant mieux avec une polarisation circulaire plutôt qu'une autre. [Lee and Chan, 2007, Overvig et al., 2021] montrent par ailleurs théoriquement la possibilité de produire un rayonnement thermique polarisé circulairement. Cependant, il n'existe quasiment aucune source émettant un rayonnement polarisé circulairement – ou du moins présentant un fort dichroïsme circulaire et un fort degré de polarisation – dans le MIR. On pourra citer [Wadsworth et al., 2011] qui propose une source incandescente émettant dans la bande 8-12 µm présentant un degré de polarisation de 0.84 dont un degré de polarisation circulaire de 0.28. Cependant, il est important de mentionner que la source qu'ils proposent est en réalité constituée de plusieurs éléments : un corps noir, un polariseur linéaire directement en contact avec le corps noir, suivi d'une métasurface se comportant comme une quart d'onde. Bien que compacte (moins de 2 µm d'épaisseur), leur source reste néanmoins composite. La source que nous proposons se distingue clairement par le fait qu'elle intègre directement l'ensemble des fonctionnalités dans une unique plateforme.

Des résultats montrés en Tab.5.2, on déduit également les paramètres Ψ (angle paramétrant l'inclinaison de l'ellipse de polarisation décrivant la partie polarisée) et χ (ellipticité) permettant de positionner l'état de polarisation émis sur la sphère de Poincaré :

$$\tan 2\psi = \frac{S_2}{S_1} \implies \psi\,(\lambda_0 = 4.7\ \mu\text{m}) \simeq -36^\circ \tag{5.5}$$

$$\sin 2\chi = \frac{S_3}{S_0} \implies \chi\,(\lambda_0 = 4.7\ \mu\text{m}) \simeq -15^\circ. \tag{5.6}$$

Ainsi, la source obtenue émettrait un rayonnement certes partiellement polarisé mais avec un degré de polarisation important. À la longueur d'onde optimale $\lambda_0 = 4.75$ µm, plus de la moitié du rayonnement émis est cohérent de polarisation elliptique d'ellipticité $\chi \simeq -15.3^\circ$.

> Nous avons cherché à optimiser le dichroïsme circulaire en absorption sous incidence normale à 4.7µm. D'après la loi de Kirchhoff, le résultat de l'optimisation nous fournit une source qui, lorsqu'elle est chauffée, émet avec le même dichroïsme en émissivité à cette même longueur d'onde dans la direction normale à sa surface.
> Les simulations prédisent que pour l'architecture proposée, une épaisseur de 25 nm de structures métalliques chirales chauffées émettra avec un degré de polarisation important estimé à 0.54, et avec un fort degré de polarisation circulaire $|S_3/S_0|$ estimé à 0.51 à 4.7 µm. La partie polarisée du rayonnement émis est alors elliptique gauche.

Avant de procéder à la fabrication d'un tel échantillon, il est important de se demander si sa résistance électrique est compatible avec les lignes de transmission de puissance classiques à 50 Ω. Nous cherchons à estimer la résistance électrique de la source pour s'assurer que le transfert de puissance du générateur sera raisonnable. On simplifie chaque fil connecté en une alternance de résistances $R_1 = \rho_{\text{Pt}}\ell_y/(\ell_x h_{\text{Pt}})$ et $R_2 = \rho_{\text{Pt}} 2\ell_x/(w h_{\text{Pt}})$ en série, comme schématisé en Fig.5.4. Pour $\rho_{\text{Pt}} = 1.11\,10^{-7}\,\Omega\,\text{m}$, on trouve $R_1 = 17.9\,\Omega$ et $R_2 = 20.6\,\Omega$. Chaque fil connecté aura alors une résistance estimée à $R_{1\text{fil}} = L_s/(\ell_y + w)\,[R_1 + R_2]$. Avec les L_s/Λ fils constituant la source, on en déduit sa résistance électrique approximative $R = R_{1\text{fil}}\Lambda/L_s$ ce qui donne une valeur de $R \simeq 26\,\Omega$. L'ordre de grandeur est donc acceptable pour garantir une transmission de puissance correcte du générateur à la source.

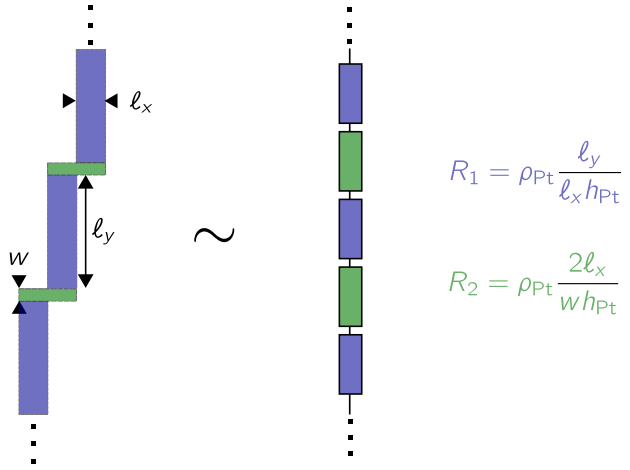


Figure 5.4 – Estimation grossière de la résistance électrique de la source.

5.2 Fabrication des échantillons

Nous utilisons les mêmes techniques qu'en Sec.2.2, la compatibilité des matériaux ayant été éprouvée. Nous résumons les étapes ici :

1. Dessiccation et nettoyage à l'IPA d'un wafer de 2 pouces
2. Dépôt par évaporation canon de 3 nm de titane comme couche d'adhésion
3. Dépôt par évaporation canon de 200 nm de molybdène (miroir semi-infini)
4. Dépôt par PECVD de 651 nm de SiN_x à 170°C (espaceur)
5. Préparation de la surface pour l'étape de lithographie électronique :
   (a) Dépôt du promoteur d'adhésion AP3000
   (b) Dépôt de la résine électrosensible PMMA A4
   (c) Recuit à 180°C pendant 5 minutes
   (d) Dépôt d'un disperseur de charges espaceur 300 Z (Showa Denko)
   (e) Recuit à 110°C pendant 1 minute
6. Écriture des motifs par lithographie électronique (Nanobeam Ltd nB3 lithography system, électrons accélérés à 80 keV, courant de 2.4 nA et dose de 7.5 $\mu C/cm^2$)
7. Développement de la résine insolée dans une solution de MIBK : IPA = 1 : 3 (40 s) puis rinçage à l'IPA
8. Dépôt de 25 nm de platine par évaporation canon
9. Lift-off dans un bain d'acétone
10. Écriture des connecteurs en or de taille $500 \times 500\ \mu m^2$ par lithographie par projection UV (système Smartprint) en utilisant une résine SPR 700 1.2 et un temps d'exposition de 1.5 s
11. Dépôt de 50 nm de platine puis de 150 nm d'or par évaporation canon.
12. Lift-off dans un bain d'acétone
13. Connexion par micro-soudure d'or entre les pads de connexion et les connecteurs externes sur piste qui seront directement reliés à un GBF.

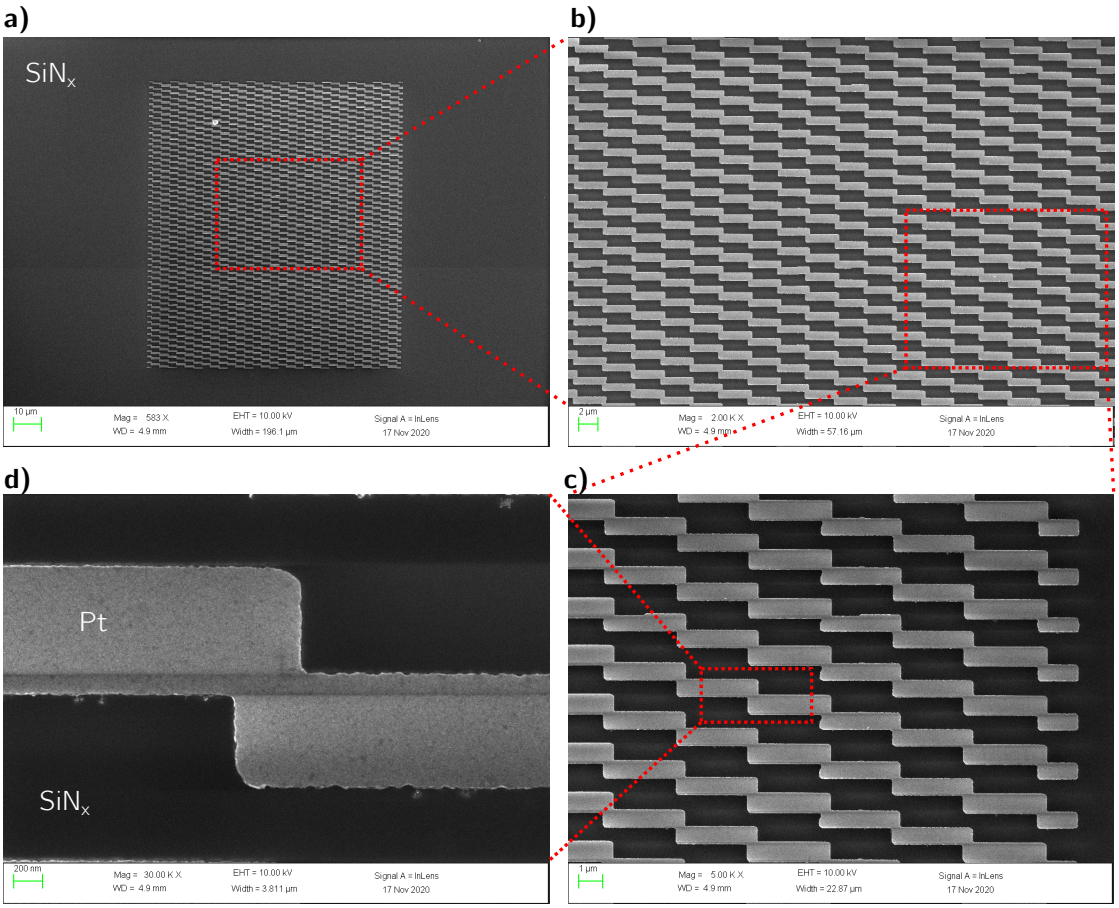


Figure 5.5 – Images de la source au microscope à balayage électronique à différents grossissements (croissants dans l'ordre alphabétique). Les échelles de longueur sont symbolisées par le trait vert en bas à gauche de chaque image MEB **a)** 10 µm, **b)** 2 µm, **c)** 1 µm, **d)** 200 nm).

On vérifie au microscope à balayage électronique (MEB) l'échantillon fabriqué. Des images MEB sont présentées en Fig.5.5. Les dimensions w et ℓ_x sont respectées à 10%-15% près. La machine permettant de procéder à la lithographie électronique ayant eu plusieurs problèmes de fonctionnement et par contrainte de temps, il n'a pas été possible de réaliser de meilleurs échantillons. Des simulations numériques testant la robustesse du dichroïsme circulaire à de telles variations ont été menées pour vérifier que les échantillons fabriqués pouvaient malgré tout présenter les caractéristiques recherchées. Nous avons trouvé que le dichroïsme circulaire se maintient à une longueur d'onde différente mais proche de la longueur d'onde d'optimisation initiale à 4.7 µm. Nous continuons donc notre étude avec cette source.

5.2.1 Conditions de fonctionnement de la source

Comme évoqué précédemment, un échauffement important est attendu au niveau des constrictions de largeur w ce qui peut imposer des limites d'échauffement maximal pour la source. Ainsi, la différence de potentielle appliquée entre ses bornes doit être judicieusement choisie : suffisamment élevée pour que le niveau de signal émis soit facilement détectable, et suffisamment faible pour assurer la survie d'échantillon. Il n'est pas envisageable de faire fonctionner la source en appliquant une tension constante à ses bornes. La surface de la source étant très faible ($L_s^2 = 10^{-8}\,\mathrm{m}^2$), une puissance apportée de l'ordre de 1W, même

sur quelques microsecondes, résulterait en un niveau d'échauffement dépassant les 650°C supportées par le SiN_x. Par conséquent, il est tout à notre avantage de moduler directement l'émission de la source. Nous choisissons de travailler en régime de modulation harmonique.

La question de la survie de l'échantillon à l'échauffement n'est toujours pas résolue. Pour trouver une estimation du niveau de tension supporté, nous pouvons calculer la puissance délivrée à la source. Une mesure expérimentale de la résistance électrique de la source à température ambiante donne

$$R_0(T_{\text{amb}}) = 17\,\Omega. \tag{5.7}$$

Comme discuté aux Chapitres 2 et 3, le niveau d'échauffement DC (indépendant du temps) est le paramètre clé contrôlant un bon rendement ainsi que le niveau de signal utile modulé. Il est donc intéressant de pousser le générateur de tension au maximum de ses capacités. Dans notre cas, l'appareil utilisé peut délivrer une amplitude de tension de $U_0 = 10$ V soit 20 V crête-à-crête. Avec ce niveau de tension, la puissance efficace délivrée est estimée à $U_0^2/(2R_0) \simeq 2.9$ W. Comparé à la source présentée au Chapitre 2 où la puissance délivrée est estimée à 2 W, l'échauffement dans le platine sera donc plus important, soit supérieur aux valeurs données en Eq.(2.38). La question de la survie de la source se pose alors, d'autant que la structure des fils de platine, comportant des constrictions, est plus fragile comparée à la structure unidimensionnelle de la source présentée au Chapitre 2.

Nous choisissons tout de même d'appliquer une tension de 20 V crête-à-crête (Vpp) aux bornes de la source. En quelques minutes de fonctionnement, nous avons constaté que la source devenait inopérante (sa résistance électrique devient infinie). On montre en Fig.5.6 des images prises au microscope optique de deux sources (a-b et c-d) rendues défectueuses par un trop fort chauffage. On observe que plusieurs structures ont été brisées en particulier au niveau des constrictions. De ce fait, les structures ne sont plus connectées ce qui explique que sa résistance devienne infinie. En Fig.5.6a, on peut plus particulièrement voir en bas à droite une partie de la structure éjectée à quelques dizaines de microns de sa position initiale. Sur cette même image, on peut voir des éléments en platine floutés, ce qui signifie qu'ils sont en-dehors du plan focal de l'objectif, soit en-dehors du plan de la source. La présence de bulles en Fig.5.6b et 5.6d, similaires à celles observées en Fig.5.7d, renforcent l'hypothèse selon laquelle le dégazement du SiN_x, sous-jacent à la structure en platine et similaire à celui observé Chapitre 2, Fig.2.7, aurait détruit la structure là où elle est le plus fragile, au niveau des constrictions. C'est d'ailleurs à cet endroit que la température atteinte localement est la plus élevée ce qui accentuerait davantage le dégazement.

De ces observations, nous choisissons d'alimenter la source avec une puissance inférieure à 2 W, en appliquant une tension de 13 Vpp. Après quelques minutes de fonctionnement, la résistance électrique de la source se stabilise pour ne plus évoluer, même au bout de plusieurs dizaines d'heures de fonctionnement. On montre en Fig.5.7 des images de la source avant et après mise sous tension à 13 Vpp prises au microscope optique. On observe l'apparition de petites taches brillantes au niveau du platine, due à l'apparition d'éléments diffuseurs absents avant chauffage de la source, très similaires aux bulles de dégazement du SiN_x. Malgré leur présence, l'émission de la source reste stable. Par la suite, nous appliquons une tension de 13 Vpp, compromis entre survie de la source et amplitude de modulation de son émission.

La source proposée est soumise à des limites d'échauffement. Ces dernières affectent particulièrement la zone critique des motifs chiraux, au niveau des constrictions des fils métalliques. C'est dans cette zone que l'échauffement local est plus important et que la structure est la plus fragile. En particulier, pour un échauffement trop grand, des ruptures sont observées dans le platine et des bulles se forment entre le platine et l'espaceur en SiN_x. Une étude supplémentaire serait nécessaire pour déterminer la

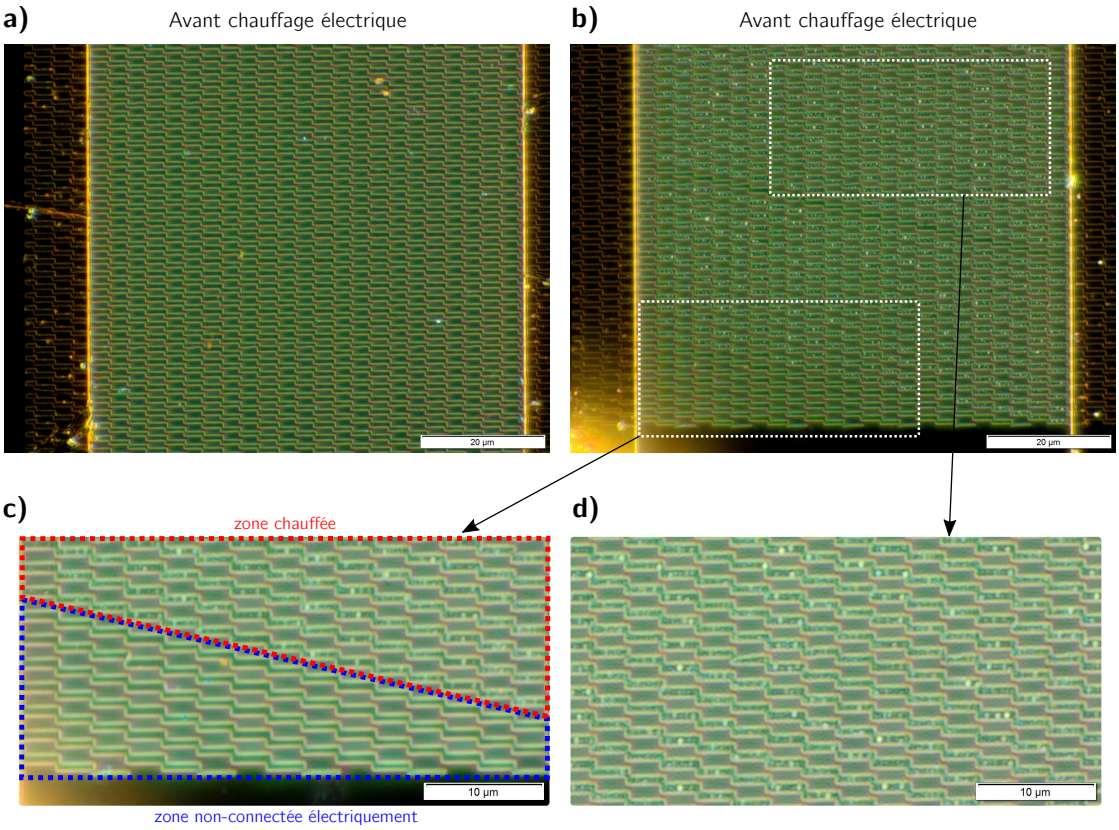


Figure 5.6 – **a)** Image au microscope optique en champ sombre d'un échantillon avant mise sous tension et chauffage. **b)** Image de la même source après utilisation. **c)** et **d)** Grossissements sur l'image **b)**. En **c)**, on distingue nettement les parties chauffées (en rouge) et non-chauffées (en bleu). Les images en champ sombre des parties chauffées en **d)** montrent l'apparition de bulles au niveau du platine.

cause exacte de ces ruptures, les observations penchent cependant pour un dégazage du SiN_x lorsque celui-ci est chauffé au-delà de la centaine de degrés. Pour limiter ce phénomène, un échauffement préalable au dépôt de platine aurait été nécessaire. Par défaut, nous choisissons de conserver cet échantillon et d'en limiter l'échauffement en appliquant des tensions bien choisies à ses bornes.

5.2.2 Mesure de l'échauffement de la source

En modulation harmonique, la température dans le platine évolue alors selon $T(\mathbf{r}, t) = T_0 + T_{DC}(\mathbf{r}) + T_{AC}(\mathbf{r}, \omega_{th})\cos(\omega_{th} t)$ où $\omega_{th} = 2\omega_{elec}$. De la même façon qu'au Chapitre 2, Sec.2.3.3, nous pouvons déduire l'échauffement global dans le platine par une mesure de résistance électrique. Nous reprenons la valeur du coefficient de température $\alpha_R|_{T_0=295K} = 1.984\ 10^{-3}\ K^{-1}$ de l'Eq.(2.9) et utilisons les mêmes modèles que présentés en Eqs.(2.32) et (2.36) pour ajuster les mesures expérimentales de résistance électrique. Cet échauffement est global dans le sens où nous n'aurons accès qu'à une moyenne spatiale de la température du platine. Nous utilisons le dispositif présenté en Fig.2.14. Nous présentons en Fig.5.8a l'évolution de la résistance de l'échantillon en fonction de l'amplitude de tension crête à crête à 10 kHz appliquée à ses bornes et en Fig.5.8b la résistance électrique déduite de ces mesures.

Dans le régime de fonctionnement choisi, à 13 Vpp, l'échauffement moyen du platine

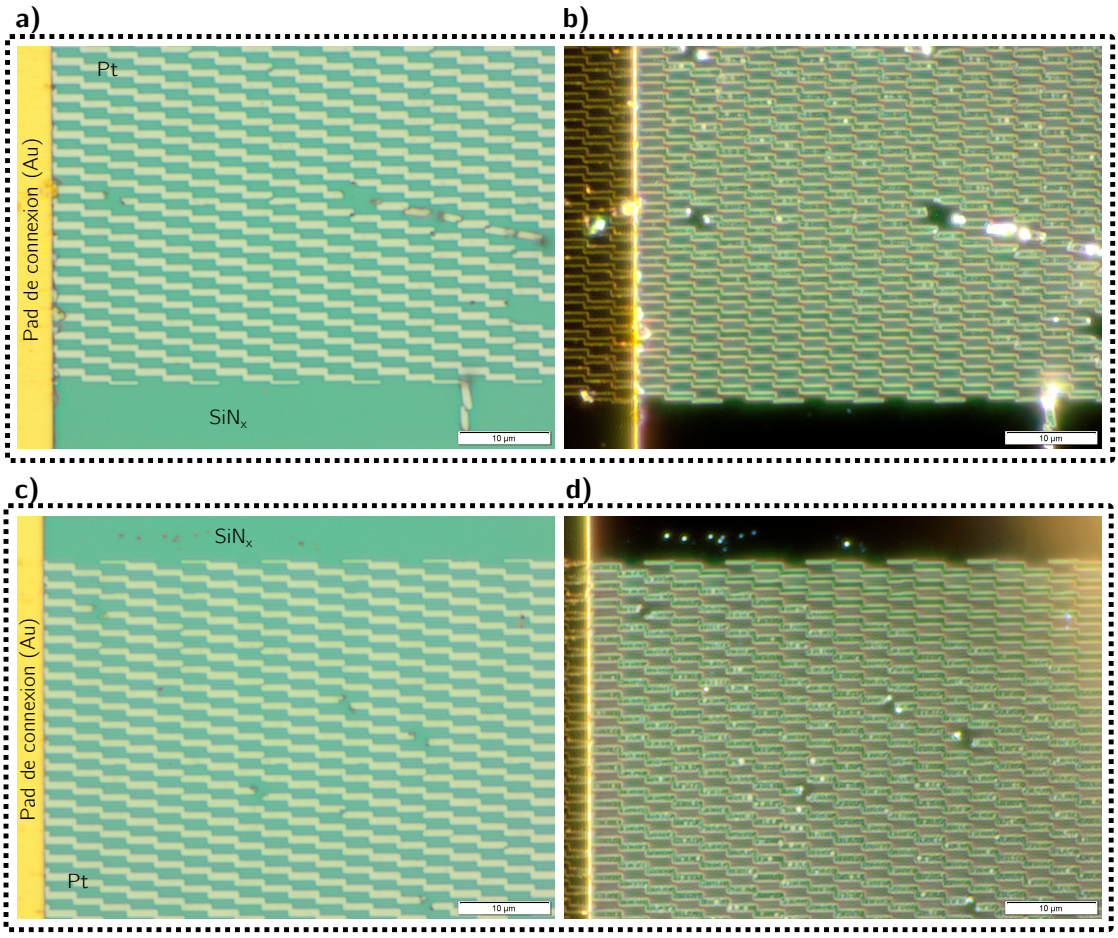


Figure 5.7 – Images au microscope optique en bright field (**a)** et **c)**) et dark field (**b)** et **d)**) de sources ayant été poussées à leur limite de fonctionnement et devenues non-fonctionnelles. **a)** et **b)** sont deux images d'un même échantillon ainsi que **c)** et **d)**.

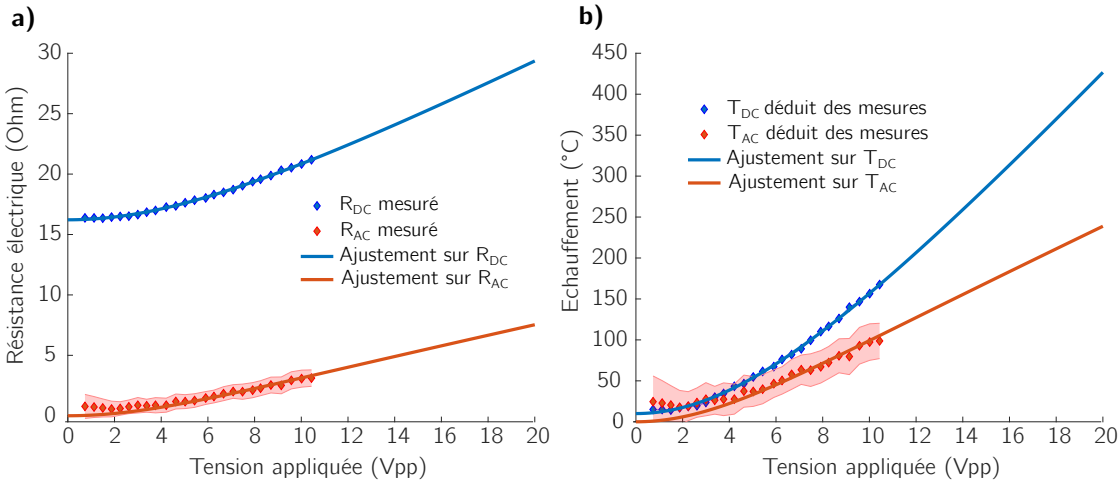


Figure 5.8 – **a)** Mesure expérimentale et ajustement de l'évolution de la résistance électrique de la source en fonction de la tension du GBF. **b)** Échauffement du platine déduit des mesures de résistance électrique.

est estimé à

$$T_{\mathrm{DC}}(f_{\mathrm{th}}) \simeq 180^{\circ}\mathrm{C}, \qquad T_{\mathrm{AC}}(f_{\mathrm{th}}) \simeq 112^{\circ}\mathrm{C}. \tag{5.8}$$

Notons qu'avec le modèle utilisé, une alimentation de la source à 20 Vpp conduit à un échauffement de $T_{DC} \simeq 340°C$ et $T_{AC} \simeq 197°C$ pour lequel les matériaux sont en principe bien adaptés (le SiN_x ne peut pas être chauffé à plus de 650°C). Cependant, le dégazage du SiN_x semble être le facteur limitant. Dans l'avenir, une étape de dégazage préalable au dépôt de platine pour la métasurface serait préférable.

5.3 Caractérisation dynamique

La structure générale de la source étant similaire à celle présentée en Chapitre 2, Fig.2.3, il est intéressant de vérifier que nous retrouvons effectivement un comportement semblable en termes de vitesse de modulation de la source.

On alimente la source avec une tension sinusoïdale de 13 Vpp. On utilise le même dispositif que présenté en Fig.2.9, le signal modulé est entièrement collecté sur un détecteur MCT (aucune sélection en polarisation n'est effectuée). On représente l'amplitude du signal total émis par la source à sa fréquence de modulation en Fig.5.9.

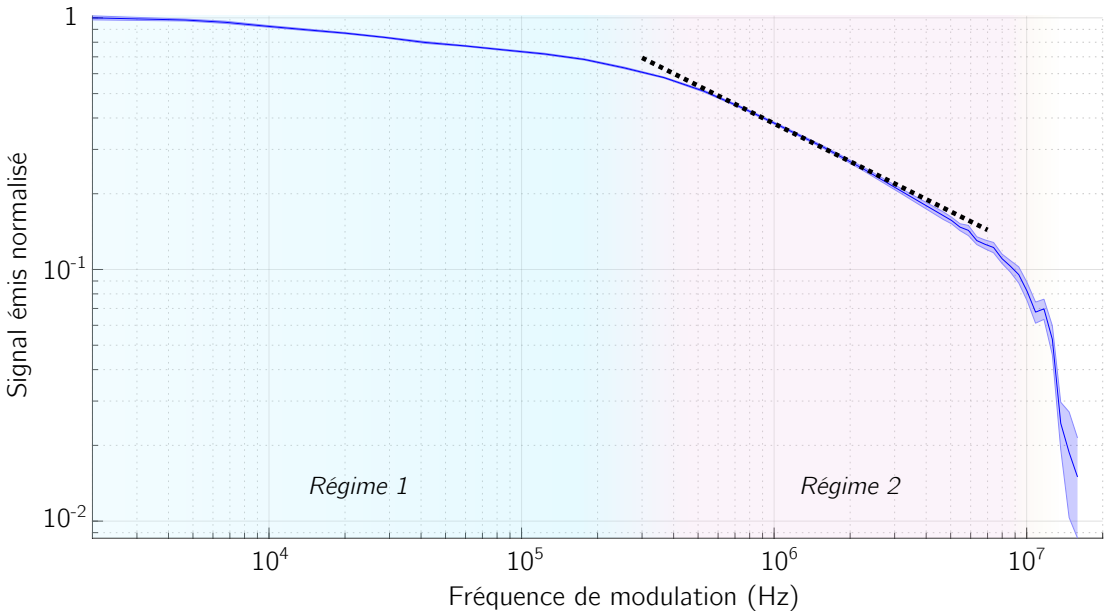


Figure 5.9 – Mesure expérimentale de la réponse en fréquence de la source représentée en Fig.5.2 en régime de modulation harmonique. On représente l'amplitude normalisée du signal modulé émis. Les barres d'erreur sont à 1σ. La courbe en pointillés noirs souligne la décroissance en $f_{th}^{-1/2}$.

On constate la présence de plusieurs régimes de fonctionnement, très semblables à ceux de la Fig.2.10 avec essentiellement deux domaines fréquentiels : le premier à basses fréquences de modulation (fond bleu pastel) avec une faible dépendance de l'émission à la fréquence de modulation, le deuxième à plus hautes fréquences (fond rose pastel), au-delà de $\sim 10^5$ Hz avec une décroissance en loi de puissance proche de $f_{th}^{-1/2}$. Notons cependant qu'à la différence de la Fig.2.10 où on regarde la réponse polarisée linéairement, la Fig.5.9 montre la réponse totale, toutes polarisations confondues. Il faut donc comparer la Fig.5.9 à la Fig.2.11a où on constate effectivement une évolution similaire à la fréquence de modulation de la source. Enfin, la décroissance au-delà de 10 MHz est due au détecteur.

Ainsi, la structure de la source permet le refroidissement rapide de la métasurface par conduction vers le substrat plus froid. Les conclusions tirées des Chapitres 2 et 3 sont applicables ici.

La source proposée présente des régimes de fonctionnement en fréquence similaires à la source proposée au Chapitre 2 dans la plage fréquentielle explorée. Ainsi, la dynamique de diffusion en régime point source (pour des fréquences basses, inférieures à 10^5 Hz) et en régime 1D (à partir de 10^5 Hz) contrôle toujours la réponse fréquentielle totale (non-polarisée) de la source. La source proposée peut donc être modulée de façon similaire, au-delà de 10 MHz.

5.4 Caractérisation du spectre d'émissivité

Nous choisissons de faire fonctionner notre source en régime de modulation harmonique. Ce choix nous permet de pallier le faible signal émis dû à la faible taille de notre source ($L_s^2 = 10^{-8}\,\mathrm{m}^{-2}$). La modulation de son émission permet alors d'utiliser une détection synchrone pour isoler le signal émis par la source. Nous appliquons une tension sinusoïdale aux bornes de la source, d'amplitude 13 Vpp et de fréquence $f_{\mathrm{elec}} = 10$ kHz. La température dans le platine évolue alors selon $T(\mathbf{r}, t) = T_0 + T_{\mathrm{DC}}(\mathbf{r}) + T_{\mathrm{AC}}(\mathbf{r}, \omega_{\mathrm{th}})\cos(\omega_{\mathrm{th}} t)$ où $\omega_{\mathrm{th}} = 2\omega_{\mathrm{elec}}$. En supposant que l'émission vient essentiellement du platine en $z = 0$, la puissance émise à fréquence ω_{th} dans un angle solide $\mathrm{d}\Omega$ dans la direction normale à la surface de la source $-\mathbf{e}_z$, s'écrit

$$P_e(\lambda, \omega_{\mathrm{th}}, -\mathbf{e}_z) \simeq \frac{L_s^2}{2}\frac{\partial I_{\mathrm{BB}}}{\partial T}[\lambda, T_0 + T_{\mathrm{DC}}(z=0)]\left(A^{(\mathrm{LH})}(\lambda, \mathbf{e}_z) + A^{(\mathrm{RH})}(\lambda, \mathbf{e}_z)\right)\overline{T}_{\mathrm{AC}}(\omega_{\mathrm{th}}) \tag{5.9}$$

où $A^{(\ell)}(\lambda, \mathbf{e}_z)$ est l'absorptivité sous incidence normale d'une onde plane polarisée circulairement $\ell = \mathrm{LH}, \mathrm{RH}$ et L_s est le côté de la métasurface carrée en platine. $\overline{T}_{\mathrm{AC}}(\omega_{\mathrm{th}})$ est l'amplitude d'oscillation de l'échauffement du platine à fréquence ω_{th} moyennée sur le volume du platine et sa valeur a été estimée en Eq.(5.8).

Dans un premier temps, le PSA n'est pas utilisé et on cherche à caractériser le spectre d'émissivité totale de la source à sa fréquence de modulation. On trace en Fig.5.10a les valeurs attendues et en Fig.5.10b les valeurs mesurées expérimentalement. On constate

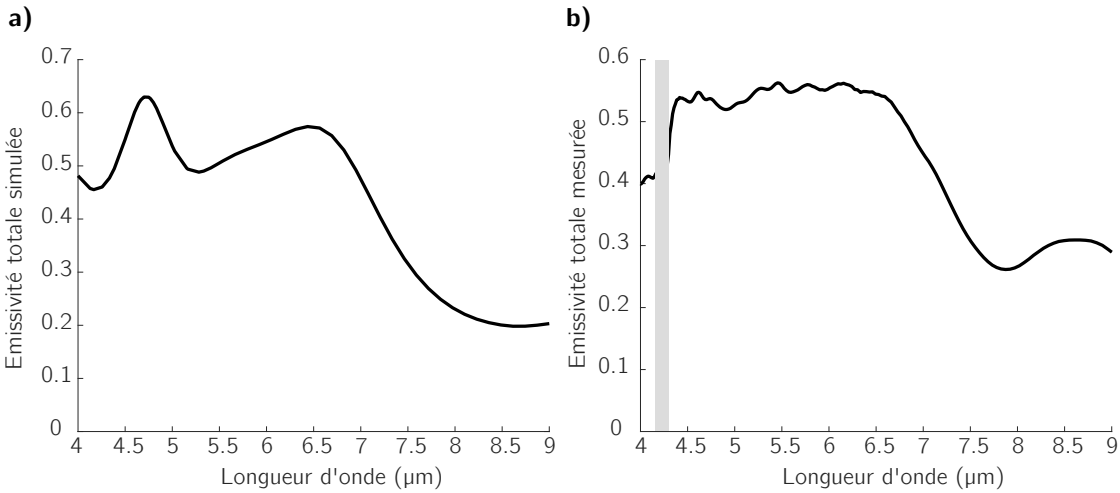


Figure 5.10 – Émissivité totale, moyenne des émissivités de polarisations croisées, **a)** simulée **b)** mesurée expérimentalement. En **b)**, les valeurs expérimentales ont été normalisées de façon à ce que l'émissivité à 4.7 µm prenne la même valeur que prédite par les simulations.

que les deux pics d'émissivité prédits à 4.7 µm et 6.5 µm ne se présentent plus comme des pics isolés mais plutôt comme un plateau s'étendant sur plusieurs microns. Ceci peut

être expliqué par les défauts de fabrications mentionnés en Sec.5.2 : en étudiant le comportement du pic à 4.7 µm avec des variations de la zone critique, en particulier de w et ℓ_x (voir Fig.5.2 pour les notations), il a été constaté que la valeur du pic d'émissivité reste similaire mais décalée spectralement. En présence de défauts variables d'un motif à l'autre du réseau constituant la métasurface, il est raisonnable de s'attendre à un lissage spectral du pic d'émissivité. La faible émissivité prédite à partir de 7 µm est bien reproduite. L'épaulement observé en Fig.5.10b est dû à la mauvaise connaissance de l'indice optique du SiN_x effectivement déposé sur l'échantillon. Cette caractéristique, également observée au Chapitre 2, Fig.2.16, s'explique par la présence de liaisons N-H causées par la PECVD sous atmosphère d'azote.

Les simulations numériques prédisent une émissivité totale de la source piquée à 0.62 à 4.7 µm. Après fabrication de la source, la caractérisation expérimentale montre un lissage de ce pic qui devient un plateau d'émissivité sur plusieurs microns. À cause des variations dans les dimensions des motifs en platine, le pic d'émissivité prédit est décalé spectralement, ce qui résulte en un lissage du pic. Du fait des problèmes de fabrication et de limites de temps rencontrés, il n'a pas été possible de fabriquer un échantillon avec un meilleur respect des dimensions optimales.

5.5 Caractérisation polarimétrique

Intéressons-nous maintenant au point central qu'est l'état de polarisation du rayonnement émis par la source. Ce dernier est collimaté et dirigé dans un analyseur d'état de polarisation (PSA) à 5 états, représenté sur la sphère de Poincaré par une bipyramide triangulaire, présenté au Chapitre 4, Sec.4.2.3. Un tel PSA opère dans le MIR, couvre la gamme spectrale entre 3.3 et 8 µm - ce qui correspond à la fenêtre d'intérêt, d'après les simulations représentées en Fig.5.3 - et permet une qualité de mesure quasi-optimale (au sens discuté en Secs.4.1.4 et 4.1.5) entre 4 et 6.7 µm en très peu de manipulations. Le dispositif expérimental est présenté en Fig.5.11. En raison du niveau de température atteint par la source, et par conséquent du niveau de signal émis, nous utilisons un détecteur MCT. Les signaux manipulés étant de l'ordre du rayonnement ambiant – d'où la nécessité d'utiliser une détection synchrone pour extraire le signal d'intérêt –, nous pouvons raisonnablement considérer que nous sommes dans un régime de fonctionnement où le détecteur MCT aura une réponse linéaire à l'intensité qui lui est incidente. On s'affranchit alors d'éventuelles corrections de non-linéarité du détecteur.

Les intensités collectées sont démodulées par un LIA pour extraire le spectre d'émission de la source à sa fréquence de modulation $\omega_{\text{th}} = 20$ kHz. Le signal mesuré par le MCT est proportionnel à

$$\mathcal{R}(\lambda)\mathcal{P}(\lambda)\frac{\partial I_{\text{BB}}}{\partial T}[\lambda, T_0 + T_{\text{DC}}(z_0)]\overline{T}_{\text{AC}}(\omega_{\text{th}}), \tag{5.10}$$

où $\mathcal{R}(\lambda)$ est la réponse spectrale du détecteur et $\mathcal{P}(\lambda)$ contient toute l'information sur l'état de polarisation de la lumière émise. Les paramètres de Stokes sont alors directement reliés aux émissivités polarisées selon

$$\begin{aligned}
S_0 &= \frac{1}{2}\left[\varepsilon^{(x)}(\lambda_0) + \varepsilon^{(y)}(\lambda_0)\right]\frac{\partial I_{\text{BB}}}{\partial T}[\lambda, T_0 + T_{\text{DC}}(z_0)]\overline{T}_{\text{AC}}(\omega_{\text{th}})\mathcal{R}(\lambda)\\
S_1 &= \frac{1}{2}\left[\varepsilon^{(x)}(\lambda_0) - \varepsilon^{(y)}(\lambda_0)\right]\frac{\partial I_{\text{BB}}}{\partial T}[\lambda, T_0 + T_{\text{DC}}(z_0)]\overline{T}_{\text{AC}}(\omega_{\text{th}})\mathcal{R}(\lambda)\\
S_2 &= \frac{1}{2}\left[\varepsilon^{(45^\circ)}(\lambda_0) - \varepsilon^{(-45^\circ)}(\lambda_0)\right]\frac{\partial I_{\text{BB}}}{\partial T}[\lambda, T_0 + T_{\text{DC}}(z_0)]\overline{T}_{\text{AC}}(\omega_{\text{th}})\mathcal{R}(\lambda)\\
S_3 &= \frac{1}{2}\left[\varepsilon^{(\text{RCP})}(\lambda_0) - \varepsilon^{(\text{LCP})}(\lambda_0)\right]\frac{\partial I_{\text{BB}}}{\partial T}[\lambda, T_0 + T_{\text{DC}}(z_0)]\overline{T}_{\text{AC}}(\omega_{\text{th}})\mathcal{R}(\lambda).
\end{aligned} \tag{5.11}$$

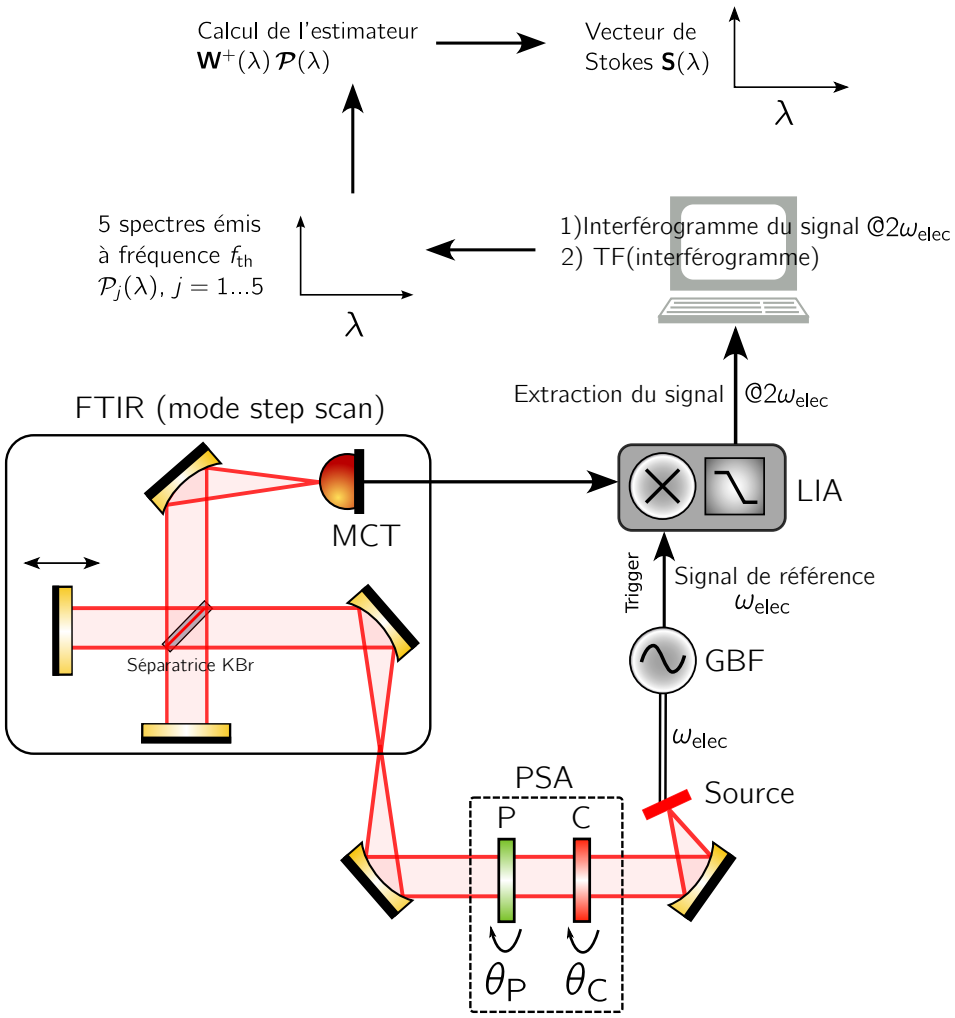


Figure 5.11 – Dispositif expérimental de mesure de l'état de polarisation du rayonnement émis par la source en régime de fonctionnement modulé.

Notons que puisqu'on s'intéresse aux paramètres de Stokes normalisés par rapport à S_0, il n'est pas nécessaire de connaître précisément la réponse du détecteur $\mathcal{R}(\lambda)$ ni la température exacte $T_0 + T_{DC}$ de la source, ce qui permet de s'affranchir de potentielles erreurs supplémentaires.

Nous suivons donc la procédure décrite au Chapitre 4, Sec.4.3.2 : nous faisons 5 mesures de spectre, chaque mesure correspondant à un état du PSA. Nous construisons le vecteur des intensités mesurées $\boldsymbol{\mathcal{I}}$ et, connaissant la matrice d'analyse d'état de polarisation à 5 états bipyramide triangulaire $\mathbf{W}$, nous déduisons par l'Eq.(4.14) le vecteur de Stokes caractérisant l'état de polarisation du rayonnement émis par la source. On trace en Fig.5.12b les paramètres de Stokes normalisés par rapport à l'intensité totale S_0. Les barres d'erreur sont estimées par l'Eq.(4.21) pour $\|\Delta\mathbf{W}\|/\|\mathbf{W}\| = 0.03$. Les valeurs obtenues par simulations numériques sont présentées en Fig.5.12a.

En Fig.5.12a, les valeurs simulées doivent prendre en compte le fait que la source n'est pas orientée exactement selon x et y comme représenté sur la Fig.5.2. On ajuste ainsi son orientation dans les simulations. On s'attend à ce que cette correction n'ait pas d'effet sur le dichroïsme circulaire S_3, ce qui a été vérifié numériquement. Cependant, elle "redistribue" le dichroïsme linéaire selon les composantes S_1 et S_2, ce qui explique que les valeurs données en Eq.5.2 ne soient pas les mêmes qu'en Fig.5.12a pour S_1 et S_2. Notons que le degré de polarisation (DOP) n'est pas non plus affecté par l'orientation de l'échantillon. On constate

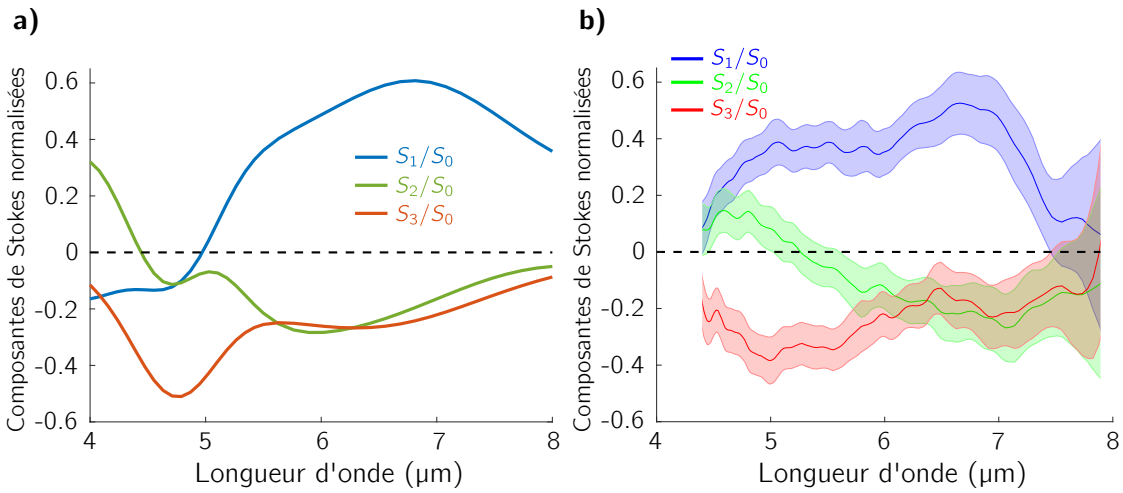


Figure 5.12 – Paramètres de Stokes normalisés par rapport à l'intensité totale **a)** simulé **b)** mesuré expérimentalement avec le PSA décrit au Chapitre 4, Sec.4.3.2. Les barres d'erreur sont à 1σ. La gamme spectrale entre 4 et 4.4 µm n'est pas représentée à cause de l'absorption du CO_2.

un accord correct entre les valeurs expérimentales des paramètres de Stokes normalisées par rapport à l'intensité totale émise et les paramètres de Stokes simulés numériquement. Le dichroïsme circulaire est bien présent mais moins marqué qu'attendu aux alentours de 5 µm. Dans cette plage spectrale, on constate aussi la présence de davantage de dichroïsme linéaire que prédit par les simulations. De cette caractérisation, on conclut que la source fabriquée émet avec un dichroïsme circulaire de $S_3/S_0 = 0.38$ à 5 µm.

Il est également intéressant de tracer le DOP du rayonnement émis, défini en Eq.(4.9), ainsi que le degré de polarisation circulaire DOCP $= |S_3/S_0|$. La Fig.5.13a montre les valeurs simulées du DOP et la Fig.5.13b les valeurs mesurées. On trace également les valeurs simulées (Fig.5.13c) et mesurées (Fig.5.13d) de l'ellipticité caractérisant l'état de polarisation de l'émission. On constate un accord correct des DOP et DOCP mesurés par rapport aux simulations. Le pic attendu à 4.7 µm est également moins marqué comme précisé auparavant avec apparition d'un plateau entre 4.5 et 5 µm, similaire à celui observé en Fig.5.10b. Ce même lissage du pic à 4.7 µm peut être constaté sur le spectre d'ellipticité. La présence de dichroïsme linéaire supplémentaire par rapport aux simulations observé en Fig.5.12b implique une ellipticité plus faible.

Comme vu précédemment, [Wadsworth et al., 2011] proposent des métasurfaces dont le motif élémentaire prend une forme de L ou de spirale. Ils mesurent pour la forme en L un DOP de 0.08 et un DOCP inférieur à 0.05 et pour la forme en spirale, un DOP de 0.23 et un DOCP inférieur à 0.05). Pour obtenir de meilleures performances, ils proposent en alternative une source composite (combinaison source-polariseur linéaire-métasurface se comportant comme un quart d'onde) et mesurent un DOP de 0.84 et un DOCP de 0.28. Bien que les performances en termes de DOP soient plus élevées que la métasurface que nous avons mise au point et caractérisée, elles ne prennent pas en compte le fait que leur métasurface-retardateur a un facteur de transmission totale (affectant l'intensité totale incidente) assez bas de 0.37 (voir [Wadsworth and Boreman, 2010]). L'émissivité initiale de leur source est donc multipliée par 0.37 de sorte que l'émissivité de leur source baisse. Le DOP réel de leur source est alors bien inférieur au chiffre donné de 0.84 puisqu'il faudrait le calculer par rapport à l'intensité totale émise *initialement* par la source (qui consiste en un réseau 1D et un corps noir dans leur cas) et non par rapport à l'intensité émise en sortie de l'élément jouant le rôle de retardateur (la métasurface en forme de *meanderlines*). Ainsi, à notre connaissance, la source que nous avons développée fait partie des premières sources

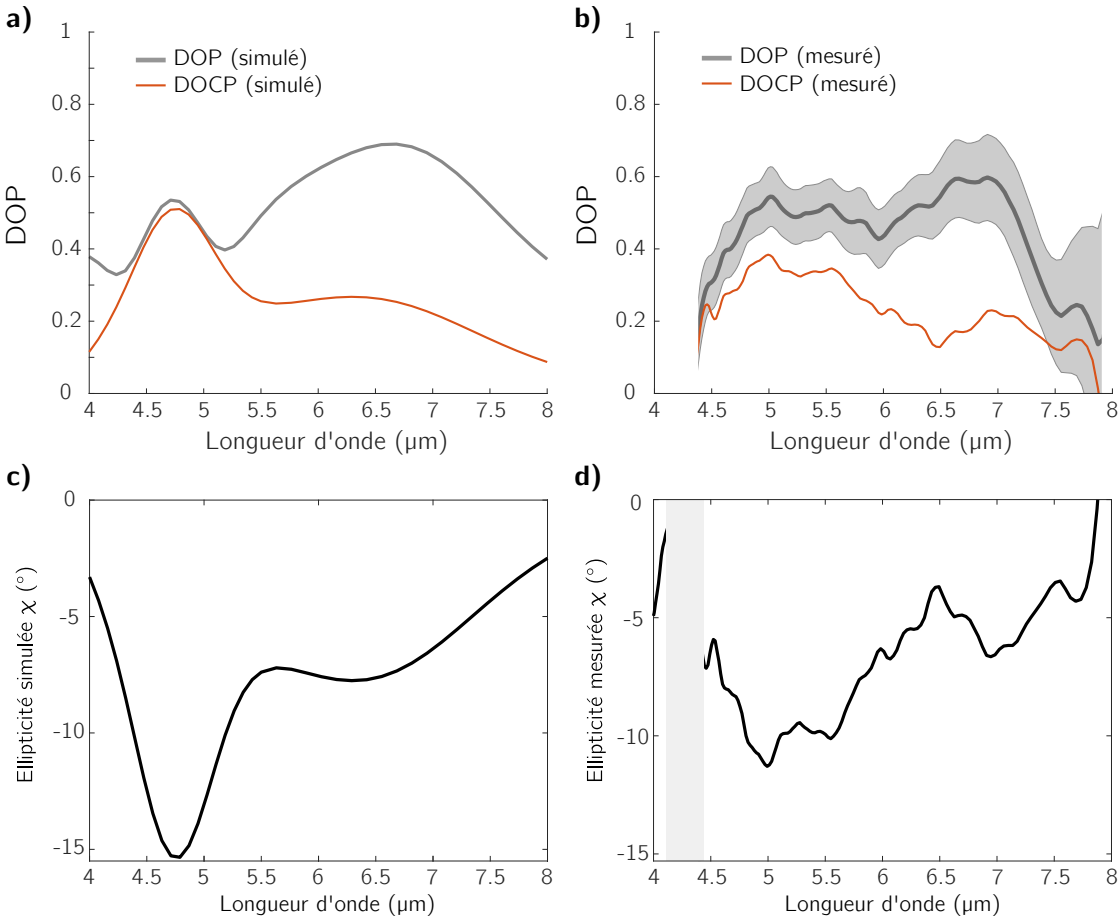


Figure 5.13 – Degré de polarisation (DOP, gris) et degré de polarisation circulaire (DOCP, orange) du rayonnement émis **a)** simulé **b)** déduit de la mesure expérimentale des paramètres de Stokes. Les barres d'erreur sont à 1σ. La gamme spectrale entre 4 et 4.4 µm n'est pas représentée à cause de l'absorption du CO_2. **c)** Ellipticté simulée et **d)** ellipticité mesurée.

MIR reposant sur l'émission thermique à présenter un rayonnement avec un fort degré de polarisation et dont le degré de polarisation circulaire est supérieur à 0.3.

Bien que l'accord entre mesures expérimentales et simulations numériques ne soit pas parfait, les tendances générales des paramètres de Stokes caractérisant l'état de polarisation du rayonnement émis sont bien observées expérimentalement. La source effectivement fabriquée émet avec un degré de polarisation (DOP) égal à 0.54 et un degré de polarisation circulaire (DOCP) de 0.38 à 5 µm. Ainsi, plus de la moitié du rayonnement émis par la source à cette longueur d'onde est polarisé elliptique gauche avec une ellipticité χ de -11°.
Le rayonnement de la source comporte également une autre zone à 6.9 µm où son DOP est également important, atteignant 0.60 mais avec un DOCP moins important de 0.23 et une ellipticité correspondante de -6.6°.

Un dichroïsme circulaire important en émission ayant été expérimentalement mis en évidence, tentons maintenant de comprendre les mécanismes gouvernant ce contraste de polarisation circulaire en émission.

5.6 Discussion sur les origines du dichroïsme circulaire de la source

5.6.1 Comprendre les origines du dichroïsme circulaire

Pour comprendre l'origine du dichroïsme circulaire de notre source, une première piste consiste à regarder où se produit le déséquilibre d'absorption entre chacune des hélicités. On trace en Fig.5.14 la carte de densité locale d'absorption. D'après la loi de Kirchhoff

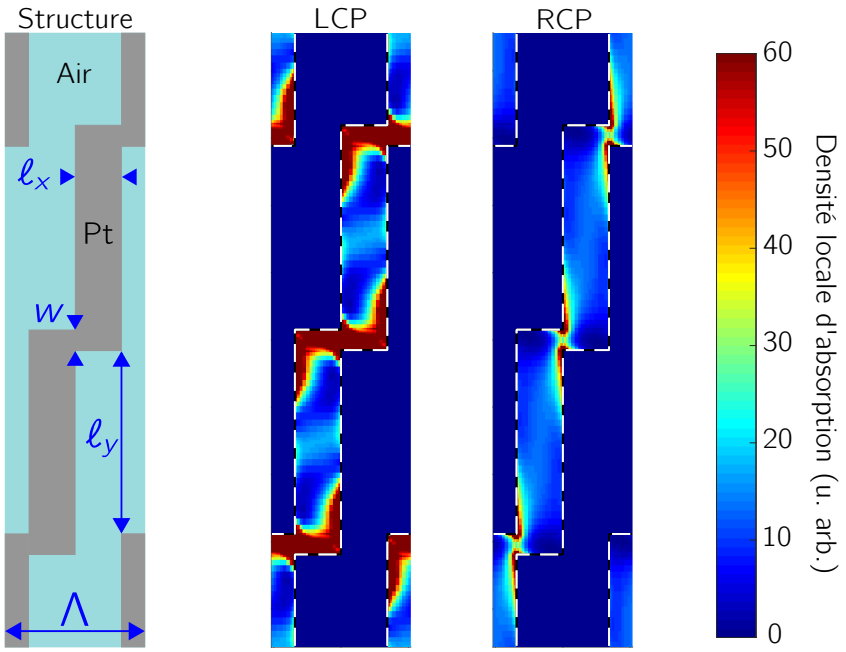


Figure 5.14 – Gauche : schéma de la couche dans laquelle l'absorption locale est calculée (au milieu de la couche de platine). Droite : densité locale d'absorption $\frac{\pi}{\lambda_0}\epsilon_0 c\,\mathrm{Im}\left[\epsilon(\mathbf{r},\lambda_0)\right]|\mathbf{E}^{(\ell)}(\mathbf{r},\lambda_0)|^2$ dans structure schématisée à gauche lorsque le réseau est éclairé avec une onde plane polarisée circulaire gauche (LCP) et droite (RCP). L'échelle de couleurs est la même pour les deux cartes et la valeur est en unité arbitraire.

généralisée [Greffet et al., 2018], ceci donne également une carte de la densité locale d'émissivité. [2] On voit que les structures déterminantes dans la métasurface sont les constrictions chirales en forme de Z comme représentées schématiquement en Fig.5.2. Ces structures chirales ont une absorption sélective en fonction de l'hélicité de l'onde plane incidente. Le dichroïsme total résulte de l'intégration sur le volume de platine des pertes tracées.

> Le dichroïsme de la source est dû à l'absorption préférentielle d'une polarisation circulaire par rapport à la polarisation orthogonale. Cette différence d'absorption a lieu essentiellement dans les structures en Z délimitées en pointillés en Fig.5.2, plus particulièrement au niveau des jonctions/constrictions des structures métalliques connectées. C'est dans ces zones que se produit la physique conduisant à l'apparition du dichroïsme circulaire en émission.

2. Il est utile de mentionner que si la structure absorbe préférentiellement une onde plane polarisée circulaire gauche en incidence normale, elle émettra préférentiellement un rayonnement polarisé circulaire droite en émission. Ceci ne remet pas en cause la comparaison effectuée en Fig.5.12 entre les valeurs simulées et celles mesurées expérimentalement grâce à la présence d'un miroir sur le chemin optique entre la source et le PSA, schématisé en Fig.5.11.

Pour pousser l'analyse davantage et comprendre l'origine de ce déséquilibre d'absorption, intéressons-nous aux résonances de la métasurface. Pour voir si certains modes du réseau se couplent plus ou moins bien avec une polarisation circulaire plutôt qu'à celle d'hélicité opposée, nous faisons appel au formalisme des modes quasi-normaux.

5.6.2 Formalisme des modes quasi-normaux (QNM)

Dans un système conservatif, qu'il soit acoustique, mécanique ou électromagnétique, les modes propres (ou modes normaux) sont les vecteurs propres associés à des fréquences propres selon lesquelles le système étudié peut osciller à l'infini. En optique, les systèmes étudiés (antennes, métasurfaces, ...) sont rarement conservatifs à cause de pertes par rayonnement ou par absorption. Les modes quasi-normaux (QNMs) sont les solutions des équations d'onde décrivant un tel système non-conservatif satisfaisant la condition limite à l'infini d'onde sortante et constituent les modes de relaxation naturels du système. On note $\hat{\Psi}_m(\mathbf{r}) = [\hat{\mathbf{E}}_m(\mathbf{r}); \hat{\mathbf{H}}_m(\mathbf{r})]$ les solutions des équations de Maxwell harmoniques sans sources satisfaisant aux conditions limite d'onde sortante *résolues en fréquence ω complexe* :

$$\begin{aligned} \nabla \times \hat{\mathbf{E}}_m(\mathbf{r}) &= i\hat{\omega}_m \mu(\mathbf{r}, \hat{\omega}_m)\hat{\mathbf{H}}_m(\mathbf{r}) \\ \nabla \times \hat{\mathbf{H}}_m(\mathbf{r}) &= -i\hat{\omega}_m \epsilon(\mathbf{r}, \hat{\omega}_m)\hat{\mathbf{E}}_m(\mathbf{r}), \end{aligned} \tag{5.12}$$

où on prend la convention en $\exp(-i\omega t)$ pour décrire l'évolution temporelle des champs. Chaque mode propre m est associé à une fréquence propre complexe $\hat{\omega}_m$ dont la partie imaginaire indique le temps caractéristique sur laquelle le mode décline. Un résonateur excité relaxe alors selon ses QNMs. Cette fréquence propre est directement reliée au facteur de qualité Q_m du résonateur dans le mode quasi-normal m par

$$\hat{\omega}_m = \omega_m - i\frac{\omega_m}{2Q_m} \tag{5.13}$$

[Lalanne et al., 2008]. Dans le cadre de cette théorie modale, en notant $\Psi_s = [\mathbf{E}_s; \mathbf{H}_s]$, les champs diffusés par le résonateur, ces derniers peuvent se décomposer sur l'ensemble des QNMs du résonateur

$$\Psi_s(\mathbf{r}, \omega) = \sum_m \alpha_m(\omega)\tilde{\Psi}_m(\mathbf{r}), \tag{5.14}$$

où $\alpha_m(\omega)$ est le coefficient d'excitation (grandeur complexe) du QNM m à fréquence d'excitation ω, $\tilde{\Psi}_m(\mathbf{r})$ le QNM *normalisé* repéré par l'indice m correspondant à une fréquence propre $\hat{\omega}_m$. La notation avec $\hat{\cdot}$ (respectivement sans) désigne des quantités exprimées en ω *complexe* (respectivement *réel*).

Les solutions de l'Eq.(5.12) présentent un problème important : la présence d'une partie imaginaire non nulle strictement négative. Par conséquent, une onde sortante prenant la forme $(1/r)\exp[-i\hat{\omega}_m(t - r/c)]$ en champ lointain, on se retrouve avec un champ divergent exponentiellement en $|r| \to \infty$ ce qui rend impossible l'étude du couplage des résonateurs avec des ondes planes incidentes [Bai et al., 2013] par exemple, ou encore le calcul du volume modal pour l'étude d'une cavité à pertes. La difficulté concerne la normalisation des QNMs sans laquelle le formalisme des QNMs devient inexploitable pour prédire le couplage des modes de la structure résonante avec une onde plane et rendrait les manipulations numériques insolubles. Les quantités importantes à calculer sont alors les QNM normalisés $\tilde{\Psi}_m$ ainsi que les coefficients d'excitation associés $\alpha_m(\omega)$. Connaissant ces quantités, la reconstruction du champ diffusé par la structure résonante devient immédiate.

La méthode choisie ici pour la normalisation des QNMs a été proposée par [Bai et al., 2013] et exploite le fait que les fréquences propres $\hat{\omega}_m$ sont les pôles de la matrice de scattering : lorsque $\hat{\omega} \to \hat{\omega}_m$, les champs diffusés divergent et les champs diffusés par la

structure résonante deviennent proportionnels au QNM à $\hat{\omega}_m$ (troncature au QNM le plus proche de $\hat{\omega}$ de l'Eq.(5.14)) :

$$\tilde{\Psi}_m(\mathbf{r}) \simeq \beta(\hat{\omega}, \hat{\omega}_m)\Psi_s(\mathbf{r}, \hat{\omega}). \tag{5.15}$$

On choisit d'exciter notre structure avec une onde plane en incidence normale. Les pôles associés aux QNMs peuvent être trouvés en considérant une grandeur qui diverge lorsqu'on s'approche des pôles, comme le déterminant de la matrice de diffusion. Les champs diffusés peuvent alors être calculés pour $\hat{\omega} \to \hat{\omega}_m$. $\Psi_s(\mathbf{r}, \hat{\omega})$ regroupe alors les champs diffusés par la structure résonante excitée par une onde plane sous incidence normale à une fréquence proche du pôle. Pour déduire le QNM associé normalisé, on utilise la procédure proposée par [Bai et al., 2013].

En l'absence de la structure résonante, tel que schématisé en Fig.5.15, le champ de référence Ψ_b caractérisé par une permittivité $\epsilon_b(\mathbf{r}, \omega) = \epsilon(\mathbf{r}, \omega) - \Delta\epsilon(\mathbf{r}, \omega)$ où $\Delta\epsilon = 0$ pour $\mathbf{r} \notin V_{\text{res}}$ satisfait aux équations

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E}_b(\mathbf{r}, \hat{\omega}) &= i\hat{\omega}\,\mu_b(\mathbf{r}, \hat{\omega})\mathbf{H}_b(\mathbf{r}, \hat{\omega}) \\ \nabla \times \mathbf{H}_b(\mathbf{r}, \hat{\omega}) &= -i\hat{\omega}\,\epsilon_b(\mathbf{r}, \hat{\omega})\mathbf{E}_b(\mathbf{r}, \hat{\omega}). \end{aligned} \tag{5.16}$$

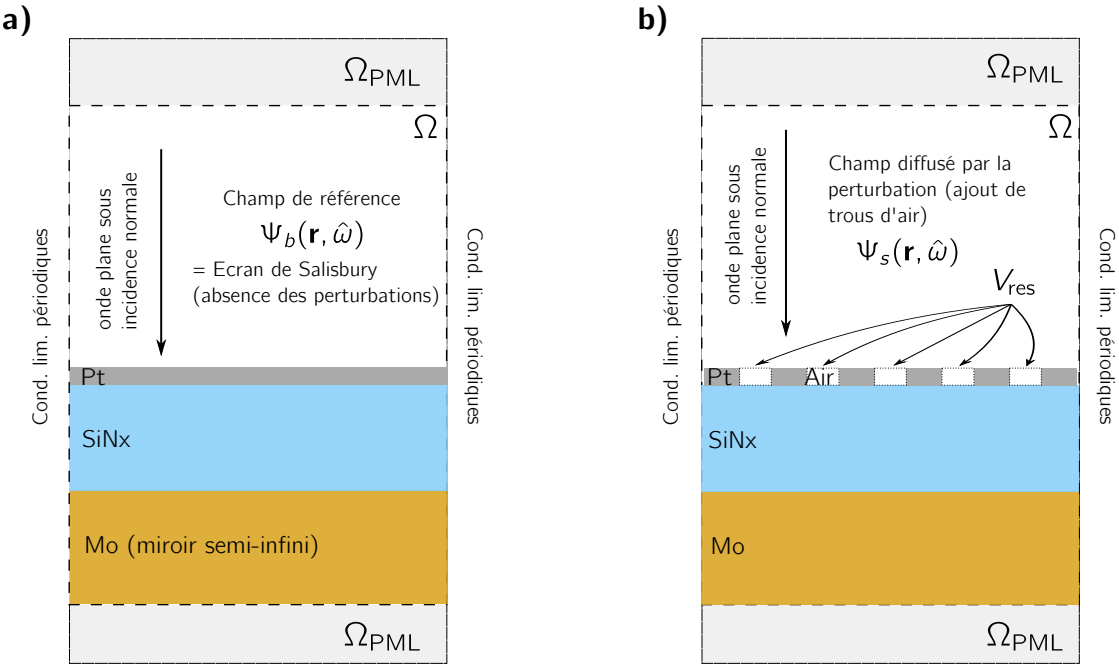


Figure 5.15 – Calcul du champ de référence $\Psi_b = [\mathbf{E}_b, \mathbf{H}_b]$. La situation de référence est un simple écran de Salisbury excité par une onde plane sous incidence normale. **b)** Ajout des perturbations par rapport à la situation de référence. On s'intéresse aux champs diffusés du fait de l'ajout de ces perturbations $\Psi_s = [\mathbf{E}_s, \mathbf{H}_s]$.

[Bai et al., 2013] montrent que, lorsque $\hat{\omega}$ est très proche de $\hat{\omega}_m$ (proche au sens de la convergence du calcul vers une valeur fixe), le champ diffusé par les résonateurs peut s'écrire :

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{r}, \hat{\omega}) \simeq \frac{\hat{\omega}_m \displaystyle\int_\Omega \Delta\epsilon(\mathbf{r}', \hat{\omega})\, \mathbf{E}_b(\mathbf{r}', \hat{\omega}) \cdot \tilde{\mathbf{E}}_m(\mathbf{r}')\, \mathrm{d}^3\mathbf{r}'}{\hat{\omega} - \hat{\omega}_m} \tilde{\mathbf{E}}_m(\mathbf{r}), \tag{5.17}$$

où $\mathbf{E}_s(\mathbf{r}, \hat{\omega})$ est le champ diffusé quand $\hat{\omega} \simeq \hat{\omega}_m$, $\tilde{\mathbf{E}}_m(\mathbf{r})$ est le QNM m supposé normalisé [3]

3. Le QNM est dit normalisé si [Sauvan et al., 2013]

$$\int_{\Omega \cup \Omega_{\text{PML}}} \left[\tilde{\mathbf{E}}_m \cdot \frac{\partial(\omega\epsilon)}{\partial\omega} \tilde{\mathbf{E}}_m - \tilde{\mathbf{H}}_m \cdot \frac{\partial(\omega\mu)}{\omega} \tilde{\mathbf{H}}_m \right] \mathrm{d}^3\mathbf{r} = -1.$$

(et dont on cherche à connaître les valeurs), $\hat{\omega}$ est la fréquence désaccordée par rapport au pôle $\hat{\omega}_m$ et $\Delta\epsilon(\mathbf{r}',\hat{\omega})$ est la différence de permittivité diélectrique entre le matériau du résonateur et le milieu ambiant/de référence évalués tous deux en $\mathbf{r}'$ et pour la fréquence complexe $\hat{\omega}$. Le volume d'intégration Ω est tel que schématisé en Fig.5.15 et représente le volume "physique" qu'on cherche à simuler. Notons qu'il est nécessaire d'avoir une expression analytique pour les permittivités diélectriques des matériaux. Ici, $\mathbf{E}_b(\mathbf{r}',\hat{\omega})$ est le champ en $\mathbf{r}'$ (milieu ambiant sans structure résonante) résultant de l'excitation par une onde plane. En multipliant l'Eq.(5.17) par $\Delta\epsilon(\mathbf{r},\omega)$, en faisant le produit scalaire par $\mathbf{E}_b(\mathbf{r},\omega)$ puis en intégrant sur l'espace Ω, on obtient

$$\begin{aligned}
&\int_\Omega \Delta\epsilon(\mathbf{r},\hat{\omega})\,\mathbf{E}_b(\mathbf{r},\hat{\omega})\cdot\mathbf{E}_s(\mathbf{r},\hat{\omega})\,\mathrm{d}^3\mathbf{r}\\
&\quad\simeq \frac{\hat{\omega}_m}{\hat{\omega}-\hat{\omega}_m}\left(\int_\Omega \Delta\epsilon(\mathbf{r}',\hat{\omega})\,\mathbf{E}_b(\mathbf{r}',\hat{\omega})\cdot\tilde{\mathbf{E}}_m(\mathbf{r}')\,\mathrm{d}^3\mathbf{r}'\right)\left(\int_\Omega \Delta\epsilon(\mathbf{r},\hat{\omega})\,\mathbf{E}_b(\mathbf{r},\hat{\omega})\cdot\tilde{\mathbf{E}}_m(\mathbf{r})\,\mathrm{d}^3\mathbf{r}\right)\\
&\quad\simeq \frac{\hat{\omega}_m}{\hat{\omega}-\hat{\omega}_m}\left(\int_\Omega \Delta\epsilon(\mathbf{r}',\hat{\omega})\,\mathbf{E}_b(\mathbf{r}',\hat{\omega})\cdot\tilde{\mathbf{E}}_m(\mathbf{r}')\,\mathrm{d}^3\mathbf{r}'\right)^2\\
&\quad\simeq \frac{\hat{\omega}_m\,\beta^2(\hat{\omega},\hat{\omega}_m)}{\hat{\omega}-\hat{\omega}_m}\left(\int_\Omega \Delta\epsilon(\mathbf{r}',\hat{\omega})\,\mathbf{E}_b(\mathbf{r}',\hat{\omega})\cdot\mathbf{E}_s(\mathbf{r}',\hat{\omega})\,\mathrm{d}^3\mathbf{r}'\right)^2,
\end{aligned} \tag{5.18}$$

où on utilise Eq.(5.15) dans la dernière ligne. Il s'ensuit que

$$\beta^2(\hat{\omega},\hat{\omega}_m)=\frac{\hat{\omega}-\hat{\omega}_m}{\hat{\omega}_m\displaystyle\int_\Omega \Delta\epsilon(\mathbf{r}',\hat{\omega})\,\mathbf{E}_b(\mathbf{r}',\hat{\omega})\cdot\mathbf{E}_s(\mathbf{r}',\hat{\omega})\,\mathrm{d}^3\mathbf{r}'} \tag{5.19}$$

ce qui, dans notre cas, se réduit à une intégrale sur le volume des trous d'air entre les fils de platine seulement :

$$\beta^2(\hat{\omega},\hat{\omega}_m)=\frac{\hat{\omega}-\hat{\omega}_m}{\hat{\omega}_m\displaystyle\int_{V_{\mathrm{res}}}\left[\epsilon_{\mathrm{res}}(\mathbf{r}',\hat{\omega})-1\right]\,\mathbf{E}_b(\mathbf{r}',\hat{\omega})\cdot\mathbf{E}_s(\mathbf{r}',\hat{\omega})\,\mathrm{d}^3\mathbf{r}'}. \tag{5.20}$$

En injectant l'expression du coefficient de proportionalité $\beta(\hat{\omega},\hat{\omega}_m)$ dans l'Eq.(5.15), on obtient ainsi le QNM normalisé à partir d'un calcul de champs diffusés lorsque la fréquence approche du pôle correspondant. Cette expression est très intéressante car elle nous permet d'avoir accès aux QNMs normalisés sans avoir besoin de mettre des PMLs ni de calculer explicitement la norme des QNMs. L'Eq.(5.20) permet alors de normaliser le QNM m obtenu en calculant la réponse divergente de la structure résonante. Reste maintenant à calculer les coefficients d'excitation de ces QNMs dont l'expression est donnée par [Bai et al., 2013, Lalanne et al., 2018] :

$$\alpha_m^{(\ell)}(\omega)=\frac{\omega\displaystyle\int_{V_{\mathrm{res}}}\Delta\epsilon(\mathbf{r}',\omega)\,\mathbf{E}_b^{(\ell)}(\mathbf{r}',\omega)\cdot\tilde{\mathbf{E}}_m(\mathbf{r}')\,\mathrm{d}^3\mathbf{r}'}{\omega-\hat{\omega}_m}, \tag{5.21}$$

où (ℓ) dénote la polarisation affectée par le coefficient d'excitation. $\mathbf{E}_b^{(\ell)}(\mathbf{r}',k_0)$ est le champ de référence à ω (réel) suite à l'excitation par une onde plane de polarisation (ℓ)[4]. Les

Cette condition est nécessaire pour garantir la validité de l'expression en Eq.(5.21) et donc de l'Eq.(5.17). Cette formule suppose l'installation préalable de PMLs (*Perfectly Matched Layers*, milieux d'indice artificiels visant à annuler rapidement le champ dès qu'il y pénètre et ainsi simuler la propagation à l'infini) et nécessite de normaliser le QNM par une intégrale sur le volume du domaine des PMLs Ω_{PML} [Sauvan et al., 2013]. Le domaine d'intégration Ω en Eq.(5.17) n'inclut pas les PMLs.

4. Notons qu'il n'a pas été nécessaire de prendre en compte la polarisation dans l'Eq.(5.17) où le QNM non-normalisé est indépendant de la polarisation de l'excitation.

coefficients d'excitation en polarisation linéaire horizontale/verticales/obliques/circulaires s'obtiennent alors par combinaison linéaire

$$\begin{aligned}\alpha_m^{(45^\circ/-45^\circ)}(\omega) &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\alpha_m^{(x)}(\omega) \pm \alpha_m^{(y)}(\omega)\right] \\ \alpha_m^{(\mathrm{LCP/RCP})}(\omega) &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\alpha_m^{(x)}(\omega) \pm i\,\alpha_m^{(y)}(\omega)\right].\end{aligned} \tag{5.22}$$

Les champs diffusés par la structure résonante se calculent alors en tronquant la décomposition sur M QNMs

$$\Psi_s^{(\ell)}(\mathbf{r},\omega) \simeq \sum_{m=1}^{M} \alpha_m^{(\ell)}(\omega)\,\tilde{\Psi}_m(\mathbf{r}). \tag{5.23}$$

Plus M est grand, plus l'approximation du champ réellement diffusé par la structure sera bonne. Enfin, le calcul du champ complet en présence de la structure est donnée par

$$\Psi^{(\ell)}(\mathbf{r},\omega) = \Psi_s^{(\ell)}(\mathbf{r},\omega) + \Psi_b^{(\ell)}(\mathbf{r},\omega), \tag{5.24}$$

où $\Psi_b^{(\ell)}(\mathbf{r},\omega)$ sont les champs de référence. La connaissance de $\Psi^{(\ell)}(\mathbf{r},\omega)$ nous permet de calculer les pertes dans la structure métallique et d'identifier les QNMs qui contribuent plus particulièrement à l'apparition d'un dichroïsme circulaire en absorption/émission. Le détail de la procédure de calcul des QNMs normalisés et des coefficients d'excitation est donné en annexe C.1.

5.6.3 Analyse des résultats à la lumière des modes quasi-normaux de la source

Pôles de la structure

On présente en Fig.5.16 les pôles du déterminant de la matrice de diffusion décrivant la structure. On identifie 7 pôles dans la plage spectrale d'intérêt entre 2 et 8 µm. En particulier, on constate la présence de 2 QNM (notés QNM1 pour celui repéré par le numéro ① et QNM2 pour le numéro ②) dans la plage spectrale où le dichroïsme circulaire est important (entre 4.5 et 5.5 µm approximativement). Il s'agit d'étudier la contribution relative de chacun des QNMs, et en particulier des QNM1 et QNM2, au dichroïsme circulaire observé.

Pour comprendre l'origine du dichroïsme circulaire à 4.7-5 µm dans l'émission en direction normale à la surface de la source, nous nous intéressons à ses modes quasi-normaux (système ouvert) appelés QNMs. Chaque QNM est associé à un pôle du déterminant de la matrice de diffusion décrivant la réponse structure à une excitation. Après recherche des pôles dans la gamme spectrale entre 4 et 8 µm, nous avons pu identifier 7 pôles au total, dont 2 situés entre 4.5 et 5.5 µm, zone où un fort dichroïsme circulaire est prédit et a été observé.
Afin de quantifier la contribution de ces QNMs sur le dichroïsme circulaire, on se propose de calculer les pertes engendrées dans la structure chirale en platine si le champ était tronqué à un seul ou quelques-uns seulement des QNMs identifiés. Un examen des coefficients d'excitation des QNMs par une onde plane en incidence normale polarisée LCP ou RCP permettrait aussi de quantifier le couplage des résonances de la source avec chacune des hélicités d'onde plane polarisée circulairement et normale à sa surface.

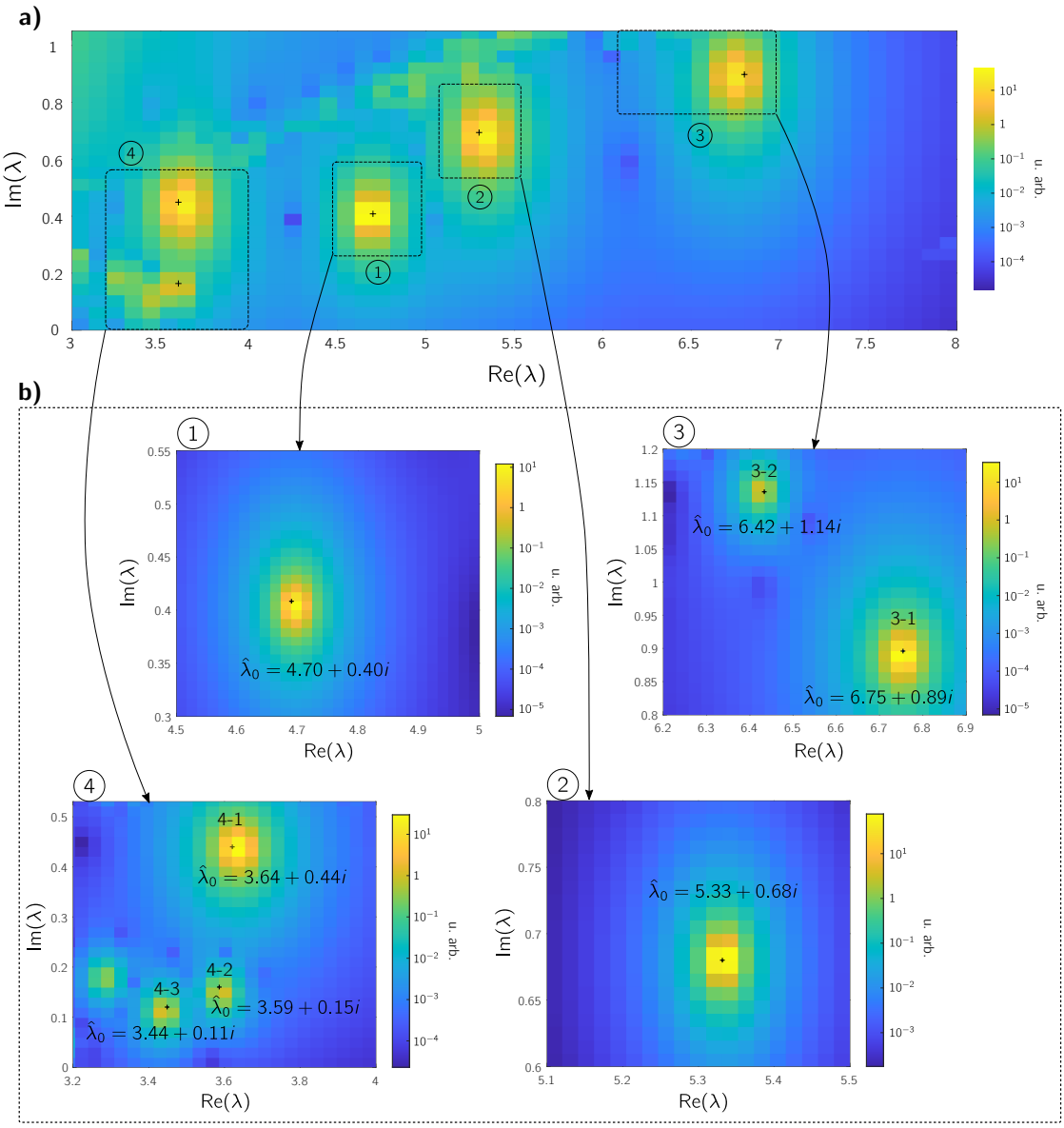


Figure 5.16 – Recherche des pôles du déterminant de la matrice de scattering, les longueurs d'onde sont exprimées en µm. **a)** On trace en couleur le log10 de l'intégrale de Cauchy estimée grossièrement sur le contour des rectangles élémentaires définis par le maillage dans le plan complexe. Ce calcul permet d'obtenir une valeur approximative des pôles au maillage près (symbolisée par une croix noire), correspondant à une divergence du déterminant de la matrice de scattering. **b)** Affinage du maillage et recherche des zéros de l'inverse du déterminant de la matrice de scattering. Ces derniers sont numérotés ①,②,③-1,③-2 et ④-1,④-2,④-3 et la valeur correspondante est notée en-dessous de chaque estimation.

Calcul des pertes en tronquant le champ à quelques QNMs et identification des QNMs responsables du dichroïsme circulaire vers 5 µm

Pour cela, on s'intéresse à leurs coefficients d'excitation polarisés LCP/RCP respectifs. En isolant chacun des QNMs, i.e. en tronquant la somme présentée en Eq.(5.14) à un seul QNM, il est intéressant de regarder le dichroïsme résultant en absorption. On rassemble en Fig.5.17 l'absorption qui aurait lieu si le champ total pouvait être tronqué uniquement au QNM1 (Fig.5.17a) ou uniquement au QNM2 (Fig.5.17b). On constate qu'autour de 5 µm où le dichroïsme circulaire est le plus marqué (vu en Fig.5.13a), le QNM1 est dominant et

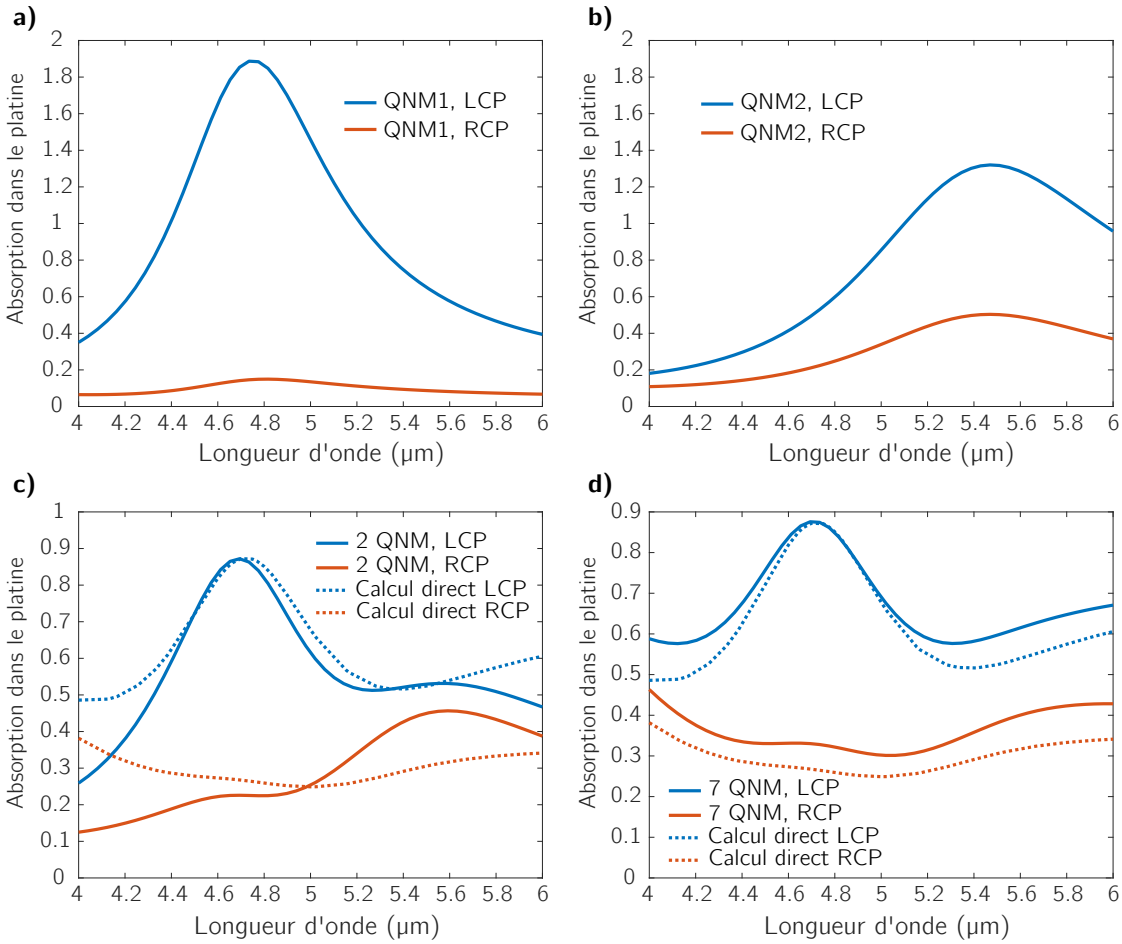


Figure 5.17 – Simulation du spectre d'absorption dans le platine lorsque l'échantillon est éclairé sous incidence normale avec une onde plane polarisée circulaire gauche (LCP) ou droite (RCP) en tronquant le champ à quelques QNMs. On garde en **a)** uniquement le QNM1, en **b)** uniquement le QNM2, en **c)** les QNM1 et QNM2 seulement et en **d)** les 7 QNMs identifiés en Fig.5.16. L'absorption peut dépasser 1 lorsqu'on ne considère pas l'interférence de suffisamment de QNMs de la structure.

présente un dichroïsme très important. Par ailleurs, ce QNM absorbe quasi-exclusivement une onde plane sous incidence normale polarisée circulaire gauche, ce qui est bien en accord avec ce qui est observé et simulé par calcul direct en Fig.5.3. On note que les absorptions calculées par cette méthode peuvent être supérieures à 1. Les champs étant brutalement tronqués, il est possible qu'il n'y ait pas conservation d'énergie. Malgré cela, ce calcul permet d'identifier le QNM dominant la réponse spectrale de la structure. L'ajout de QNMs supplémentaires permet de retrouver des quantités physiques comme montré en Fig.5.17.

En Fig.5.17a-b, on montre l'absorption obtenue en isolant les QNM1 et QNM2 respectivement et en Fig.5.17c, l'absorption obtenue en prenant en compte les QNM1 et QNM2 uniquement. Les écarts aux alentours de 4 et 6 µm sont attribués au fait que d'autres QNMs situés au-delà de la bande [4-6] µm contribuent au champ total. On corrige cet écart en Fig.5.17d en prenant en compte l'ensemble des 7 QNM identifiés dans le calcul des champs dans la structure, ce qui permet de reproduire les tendances principales observées en Fig.5.3 (reproduite en traits pointillés dans la Fig.5.17d). L'écart constant en longueur d'onde observé entre réponse simulée à partir des calculs de QNMs et celle obtenue par calcul direct des champs est dû à la contribution d'autres QNMs situés en-dehors de la zone [3-8] µm et ainsi qu'à des modes quasi-statiques non pris en compte ici [Sauvan,

2021]. On trouve qu'à part le QNM1 (dominant) et le QNM2, les autres QNMs ne contribuent que de façon mineure au dichroïsme circulaire autour de 5 µm. La contribution des autres QNMs (désignés par les numéros ③-①,③-②,④-①,④-②,④-③ en Fig.5.16) est proposée en annexe C, Figs.C.1, C.2 et C.3.

Examen des coefficients d'excitation du QNM1 contrôlant le dichroïsme circulaire à 5 µm

Pour comprendre la différence observée en Fig.5.17a, on s'intéresse aux coefficients d'excitation polarisés circulaire gauche $\alpha^{LCP}_{QNM1}(\lambda)$ et droite $\alpha^{RCP}_{QNM1}(\lambda)$. On trace en Fig.5.18 la norme de ces coefficients d'excitation en fonction de la longueur d'onde. On observe un couplage presque 5 fois plus important de la source avec une onde plane sous incidence normale polarisée gauche par rapport à la polarisation croisée à 4.7 µm, ce qui explique le dichroïsme circulaire observé. On propose en annexe C.3 une tentative d'explication à l'origine de cette différence de couplage .

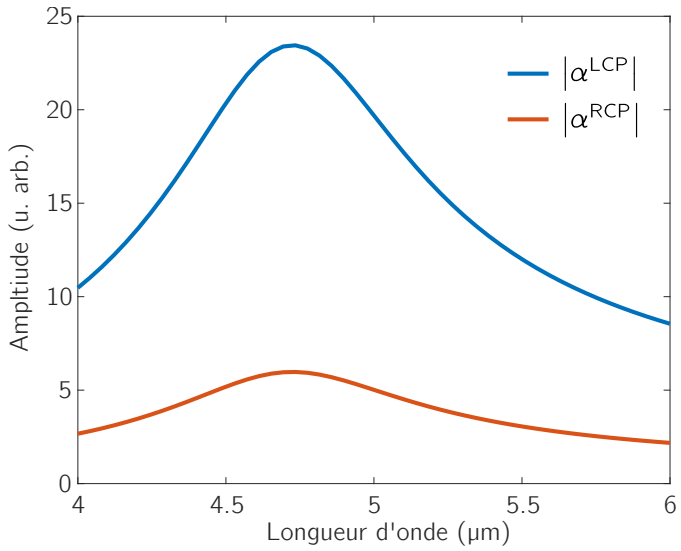


Figure 5.18 – Norme des coefficients d'excitation du QNM1 par une onde plane en incidence normale polarisée circulaire LCP (bleu) et RCP (rouge). L'amplitude du coefficient d'excitation LCP est 5 fois plus important que pour le RCP d'où l'absorption préférentielle d'une polarisation LCP par la structure (Fig.5.3 et Fig.5.17a).

L'étude présentée a mis en évidence 2 QNMs (notés QNM1 et QNM2, voir Fig.5.16) importants contrôlant le comportement de la source autour de 5 µm. En particulier, en tronquant les champs diffusés par la structure au seul QNM1, nous avons observé un très fort contraste d'absorption par la couche structurée en platine selon que la polarisation circulaire de l'onde plane d'excitation sous incidence normale est LCP ou RCP.
Pour comprendre un tel déséquilibre, nous avons comparé les coefficients d'excitation polarisés LCP/RCP. Nous avons trouvé un couplage 5 fois plus élevé de la structure avec une onde plane en incidence normale polarisée LCP par rapport à RCP. Ceci conduit à un déséquilibre entre coefficients d'excitation LCP/RCP et par conséquent à un dichroïsme circulaire important pour le QNM1.
Pour améliorer le dichroïsme de la source, il serait donc bénéfique de concevoir une structure donc les QNMs seraient plus "isolés" spectralement ce qui permettrait de limiter les interférences du QNM d'intérêt avec des QNMs proches ne contribuant

pas au dichroïsme circulaire.

5.6.4 Dichroïsme linéaire observé non-prédit par les simulations

Il est également intéressant de chercher à comprendre l'origine de l'écart observé en Fig.5.12 vers 5 µm où nous avons évoqué la présence de dichroïsme linéaire supérieure au niveau prédit par les simulations. Une raison évoquée est la présence avérée de défauts de fabrication, mentionnés en Sec.5.2. La variabilité des dimensions des motifs en platine peut être responsable d'un décalage spectral des pôles associés aux QNMs. En effet, le véritable réseau bidimensionnel fabriqué et caractérisé ne correspond pas exactement à la structure parfaite simulée, ce qui change la valeur des pôles de la structure. On se propose, de la même façon que précédemment avec les polarisations circulaires LCP/RCP, de calculer les pertes qui seraient induites en polarisation linéaires horizontale/verticale par les QNM1 et QNM2. On trace en Fig.5.19 l'absorption dans la couche de platine en tronquant le champ à 1 unique QNM lorsque l'ensemble est éclairé par une onde plane en incidence normale polarisée linéairement horizontalement (selon x) et verticalement (selon y). Cette fois, le QNM2 est responsable d'un fort dichroïsme linéaire à 5.5 µm. Du fait des

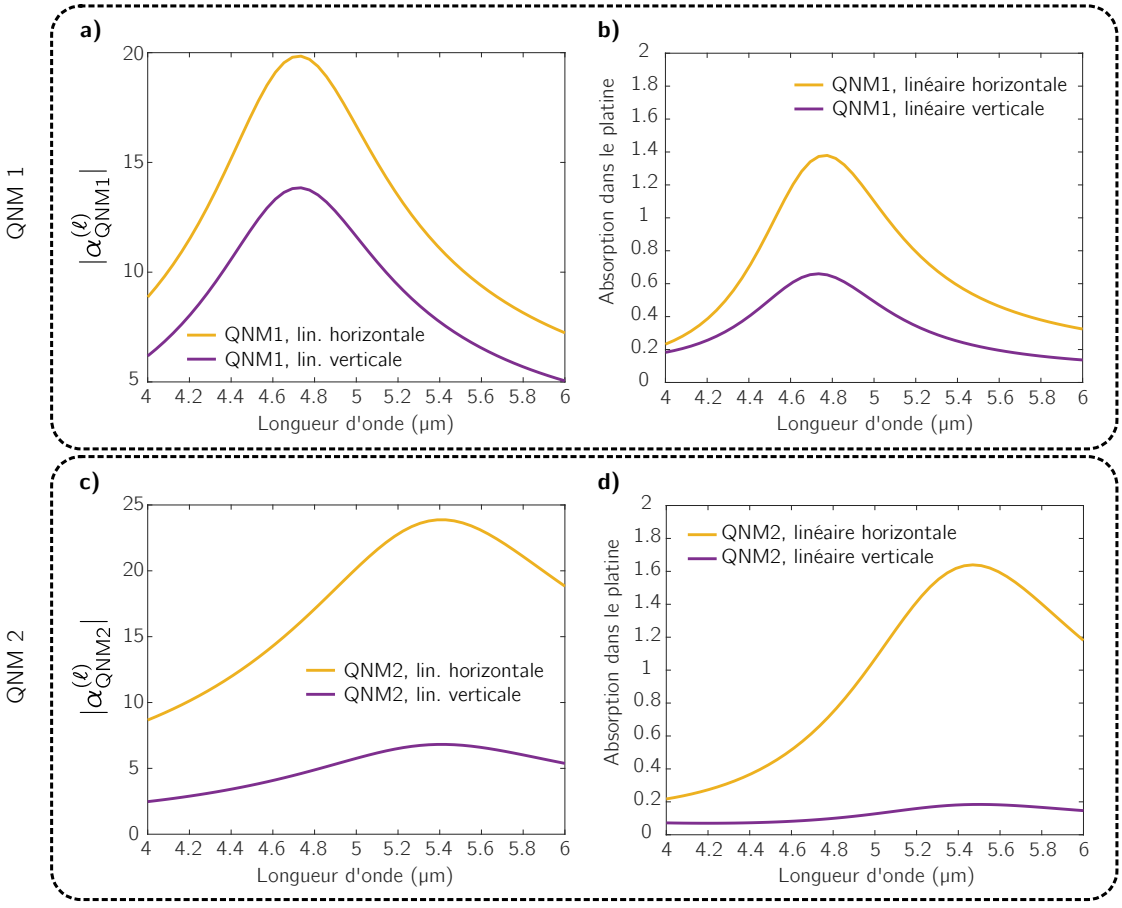


Figure 5.19 – Simulation du spectre d'absorption dans le platine lorsque l'échantillon est éclairé sous incidence normale avec une onde plane polarisée linéairement selon la direction horizontale x (convention d'orientation en Fig.5.2) et selon la direction verticale y en tronquant le champ à un seul QNM. On garde en **a)** uniquement le QNM1 et en **b)** uniquement le QNM2. L'absorption peut dépasser 1 lorsqu'on ne considère pas l'interférence de suffisamment de QNMs.

défauts dans la structure en platine, un décalage du pôle correspondant au QNM2 vers des longueurs d'onde plus courtes pourrait expliquer la manifestation d'un dichroïsme linéaire supplémentaire dans la caractérisation expérimentale.

Le dichroïsme linéaire observé expérimentalement, plus important que le niveau prédit par les simulations, peut être expliqué par un léger décalage spectral relatif des fréquences propres du système. Le QNM2 se caractérise par un fort dichroïsme linéaire à 5.5 µm. Un décalage spectral de ce QNM vers la fréquence propre associée au QNM1 (vers 5 µm) pourrait expliquer la différence entre observation et simulations autour de 5 µm.

5.7 Conclusion

L'objectif de ce chapitre était la réalisation d'une source incandescente efficace et compacte émettant dans le MIR avec un fort dichroïsme circulaire dans la direction normale à sa surface.

Pour contrôler la longueur d'onde de fonctionnement de la source, nous avons réutilisé le concept d'écran de Salisbury. Un tel film métallique posé sur un miroir à distance judicieusement choisie peut absorber jusqu'à 100% de la puissance incidente sous incidence normale. Chauffé, ce film produirait cependant un rayonnement complètement dépolarisé. Nous avons alors choisi de texturer ce film pour en faire une métasurface dont le motif élémentaire est chiral. La forme de ces motifs permet une interconnexion électrique, ce qui permet de les chauffer électriquement en y faisant circuler un courant. Ainsi, il est possible de chauffer sélectivement l'échantillon, et plus particulièrement de chauffer les zones contrôlant l'état de polarisation du rayonnement émis, ce qui permet de garantir une meilleur efficacité énergétique de la source. Un autre avantage d'une telle architecture est la dynamique rapide de refroidissement de la source en régime de fonctionnement modulé par conduction vers le substrat plus froid. Nous avons montré la possibilité de moduler une telle source au-delà de 10 MHz, tout comme la source présentée au Chapitre 2.

La caractérisation expérimentale de l'état de polarisation du rayonnement émis lorsque la source est modulée à 20 kHz montre un degré de polarisation de 0.54 à 5 µm. Ainsi, la source conçue émet un rayonnement MIR dont plus de la moitié est polarisée. Le degré de polarisation circulaire s'élève à 0.38 µm à la même longueur d'onde ce qui est la signature d'un dichroïsme circulaire important émis par la source. Ainsi, nous avons démontré expérimentalement la production de rayonnement MIR à 5 µm polarisé elliptiquement gauche, avec une ellipticité évaluée à -11°.

Pour comprendre les origines d'un tel dichroïsme en émission, nous nous sommes intéressés aux modes de la structure en utilisant le formalisme des QNMs (modes quasi-normaux). Dans cette formulation modale, les champs diffusés par une structure résonante s'écrivent comme combinaison linéaire de ses QNMs. Nous avons cherché les modes responsables du dichroïsme circulaire observé autour de 5 µm et nous nous sommes intéressés à leurs propriétés. Nous avons identifié 2 modes principaux à 4.7 µm (QNM1) et 5.5 µm (QNM2). En calculant les QNMs associés, nous avons calculé l'absorption par la métasurface chirale en tronquant les champs diffusés à un unique QNM. Cela a permis d'identifier que le QNM1 est responsable d'un très fort dichroïsme circulaire et qu'il dicte en grande partie la signature polarimétrique de la source. Pour en savoir plus, nous avons calculé les coefficients d'excitation polarisés LCP/RCP de ce QNM1. Ces derniers quantifient le couplage entre l'excitation (onde plane sous incidence normale) et le mode. Nous avons mis en évidence un couplage 5 fois plus important du QNM1 avec une onde plane polarisée circulaire gauche comparé à une circulaire droite. Ce déséquilibre prend sa source dans

l'intégrale de recouvrement géométrique entre le champ incident et le QNM.

Nous avons cependant constaté expérimentalement la présence de dichroïsme linéaire plus important que prédit dans les simulations. En raison de difficultés liées au contexte dans lequel la fabrication de l'échantillon a été effectuée, des variations de taille au niveau des motifs ont été relevées. Ces variations géométriques entraînent un décalage spectral des longueurs d'onde associées aux modes (pôles). Nous avons constaté que le QNM2 étant quant à lui responsable d'un fort dichroïsme linéaire. Un décalage spectral de ce dernier vers le QNM1 pourrait expliquer la présence de dichroïsme linéaire dans l'émission de la source à 5 µm et non prédit par les simulations qui ne prennent pas en compte la variabilité des dimensions des motifs effectivement fabriqués.

Les résultats obtenus sont néanmoins novateurs : à notre connaissance, il s'agit de la première source incandescente où un dichroïsme circulaire dans le MIR est mis en évidence expérimentalement, source qui est de surcroît modulable rapidement au-delà de 10 MHz avec la possibilité de contrôler son émission électriquement. Le degré de polarisation circulaire important est à souligner. Comparé à des sources incandescentes alternatives proposée par exemple par [Wadsworth et al., 2011] pour lesquelles le degré de polarisation obtenu est de 0.85 avec un degré de polarisation circulaire de 0.28, nous obtenons de meilleures performances en termes de dichroïsme circulaire généré. Leur source consiste en un corps noir sur lequel est posé un polariseur linéaire dans le LWIR (bande 8-12 µm), suivi d'une métasurface convertissant un rayonnement polarisé linéairement en une polarisation circulaire. Dans leur cas, il s'agit d'un système optique complet très compact faisant moins de 1.5 µm d'épaisseur. Dans notre cas, le système optique est entièrement intégré dans la métasurface chirale de 25 nm ce qui en fait un système bien plus compact, efficace, à modulation rapide et émettant avec un degré de polarisation circulaire plus important.

Une amélioration possible de cette source consisterait à essayer de séparer spectralement les pôles associés aux QNM1 et QNM2 afin d'obtenir un meilleur degré de polarisation circulaire.

Une alternative proposée par Jean-Paul HUGONIN serait un équivalent d'homogénéisation de la couche structurée de platine. Il s'agirait de reprendre la structure générale proposée en Fig.5.2 en remplaçant la métasurface en platine par un milieu homogène *anisotrope*, souvent désigné sous le terme de "milieu cholestérique". Des simulations ont été proposées pour tenter de reproduire les résultats présentés en Fig.5.3 dans ce chapitre. Pour cela, les mêmes paramètres géométriques et indices ont été utilisés pour l'espaceur et le miroir semi-infini. Seule la couche texturée a été remplacée par un milieu homogène avec une permittivité anisotrope. L'optimisation est réalisée sur les coefficients de la matrice $\epsilon_{\text{mil.anisotrope}}$ de taille 3×3 décrivant la permittivité du milieu anisotrope (soit 18 paramètres réels libres a priori) et vise à maximiser le contraste d'absorption entre une onde plane incidente polarisée LCP/RCP. La matrice recherchée n'est pas quelconque. On impose que le milieu soit réciproque (condition nécessaire à la validité de la loi de Kirchhoff généralisée), i.e. $\epsilon_{\text{mil.anisotrope}}$ est symétrique, ce qui laisse 12 degrés de liberté. Comme on recherche un milieu dont l'anisotropie est dans le plan (x, y) uniquement, les coefficients (1,3) et (2,3) sont nuls, ce qui réduit à 8 le nombre de paramètres libres. On impose également qu'il n'y ait pas d'amplification globale dans le milieu ce qui implique que $\text{Im}(\epsilon_{\text{mil.anisotrope}})$ soit définie positive. $\epsilon_{\text{mil.anisotrope}}$ est alors de la forme

$$\epsilon_{\text{mil.anisotrope}} = \begin{pmatrix} \epsilon'_{x,x} & \epsilon'_{x,y} & 0 \\ \epsilon'_{x,y} & \epsilon'_{y,y} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon'_{z,z} \end{pmatrix} + iH^T H, \quad H = \begin{pmatrix} \gamma_1 & \gamma_2 & 0 \\ 0 & \gamma_3 & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_4 \end{pmatrix} \tag{5.25}$$

Les épaisseurs des couches sont identiques à celles menant à la Fig.5.3, à savoir $h_{\text{mil.anisotrope}} = 25$ nm et $h_{\text{spacer}} = 651$ nm sur un miroir semi-infini. La permittivité optimale

pour milieu anisotrope, supposé indépendante de la longueur d'onde, est la suivante :

$$\epsilon_{\text{mil.anisotrope}} = \begin{pmatrix} -0.0400 + 0.2222i & -30.3324 - 3.6779i & 0 \\ -30.3324 - 3.6779i & -7.3974 + 60.8745i & 0 \\ 0 & 0 & 0.0529 + 0.8073i \end{pmatrix} \tag{5.26}$$

On propose en Fig.5.20 les résultats obtenus avec ces paramètres en absorption (la transmission est toujours nulle à travers l'ensemble de la structure) et en incidence normale. Ainsi, il est possible d'obtenir une absorption quasi totale d'une polarisation LCP et quasi

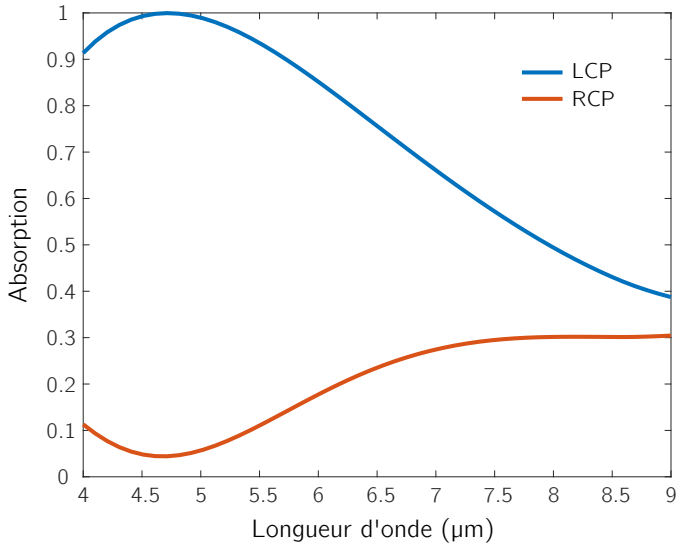


Figure 5.20 – Simulation du spectre d'absorption dans une structure en écran de Salisbury où le film métallique uniforme est remplacé par une couche homogène anisotrope.

nulle pour une polarisation RCP. Une telle structure serait idéale pour répondre à l'objectif que nous nous sommes fixés. Cependant, la faisabilité d'un tel échantillon est loin d'être garantie. Pour cela, il faudrait trouver un milieu ayant une telle permittivité, à gain pour une polarisation et à pertes pour l'autre. Les résultats sont néanmoins très intéressants et ouvrent la voie à une réflexion sur la possibilité de concevoir de tels indices effectifs avec des métasurfaces.

Ce travail a conduit à une publication ([Nguyen et al., 2023]).

Conclusion et perspectives

Pour conclure ce manuscrit, nous proposons de rappeler les grandes lignes des projets développés, les principaux résultats et atouts des sources conçues et caractérisées, avant de proposer des possibilités de développements futurs.

La problématique générale à laquelle nous souhaitons apporter des solutions est la possibilité de concevoir des sources émettant dans le MIR à la fois compactes, bon marché et efficaces, dont les propriétés spectrales, l'état de polarisation et la direction d'émission sont contrôlés. La modulation temporelle de ces sources est également l'un des enjeux majeurs.

Une solution possible à laquelle nous nous sommes intéressés est l'émission thermique. L'incandescence est en effet une source de rayonnement bien connue et très attractive d'un point de vue économique et pratique par sa robustesse et sa simplicité. Il suffit de chauffer un corps pour obtenir un rayonnement à large spectre, typiquement un spectre de corps noir. Ce dernier point est cependant l'une des grandes limitations de l'incandescence. Pour des applications ne nécessitant qu'une plage spectrale restreinte, les sources incandescentes présentent un très faible rendement. Par ailleurs, le rayonnement émis est isotrope et dépolarisé ce qui contribue à dégrader le rendement de ces sources puisqu'une grande partie du rayonnement est inutile. Pour remédier à cela, des éléments optiques supplémentaires doivent être ajoutés à la source (objectifs, polariseur, retardateur, ...) générant alors un encombrement considérable. Par ailleurs, les sources incandescentes ont généralement une inertie thermique importante due à leur grande taille, ce qui limite la vitesse à laquelle il est possible de les refroidir pour moduler la puissance émise. Pourtant, toutes ces limitations ne découlent pas de causes fondamentales. Elles ne concernent qu'un corps noir ou objets assimilables dont l'émissivité est quasiment constante avec la longueur d'onde. En contrôlant l'émissivité d'une source, qui décrit les propriétés d'émission d'une source comparée à un corps noir, il est possible de changer le spectre d'émission d'une source incandescente. Par ailleurs, si une source thermique possède un faible volume et se trouve en contact avec un puits de chaleur, il sera possible d'obtenir un refroidissement très rapide par conduction thermique. L'utilisation de métasurfaces incandescentes comme source MIR est alors toute indiquée.

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à la modulation rapide de sources thermiques ayant un spectre d'émissivité piqué dans le MIR. Dans le Chapitre 2, nous avons privilégié une architecture en écran de Salisbury où l'absorbeur/émetteur est suspendu au-dessus d'un miroir parfait. Ce résonateur très simple permet un contrôle du spectre d'émissivité et permet en particulier d'atteindre un pic d'émissivité de 1 à la longueur d'onde pour laquelle l'impédance du film est égale à celle du vide. Un point particulièrement intéressant est la vérification de cette condition d'adaptation d'impédance dans le MIR pour un film métallique de quelques dizaines de nanomètres d'épaisseur. Cependant, un film homogène ne présenterait aucune propriété en terme d'état de polarisation. Nous avons donc proposé de texturer ce film en un réseau unidimensionnel de fils métalliques dont le pas est inférieur à $\lambda/2$, ce qui permet d'obtenir un rayonnement présentant un fort degré de polarisation

linéaire qui trouve son origine dans la permittivité effective de la couche structurée. La métasurface ainsi obtenue présente alors de nombreux avantages. Elle peut être facilement chauffée en y faisant circuler un courant électrique et en exploitant l'effet Joule. On bénéficie également d'un thermomètre intégré en exploitant la dépendance de la résistance électrique du platine à la température. Une telle métasurface suspendue pourrait se refroidir uniquement par rayonnement, ce qui limite la vitesse à laquelle elle peut être modulée. Nous choisissons de la poser sur un substrat non-chauffé donc plus froid. Un point important est alors la compatibilité des matériaux. Le couple platine-nitrure de silice (SiN_x) présente une bonne compatibilité en adhésion et permet de chauffer notre source jusqu'à 650°C ce qui est particulièrement intéressant pour augmenter le niveau de signal émis. La transparence du SiN_x dans le MIR est également un point central de la source développée. Pour un tel système anisotherme, il est nécessaire d'invoquer la loi de Kirchhoff généralisée ([Greffet et al., 2018]) pour pouvoir raisonner en absorption et optimiser le spectre d'émissivité de la source. Nous avons optimisé cette source pour obtenir un pic d'émissivité à 5.1 µm et avons obtenu un pic d'émissivité polarisé de 0.8. La rapidité de la modulation est quant à elle obtenue grâce à la faible épaisseur de la source (25 nm de platine) et un bon contact thermique avec le substrat plus froid de SiN_x. Nous avons démontré une modulation à 20 MHz soit 5 ordres de grandeur plus rapide que les sources conventionnelles de type membranes chaudes. La source conçue est également très robuste, montrant des capacités inaltérées après plusieurs centaines d'heures de fonctionnement. Cependant, on s'attend à un faible rendement pour une telle source. En effet, la source chaude peut refroidir par conduction thermique, convection ou rayonnement. Si le temps caractéristique de refroidissement par conduction devient plus rapide que le temps caractéristique de refroidissement par rayonnement, la puissance apportée à la source sera alors essentiellement perdue par conduction ce qui implique une puissance rayonnée moindre, donc moins de puissance utile émise. Pour un type de source dont la dynamique de refroidissement est contrôlée par conduction thermique, le rendement sera donc modeste. Expérimentalement, nous avons effectivement constaté une dégradation de leur rendement avec l'augmentation de la fréquence de modulation. Dès lors, il s'agit de trouver un compromis entre rendement et rapidité de la modulation. Par ailleurs, il est intéressant d'étudier l'impact des différents paramètres géométriques ou conditions expérimentales sur le rendement. Nous avons étudié dans le Chapitre 3 l'importance (ou non) de la surface émettrice, du type de modulation (harmonique ou impulsionnel) ou encore d'ingénierie des pertes conductives (suspension sur piliers, isolation du substrat...). L'étude que nous avons menée s'applique de façon générale à toute métasurface incandescente en contact avec un substrat plus froid et dont la modulation de l'émission repose sur la modulation de la température des émetteurs. Nous avons vu que pour une puissance fournie fixée et dans un régime où les niveaux de température atteints permettent de rester dans un régime de fonctionnement linéaire, la surface émettrice n'a pas d'influence sur le rendement de la source. Le type de modulation, harmonique ou impulsionnel, n'a pas non plus d'impact particulier sur le rendement, à l'exception des temps de chauffe longs où le régime impulsionnel permet d'atteindre des températures plus élevées et d'augmenter le rendement. Le point majeur est l'importance de l'échauffement DC en régime linéaire. Plus ce dernier est important, meilleur est le rendement. En régime non-linéaire, la non-linéarité de la loi de Planck par rapport à la température permet d'augmenter le rendement, surtout pour les courtes longueurs d'onde. Comparées à d'autres sources MIR comme les LEDs, les performances de la source proposée sont très comparables voire supérieures en terme de rendement et de rapidité de modulation tout en offrant une plus grande souplesse quant aux conditions d'utilisation.

Dans un deuxième temps, nous nous sommes intéressés à la production de rayonnement MIR avec un état de polarisation présentant un fort dichroïsme circulaire. Pour cela, nous avons décidé de réutiliser la même architecture que précédemment, garantissant ainsi la

possibilité de moduler rapidement l'émission de la source et de contrôler la longueur d'onde de travail. Pour la production de polarisation circulaire, nous avons choisi des nanorésonateurs métalliques chiraux ayant un couplage différent à une onde plane polarisée circulaire gauche ou droite. En les connectant électriquement, nous bénéficions des avantages de la première source en termes de contrôle électrique de la température de l'émetteur et de simplicité de fonctionnement de la source. Dans l'idéal, le couplage serait quasi-nul avec une hélicité de polarisation, ce qui permettrait d'atteindre un degré de polarisation circulaire proche de l'unité. La source que nous proposons au Chapitre 5 atteint un dichroïsme circulaire important avec un degré de polarisation circulaire de 0.38 à 5 µm, malheureusement sans atteindre une émission quasi totalement polarisée circulairement. L'émission par cette deuxième source possède un degré de polarisation de 0.54 pour cette même longueur d'onde ce qui montre qu'il est possible de produire un rayonnement thermique dont une forte proportion est polarisée, avec une contribution importante polarisée circulairement. Malgré ces imperfections, il s'agit de la première démonstration expérimentale d'un tel dichroïsme circulaire produit par une source thermique. La caractérisation expérimentale de l'état de polarisation du rayonnement émis a par ailleurs impliqué le développement d'un polarimètre de Stokes performant opérant dans le MIR, présenté en Chapitre 4.

Avec les deux sources présentées, nous avons donc atteint la quasi totalité des objectifs initiaux, à savoir i) le contrôle spectral du spectre émis par une source incandescente, avec en particulier une émissivité piquée dans le MIR, ii) la production de rayonnement polarisé linéairement (première source) ou présentant un fort dichroïsme circulaire (deuxième source), iii) la possibilité de moduler rapidement l'émission, plusieurs ordres de grandeur au-delà des performances de sources incandescentes plus conventionnelles de type membranes chaudes.

Un dernier aspect sur le contrôle de l'émission thermique qui n'a pas été abordé dans le corps de ce manuscrit est la direction d'émission. Une structure en antennes de Yagi-Uda verticales pour une émission majoritairement selon la normale à la surface de la source a été envisagée et quelques simulations numériques préliminaires ont été menées. Ces dernières structures sont cependant difficiles à réaliser : de nombreuses complications à la réalisation ayant été constatées (compatibilité des matériaux à la température durant la superposition des couches), cette piste n'a pas été explorée davantage. Une alternative plus simple à base d'émetteurs dans une cavité de Bragg a également été envisagée et quelques simulations numériques préliminaires ont été menées. Cependant, les difficultés de fabrication toujours liées à la compatibilité des matériaux ont interrompu le développement de cette piste. Il reste donc encore du travail à réaliser pour atteindre la source incandescente idéale modulable rapidement, au spectre d'émission, état de polarisation et direction d'émission bien contrôlés.

De futurs développements pourraient consister en des sources incandescentes complètement pilotables : pour l'ensemble des sources proposées dans ce manuscrit, l'émissivité est fixée à la fabrication de la source ainsi que l'état de polarisation émis. Ce dernier peut potentiellement varier en fonction de la fréquence de modulation de la source comme montré dans au Chapitre 2 mais il n'est pour le moment pas possible de passer d'une émission polarisée linéairement à une polarisation circulaire par exemple. Dans l'idéal, on souhaiterait une source dont les pics d'émissivité, la directivité et l'état de polarisation pourraient être contrôlés post-fabrication. Une première étape intéressante en ce sens serait le développement de plusieurs sources sur une même puce, chacune étant composée d'une métasurface différente. On pourrait imaginer mettre les deux sources développées dans ce manuscrit sur le même substrat et décider de chauffer l'une ou l'autre des sources, selon l'état de polarisation qu'on souhaite émettre. Par extension, il serait alors possible de faire un réseau de plusieurs sources, chacune étant optimisée pour une longueur d'onde ou optimisée pour émettre avec une direction ou état de polarisation précis. En choisissant la piste à

alimenter électriquement, on pourrait ainsi contrôler l'émission de cette source qui, bien que composite, aurait une épaisseur de quelques dizaines de nanomètres et pourrait tenir sur une puce de moins de 1 cm^2. Dans un deuxième temps, il serait intéressant de voir s'il est possible d'exploiter des inhomogénéités de température dans la source pour contrôler certains aspects de l'émission ce qui permettrait de passer d'une source composée de pavés de sources ayant chacune des propriétés fixées dès leur fabrication, à une source unique complètement pilotable.

Enfin, une autre perspective à soulever est la possibilité de transposer l'ensemble des résultats obtenus avec l'émission thermique (à l'exception de la modulation rapide par conduction thermique) pour des sources s'appuyant sur l'émission spontanée d'autres systèmes comme les sources électroluminescentes ou photoluminescentes. En effet, ces dernières reposent également sur un processus d'émission spontanée, non plus par des densités de courants fluctuants, mais par une assemblée d'émetteurs pompés tels des boîtes quantiques ou des molécules par exemple dans le cas de photoluminscence, ou l'émission par la recombinaison d'électrons-trous dans des semi-conducteurs pour l'électroluminescence. Dans des conditions où un équilibre thermodynamique local est atteint dans le bain d'émetteurs (électrons, molécules, etc), la loi de Kirchhoff généralisée ([Greffet et al., 2018]) s'applique sur de tels systèmes pour prédire leurs caractéristiques d'émission. Une différence notable est néanmoins la nécessité de prendre en compte l'existence d'un potentiel chimique non-nul alors que ce dernier est nul dans le cas de l'émission thermique. Dans le cas de semi-conducteurs ou d'assemblées de boîtes quantiques, il permet de prendre en compte la différence entre les niveaux de Fermi associés à chacune des populations d'électrons et de trous dont la recombinaison est à l'origine de l'émission d'un photon. Il s'agit donc d'un paramètre supplémentaire important à prendre en compte pour pouvoir transposer convenablement les résultats obtenus pour l'émission thermique à la photoluminescence ou à l'électroluminescence.

Annexe A

Loi de Kirchhoff généralisée

La loi de Kirchhoff [Kirchhoff, 1860] établit un lien entre l'émissivité et l'absorption d'un corps à température constante et uniforme. Ainsi, elle ne permet pas de décrire l'émissivité d'un corps dans lequel un gradient de température existe. Pour généraliser la loi de Kirchhoff, les ingrédients suivants sont nécessaires :

- système pouvant être décomposé comme une assemblée de sous-systèmes dans chacun desquels l'équilibre thermodynamique est atteint,
- système dont la fonction de réponse est linéaire à une excitation,
- le milieu considéré doit respecter la réciprocité de Lorentz (tenseur de Green symétrique et tenseurs de permittivité symétriques),
- théorème de fluctuation-dissipation (lien entre fluctuations thermodynamiques et réponse linéaire du système à une excitation).

A.1 Réponse linéaire

De nombreux phénomènes physiques peuvent être décrits par une réponse linéaire du système à une perturbation. C'est le cas par exemple de phénomènes de transport comme la diffusion de chaleur (Fourier), de particules (Fick) ou de charges (Ohm). La polarisation d'un milieu induite par un champ électrique peut aussi être décrite par une théorie linéaire $\mathbf{P} = \epsilon_0 \underline{\chi} \mathbf{E}$ où $\underline{\chi}(\omega) = (\underline{\epsilon}_r(\omega) - 1)$ [1]. La force généralisée s'interprète comme étant le champ électrique et la grandeur intensive associée / observable est le dipôle induit.

A.1.1 Fonction de réponse linéaire

Soumis à une excitation $F(t)$, on appelle $X(t)$ la réponse du système. Si cette réponse est linéaire, la forme la plus générale pour exprimer $X(t)$ est de l'écrire sous forme

$$X(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \chi(t, t') F(t') \mathrm{d}t' \tag{A.1}$$

où $\chi(t, t')$ est la fonction de réponse linéaire. Sous les hypothèse d'un système stationnaire et causal, cette expression se simplifie en

$$X(t) = \int_{-\infty}^{t} \chi(t - t') F(t') \mathrm{d}t' \tag{A.2}$$

Sous une impulsion $F(t) = F_0 \delta(t)$, la réponse du système devient $\chi(t) F_0$. Cette fonction de réponse introduit un temps caractéristique qui est une sorte de temps de vie. Celui-ci caractérise la mémoire du système. La fonction de réponse tend vers 0 aux temps longs. La fonction de réponse linéaire est la réponse à un pulse.

1. On utilise la notation $\underline{\cdot}$ pour désigner les tenseurs à 2 indices.

A.1.2 Fonction de relaxation

On considère le cas d'une force constante F_0 appliquée de $t = -\infty$ jusqu'à l'instant 0. On définit la fonction de relaxation $\Psi(t)$ par

$$X(t) \equiv F_0\Psi(t) = F_0 \int_{-\infty}^{0} \chi(t-t')\mathrm{d}t' \tag{A.3}$$

On a donc

$$\Psi(t) = \int_{t}^{\infty} \chi(u)\mathrm{d}u \tag{A.4}$$

La relation entre fonction de réponse et fonction de relaxation est alors

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\Psi = -\mathbb{H}(t)\,\chi(t) \tag{A.5}$$

où $\mathbb{H}(t)$ est la fonction de Heaviside et est introduit manuellement pour prendre en compte le fait que la fonction de relaxation n'intervient que pour des temps $t \geq 0$. La fonction de relaxation est la réponse du système à une fonction escalier.

A.1.3 Définition de la susceptibilité du système

En raisonnant dans l'espace des fréquences, on a pour une réponse linéaire

$$X(\omega) = \chi(\omega)F(\omega) \tag{A.6}$$

La transformée de Fourier de la fonction de réponse linéaire $\chi(\omega)$ est appelée la *susceptibilité*. En connaissant la dépendance fréquentielle de la susceptibilité, on connaît les propriétés dispersives du système. On note également que comme la fonction de réponse est réelle, $\chi^*(\omega) = \chi(-\omega)$.

Les relations établies peuvent être généralisées dans le cas où la force généralisée et la réponse sont des vecteurs. La susceptibilité est alors un tenseur à 2 indices

$$\mathbf{X}(\omega) = \underline{\chi}(\omega)\mathbf{F}(\omega) \tag{A.7}$$

A.2 Susceptibilité électrique, lien avec les fluctuations des moments dipolaires

On considère un système constitué d'un nombre fini N de nanoparticules chargées. A l'équilibre thermodynamique, la probabilité que le système soit soit dans l'état $s = q_1, ..., q_N, p_1, ..., p_N$ dans l'espace des phases est donnée par la fonction de distribution

$$f_{\mathrm{eq}}(s,t) = f_0 \exp\left(-H_0(s)/kT\right) \tag{A.8}$$

où f_0 est un facteur de normalisation et H_0 le Hamiltonien du système à l'équilibre. A l'équilibre thermodynamique, le moment dipolaire moyen du système est donné par la moyenne d'ensemble

$$\langle \mathbf{P}(t) \rangle = \langle \mathbf{P}(t) \rangle = \langle \mathbf{P} \rangle_0 = \int_{\mathrm{PS}} f_{\mathrm{eq}}(s,t)\mathbf{P}(s,t) \tag{A.9}$$

où la 1ère égalité est due à l'hypothèse d'un système stationnaire et l'indice $\langle\cdot\rangle_0$ indique une distribution à l'équilibre.

Supposons qu'à $t = 0$ on allume un champ électrique externe constant. Le Hamiltonien du système est alors changé en

$$H(s,t) = H_0(s) - \mathbf{P}(s,t)\cdot\mathbf{E}^0 \tag{A.10}$$

Par conséquent, la fonction de distribution va aussi changer

$$f(s,t) = f_{\text{eq}}(s,t) \times \exp\left(-\delta H(s,0)/kT\right) \simeq f_{\text{eq}}(s,t) \times \left[(1 - \delta H(s,0)/kT)\right] \tag{A.11}$$

$$\int f(s,t)\mathrm{d}s \simeq 1 - \frac{1}{kT}\left\langle \delta H(0)\right\rangle_0 \tag{A.12}$$

ainsi que le moment dipolaire

$$\langle \mathbf{P}(t)\rangle = \langle \mathbf{P}\rangle_0 + \delta\mathbf{P}(t) \tag{A.13}$$

Dans le cas d'une réponse linéaire du système (pour de petites perturbations), on aura

$$\delta P_j(t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{0} \chi_{jk}(t-t')E_k^0\,\mathrm{d}t' = \epsilon_0 \int_{t}^{\infty} \chi_{jk}(\tau)E_k^0\,\mathrm{d}\tau \tag{A.14}$$

où $\chi_{jk}(t-t')$ représente la mémoire du système.

La nouvelle valeur moyenne du moment dipolaire s'écrit aussi

$$\begin{aligned}
\langle \mathbf{P}(t)\rangle &= \frac{\int f(s,t)\mathbf{P}(s,t)\mathrm{d}s}{\int f(s,t)\mathrm{d}s} \\
&\simeq \left[\int f_{\text{eq}}(s,0) \times \left(1 - \frac{\delta H(s,0)}{kT}\right)\mathbf{P}(s,t)\mathrm{d}s\right] / \left[1 - \frac{1}{kT}\left\langle \delta H(0)\right\rangle_0\right] \\
&\simeq \left[\langle \mathbf{P}(t)\rangle_0 - \frac{1}{kT}\left\langle \delta H(0)\mathbf{P}(t)\right\rangle_0\right] \times \left[1 + \frac{1}{kT}\left\langle \delta H(0)\right\rangle_0\right] \\
&\simeq \langle \mathbf{P}(t)\rangle_0 \underbrace{-\frac{1}{kT}\left[\left\langle \delta H(0)\mathbf{P}(t)\right\rangle_0 - \left\langle \delta H(0)\right\rangle_0\left\langle \mathbf{P}\right\rangle_0\right]}_{\delta\mathbf{P}(t)}
\end{aligned} \tag{A.15}$$

On en déduit

$$\begin{aligned}
\underbrace{\delta P_k(t)}_{\text{conséquence}} &= \frac{1}{kT}\left[\left\langle P_j(0)E_j^0 P_k(t)\right\rangle_0 - \left\langle P_j(0)E_j^0\right\rangle_0\left\langle P_k\right\rangle_0\right] \\
&= \frac{E_j^0}{kT}\left[\left\langle P_j(0)P_k(t)\right\rangle_0 - \left\langle P_j(0)\right\rangle_0\left\langle P_k\right\rangle_0\right] \\
&= \frac{E_j^0}{kT}\left\langle \left[P_j(0) - \langle P_j(0)\rangle_0\right] \times \left[P_k(t)\langle P_k(t)\rangle_0\right]\right\rangle_0 \\
&= \underbrace{\frac{1}{kT}\left\langle \delta P_j(0)\,\delta P_k(t)\right\rangle_0}_{\text{fonction de relaxation}} \underbrace{E_j^0}_{\text{force généralisée}}
\end{aligned} \tag{A.16}$$

ce qui prend la forme de Eq.(A.3). On en déduit que la fonction de relaxation du système est

$$\Psi_{kj}(t) = \frac{1}{kT}\left\langle \delta P_k(t)\,\delta P_j(0)\right\rangle_0 \tag{A.17}$$

par conséquent, en utilisant Eq.(A.4), on en déduit

$$\chi_{kj}(t) = -\mathbb{H}(t)\frac{d}{dt}\Psi_{kj}(t) = -\mathbb{H}(t)\beta\frac{d}{dt}\left\langle \delta P_k(t)\,\delta P_j(0)\right\rangle_0 \tag{A.18}$$

Ce résultat montre que la réponse du système à une excitation faible peut s'exprimer à partir des fluctuations du système sans cette excitation externe. La réponse du système dépend des propriétés de la situation d'équilibre stationnaire dans lequel il se trouve.

A.2.1 Fluctuation-dissipation, formulation spectrale

Calculons la grandeur $\left\langle \delta P_k(\tilde{\omega}) \delta P_j^*(\tilde{\tilde{\omega}}) \right\rangle_0$:

$$\begin{aligned} \left\langle \delta P_k(\tilde{\omega}) \delta P_j^*(\tilde{\tilde{\omega}}) \right\rangle_0 &= \int \mathrm{d}t\, \mathrm{d}t' e^{i\tilde{\omega}t} e^{-i\tilde{\tilde{\omega}}t'} \left\langle \delta P_k(t) \delta P_j(t') \right\rangle_0 \\ &= 2\pi\delta(\tilde{\omega} - \tilde{\tilde{\omega}}) \int \mathrm{d}\tau e^{i\tilde{\omega}\tau} \left\langle \delta P_k(\tau) \delta P_j(0) \right\rangle_0 \end{aligned} \tag{A.19}$$

où pour passer de la 1ère à la 2ème ligne, on a fait un changement de variable $t = t' + \tau$ et utilisé l'hypothèse de stationnarité.

$$\left\langle \delta P_k(\tilde{\omega}) \delta P_j^*(\tilde{\tilde{\omega}}) \right\rangle_0 = 2\pi\delta(\tilde{\omega} - \tilde{\tilde{\omega}}) \int \mathrm{d}\tau e^{i\tilde{\omega}\tau} \left\langle \delta P_k(\tau) \delta P_j(0) \right\rangle_0 \tag{A.20}$$

C'est le théorème de Wiener-Khinchine. Cette équation donne l'expression de la densité spectrale de puissance des dipôles induits. En calculant la transformée de Fourier de l'Eq.(A.18), on obtient :

$$\begin{aligned} \chi_{kj}(\omega) &= \int \mathrm{d}t e^{i\omega t} \chi_{kj}(t) \\ &= -\beta \int_0^\infty \mathrm{d}t e^{i\omega t} \frac{d}{dt} \left\langle \delta P_k(t)\, \delta P_j(0) \right\rangle_0 \\ &= -\beta \left[e^{i\omega t} \left\langle \delta P_k(t)\, \delta P_j(0) \right\rangle_0 \right]_0^\infty + i\omega\beta \int_0^\infty \mathrm{d}t e^{i\omega t} \left\langle \delta P_k(t)\, \delta P_j(0) \right\rangle_0 \end{aligned} \tag{A.21}$$

Le 2ème terme ressemble beaucoup à l'Eq.(A.19). Pour retrouver ce terme, on calcule

$$\begin{aligned} \chi_{kj}(\omega) - \chi_{jk}^*(\omega) &= \chi_{kj}(\omega) - \chi_{jk}(-\omega) \\ &= i\omega\beta \int_0^\infty \mathrm{d}t e^{i\omega t} \left\langle \delta P_k(t)\, \delta P_j(0) \right\rangle_0 + i\omega\beta \int_0^\infty \mathrm{d}t e^{i\omega(-t)} \left\langle \delta P_k(t)\, \delta P_j(0) \right\rangle_0 \\ &= i\omega\beta \int_0^\infty \mathrm{d}t e^{i\omega t} \left\langle \delta P_k(t)\, \delta P_j(0) \right\rangle_0 + i\omega\beta \int_{-\infty}^0 \mathrm{d}t e^{i\omega t} \left\langle \delta P_j(-t)\, \delta P_k(0) \right\rangle_0 \\ &= i\omega\beta \int_0^\infty \mathrm{d}t e^{i\omega t} \left\langle \delta P_k(t)\, \delta P_j(0) \right\rangle_0 + i\omega\beta \int_{-\infty}^0 \mathrm{d}t e^{i\omega t} \left\langle \delta P_k(t)\, \delta P_j(0) \right\rangle_0 \quad \text{(station.)} \\ &= i\omega\beta \int_{-\infty}^\infty \mathrm{d}t e^{i\omega t} \left\langle \delta P_k(t+\tau)\, \delta P_j(\tau) \right\rangle_0 \qquad \text{vrai pour tout } \tau \\ &= \frac{1}{2\pi} i\omega\beta\, \delta(\omega - \tilde{\omega}) \left\langle \delta P_k(\omega) \delta P_j^*(\tilde{\omega}) \right\rangle_0 \end{aligned} \tag{A.22}$$

En supposant $\underline{\chi}$ symétrique (milieux réciproques), on obtient

$$\mathrm{Im}\left[\chi_{kj}(\omega)\right] = \frac{1}{2} \frac{1}{2\pi} \omega\beta\, \delta(\omega - \tilde{\omega}) \left\langle \delta P_k(\omega) \delta P_j^*(\tilde{\omega}) \right\rangle_0 \tag{A.23}$$

d'où la formulation spectrale de fluctuation-dissipation

$$\left\langle \delta P_k(\mathbf{r}, \omega)\, \delta P_j^*(\mathbf{r}', \tilde{\omega}) \right\rangle_0 = 2\pi\delta(\omega - \tilde{\omega})\, \delta^3(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \frac{2}{\omega} \epsilon_0 \left\{ \mathrm{Im}\left[\epsilon_r(\omega)\right] \right\}_{kj} kT \tag{A.24}$$

La dérivation qui vient d'être faite suppose que les quantités peuvent être permutées (argument utilisé implicitement dans la ligne de l'Eq.(A.22). Or ceci n'est pas garanti dans le formalisme quantique où les dipôles induits deviennent des opérateurs. Dans les grandes

lignes, il faut reprendre le raisonnement en utilisant le fait que la moyenne statistique d'un opérateur s'écrit

$$\overline{\langle \hat{P} \rangle} = \sum_n P_n \langle n|\hat{P}|n\rangle = \mathrm{Tr}\left(\hat{\rho}\hat{P}\right)$$

où $\hat{\rho}$ est la matrice densité s'écrivant $\hat{\rho} = \sum_i p_i |\psi_i\rangle\langle\psi_i|$, les $|\psi_i\rangle$ étant des états propres du hamiltonien. La fonction de corrélation entre 2 processus aléatoires s'écrit alors :

$$\overline{\langle \hat{A}_H(t)\hat{B}_H(t-\tau)\rangle} = \mathrm{Tr}\left(\hat{\rho}\,\hat{A}(t)\,\hat{B}(t-\tau)\right) \tag{A.25}$$

où $\overline{\langle\cdot\rangle}$ dénote une moyenne statistique sur les configurations possibles du système. Lorsque le système à l'équilibre est soumis à une perturbation

$$\hat{H}(t) = \hat{H}_0 - g(t)\hat{P} \tag{A.26}$$

où $g(t)$ est la force généralisée, on montre qu'au premier ordre en $g(t)$, la fonction de réponse linéaire

$$\overline{\langle \hat{A}(t)\rangle} = \overline{\langle \hat{A}^{(0)}(t)\rangle} + \frac{i}{\hbar}\int_0^t \mathrm{d}t'\, g(t')\,\chi(t') \tag{A.27}$$

s'écrit (formule de Kubo)

$$\chi(t) = \frac{i}{\hbar}\left(S_{AA}(t) - S_{AA}(-t)\right)\, H(t) \tag{A.28}$$

ce qui mène finalement à

$$\overline{\langle \hat{P}_j(\mathbf{r},\omega)\hat{P}_k(\mathbf{r}',\tilde{\omega})\rangle} = \delta(\omega-\tilde{\omega})\,\delta^3(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\,\frac{2}{\omega}\,\left(\mathrm{Im}\left[\chi(\omega)\right]\right)_{jk}\,\Theta(\omega,T(\mathbf{r})) \tag{A.29}$$

où $\Theta(\omega,T(\mathbf{r})) = \dfrac{\hbar\omega}{2} + \dfrac{\hbar\omega}{\exp\left(\hbar\omega/kT(\mathbf{r})\right)-1}$ est l'énergie moyenne d'un oscillateur harmonique quantique. Notons qu'on retrouve la limite classique en Eq.(A.24) quand $\hbar\omega \ll kT$.

A.3 Application à la fonction de corrélation du champ électrique

Pour la fonction de corrélation entre dipôles, on a finalement

$$\begin{aligned} W_{p_n p_m}(\omega) &= \langle p_n(\omega)p_m(-\omega)\rangle = \langle p_n(\omega)p_m^*(\omega)\rangle \\ &= \delta(\omega-\tilde{\omega})\,\delta^3(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\,\frac{2\epsilon_0}{\omega}\,\mathrm{Im}\left[\epsilon_r(\omega)\right]\,\Theta(\omega,T(\mathbf{r})) \end{aligned} \tag{A.30}$$

et comme les éléments de courants associés à l'oscillation de ces dipôles s'écrit $\mathbf{j} = \partial_t\mathbf{p}$ on a $\mathbf{j}(\omega) = -i\omega\mathbf{p}(\omega)$. La fonction de corrélation entre les éléments de courants à l'équilibre thermodynamique s'écrit alors

$$\begin{aligned} \left\langle j_n(\mathbf{r},\omega)j_m^*(\mathbf{r}',\tilde{\omega})\right\rangle &= (-i\omega)(i\tilde{\omega})\left\langle p_n(\mathbf{r},\omega)p_m^*(\mathbf{r}',\tilde{\omega})\right\rangle \\ &= \delta(\omega-\tilde{\omega})\,\delta^3(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\,2\,\omega\,\epsilon_0\,\mathrm{Im}\left[\epsilon_r(\omega)\right]\,\Theta(\omega,T(\mathbf{r})) \end{aligned} \tag{A.31}$$

Un dipôle de courant oscillant à fréquence ω génère un champ électrique s'écrivant

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}',\omega) = \mu_0\,\omega^2\,\underline{\mathbf{G}}(\mathbf{r}',\mathbf{r},\omega)\,\mathbf{p}(\mathbf{r},\omega) \tag{A.32}$$

De là on déduit facilement le champ généré par un dipôle de courant :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},\omega) = i\mu_0\,\omega \int \mathrm{d}^3\mathbf{r}'\,\underline{\mathbf{G}}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega)\,\mathbf{j}(\mathbf{r}',\omega) \tag{A.33}$$

On s'intéresse au rayonnement en champ lointain. On se retrouve alors avec une onde plane pour laquelle

$$\mathbf{H}(\mathbf{r},\omega) = c\epsilon_0\epsilon_r(\omega)\frac{\mathbf{k}}{|\mathbf{k}|}\times\mathbf{E}(\mathbf{r},\omega) \tag{A.34}$$

A.4 Moyenne statistique du flux rayonné par des dipôles de courants fluctuants

On cherche à calculer le flux du vecteur de Poynting $\langle\mathbf{\Pi}(\mathbf{r},t)\rangle = \langle\mathbf{E}(\mathbf{r},t)\times\mathbf{H}(\mathbf{r},t)\rangle$ où $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ et $\mathbf{H}(\mathbf{r},t)$ sont les champs résultants des fluctuations de dipôles de courant en champ lointain (dans l'air).

$$\begin{aligned}\langle\mathbf{E}(\mathbf{r},t)\times\mathbf{H}(\mathbf{r},t)\rangle &= \left\langle\int\frac{\mathrm{d}\omega}{2\pi}\frac{\mathrm{d}\tilde{\omega}}{2\pi}e^{-i(\omega+\tilde{\omega})t}\mathbf{E}(\mathbf{r},\omega)\times\mathbf{H}(\mathbf{r},\tilde{\omega})\right\rangle\\ &= \int\frac{\mathrm{d}\omega}{2\pi}\frac{\mathrm{d}\tilde{\omega}}{2\pi}e^{-i(\omega+\tilde{\omega})t}\,\langle\mathbf{E}(\mathbf{r},\omega)\times[c\epsilon_0\mathbf{u}_\mathrm{k}\times\mathbf{E}(\mathbf{r},\tilde{\omega})]\rangle\\ &= c\epsilon_0\mathbf{u}_\mathrm{k}\int\frac{\mathrm{d}\omega}{2\pi}\frac{\mathrm{d}\tilde{\omega}}{2\pi}e^{-i(\omega+\tilde{\omega})t}\,\langle\mathbf{E}(\mathbf{r},\omega)\cdot\mathbf{E}(\mathbf{r},\tilde{\omega})\rangle\end{aligned} \tag{A.35}$$

en utilisant (A.34) et $\mathbf{u}\times(\mathbf{v}\times\mathbf{w}) = (\mathbf{u}\cdot\mathbf{w})\mathbf{v} - (\mathbf{u}\cdot\mathbf{v})\mathbf{w}$. Appelons $\mathbf{e}^{(\ell)}$ [2], une base de vecteurs dans le plan orthogonal à la direction de propagation. On peut écrire sans perte de généralité

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},\omega) = \sum_{\ell=\mathrm{TE,TM}} e_m^{(\ell)}E_m^{(\ell)}(\mathbf{r},\omega) \tag{A.36}$$

avec $e_m^{(\ell)}e_m^{(\tilde{\ell})} = \delta_{\ell,\tilde{\ell}}$ traduisant l'unitarité des vecteurs. Le champ électrique généré par un dipôle de courant oscillant à ω est donné par (Eq.(A.33))

$$E_m^{(\ell)} = \mathbf{e}^{(\ell)}\cdot\mathbf{E}(\mathbf{r},\omega) = i\mu_0\,\omega\int\mathrm{d}^3\mathbf{r}'\,e_m^{(\ell)}\,G_{mn}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega)\,j_n(\mathbf{r}',\omega) \tag{A.37}$$

d'où

$$\begin{aligned}&\langle\mathbf{E}(\mathbf{r},t\times\mathbf{H}(\mathbf{r},t)\rangle\\ &= c\epsilon_0\mathbf{u}_\mathrm{k}\int\frac{\mathrm{d}\omega}{2\pi}\frac{\mathrm{d}\tilde{\omega}}{2\pi}e^{-i(\omega+\tilde{\omega})t}\left\langle\int\mathrm{d}^3\mathbf{r}'\,\mathrm{d}^3\mathbf{r}''\,G_{mn}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega)\,j_n(\mathbf{r}',\omega)\,G_{mk}(\mathbf{r},\mathbf{r}'',\tilde{\omega})\,j_k(\mathbf{r}'',\tilde{\omega})\right\rangle\\ &= -c\epsilon_0\mu_0^2\mathbf{u}_\mathrm{k}\int\frac{\mathrm{d}\omega}{2\pi}\frac{\mathrm{d}\tilde{\omega}}{2\pi}\omega\,\tilde{\omega}\,e^{-i(\omega+\tilde{\omega})t}\int\mathrm{d}^3\mathbf{r}'\,\mathrm{d}^3\mathbf{r}''\,G_{mn}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega)\,G_{mk}(\mathbf{r},\mathbf{r}'',\tilde{\omega})\,\left\langle j_n(\mathbf{r}',\omega)\,j_k(\mathbf{r}'',\tilde{\omega})\right\rangle\\ &= -c\epsilon_0\mu_0^2\mathbf{u}_\mathrm{k}\int\frac{\mathrm{d}\omega}{2\pi}\frac{\mathrm{d}\tilde{\omega}}{2\pi}\omega\,\tilde{\omega}\,e^{-i(\omega+\tilde{\omega})t}\int\mathrm{d}^3\mathbf{r}'\,\mathrm{d}^3\mathbf{r}''\,G_{mn}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega)\,G_{mk}(\mathbf{r},\mathbf{r}'',\tilde{\omega})\,\left\langle j_n(\mathbf{r}',\omega)\,j_k^*(\mathbf{r}'',-\tilde{\omega})\right\rangle\\ &= -c\epsilon_0\mu_0^2\mathbf{u}_\mathrm{k}\int\frac{\mathrm{d}\omega}{2\pi}\frac{\mathrm{d}\tilde{\omega}}{2\pi}\omega\,\tilde{\omega}\,e^{-i(\omega+\tilde{\omega})t}\int\mathrm{d}^3\mathbf{r}'\,\mathrm{d}^3\mathbf{r}''\,G_{mn}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega)\,G_{mk}(\mathbf{r},\mathbf{r}'',\tilde{\omega})\\ &\qquad\times\delta_{nk}\delta(\omega+\tilde{\omega})\,\delta^3(\mathbf{r}'-\mathbf{r}'')\,2\omega\,\epsilon_0\,\mathrm{Im}\,[\epsilon_r(\omega)]\;\Theta(\omega,T(\mathbf{r}'))\\ &= 2/c^3\mathbf{u}_\mathrm{k}\int\frac{\mathrm{d}\omega}{2\pi}\omega^3\int\mathrm{d}^3\mathbf{r}'\,G_{mn}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega)\,G_{mn}(\mathbf{r},\mathbf{r}',-\omega)\,\mathrm{Im}\,[\epsilon_r(\omega)]\;\Theta(\omega,T(\mathbf{r}'))\\ &= 2\mathbf{u}_\mathrm{k}\int\frac{\mathrm{d}\omega}{2\pi}k^3\int\mathrm{d}^3\mathbf{r}'\,|G_{mn}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega)|^2\,\mathrm{Im}\,[\epsilon_r(\omega)]\;\Theta(\omega,T(\mathbf{r}'))\end{aligned} \tag{A.38}$$

2. $\ell = \mathrm{TE,TM}$ par exemple

où on rappelle qu'il y a sommation implicite sur m (du produit scalaire des composantes de $\mathbf{E}$) et n (sommation de la corrélation entre dipôles de courant sur les orientations possibles). Ainsi, la puissance sortante à travers une surface $\mathrm{d}A = |\mathbf{r}|^2 \mathrm{d}\Omega$ centrée en $\mathbf{r}$ sera

$$\begin{aligned} P^{(\ell)}_{\text{emitted}}(\mathbf{r}, \mathrm{d}\Omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathrm{d}\omega}{2\pi} k^3 \int \mathrm{d}^3\mathbf{r}' \, |e^{(\ell)}_m \, G_{mn}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)|^2 \, 2\,\mathrm{Im}\left[\epsilon_r(\omega)\right] \, \Theta(\omega, T(\mathbf{r}')) \, \mathrm{d}A \\ &= \int_{-\infty}^{0} \frac{\mathrm{d}\omega}{2\pi} k^3 \int \mathrm{d}^3\mathbf{r}' \, |e^{(\ell)}_m \, G_{mn}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)|^2 \, 2\,\mathrm{Im}\left[\epsilon_r(\omega)\right] \, \Theta(\omega, T(\mathbf{r}')) \, \mathrm{d}A \\ &\quad + \int_{0}^{\infty} \frac{\mathrm{d}\omega}{2\pi} k^3 \int \mathrm{d}^3\mathbf{r}' \, |e^{(\ell)}_m \, G_{mn}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)|^2 \, 2\,\mathrm{Im}\left[\epsilon_r(\omega)\right] \, \Theta(\omega, T(\mathbf{r}')) \, \mathrm{d}A \end{aligned} \tag{A.39}$$

où e_n est le vecteur selon lequel est orienté le champ électrique. Comme $\epsilon_r(\omega) = \epsilon_r^*(-\omega)$ et $G_{mn}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = G^*_{mn}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', -\omega)$, on a

$$\begin{aligned} P^{(\ell)}_{\text{emitted}}(\mathbf{r}, \mathrm{d}\Omega) = \int_{0}^{\infty} \frac{\mathrm{d}\omega}{2\pi} k^3 \int \mathrm{d}^3\mathbf{r}' \, |e^{(\ell)}_m \, G_{mn}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)|^2 \\ \times 2\,\mathrm{Im}\left[\epsilon_r(\omega)\right] \, \left[\Theta(-\omega, T(\mathbf{r}')) + \Theta(\omega, T(\mathbf{r}'))\right] \, |\mathbf{r}'|^2 \mathrm{d}\Omega \end{aligned} \tag{A.40}$$

En comparant à l'expression radiométrique de la puissance émise par des dipôles fluctuants (rayonnement thermique) dans le même angle solide :

$$\begin{aligned} P^{(\ell)}_{\text{emitted}}(\mathbf{r}, \mathrm{d}\Omega) &= \int_0^{\infty} \mathrm{d}\omega \int \mathrm{d}\mathbf{r}^3 \, \eta^{(\ell)}(\omega, \mathbf{r}) \frac{I_{\text{BB}}(\omega, T(\mathbf{r}))}{2} \mathrm{d}\Omega \\ &= \int_0^{\infty} \frac{\mathrm{d}\omega}{2\pi} \frac{k^2}{(2\pi)^2} \int \mathrm{d}\mathbf{r}^3 \, \eta^{(\ell)}(\omega, \mathbf{r}) \Theta(\omega, T(\mathbf{r})) \mathrm{d}\Omega \end{aligned} \tag{A.41}$$

avec $I_{\text{BB}}([\nu, \nu + \mathrm{d}\nu], T(\mathbf{r})) = \dfrac{2h\nu^3}{c^2} \dfrac{1}{e^{\beta h\nu} - 1} \mathrm{d}\nu = 2 \dfrac{k^2}{(2\pi)^3} \Theta(\omega, T(\mathbf{r})) \mathrm{d}\Omega$, on trouve finalement

$$\eta^{(\ell)}(\mathbf{u}_r, \mathbf{r}', \omega) = 16\pi^2 r^2 \, k \, |e^{(\ell)}_m \, G_{mn}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)|^2 \, \Im\left(\epsilon_r(\omega)\right) \tag{A.42}$$

A.5 Lien avec l'absorption

On cherche à calculer la puissance absorbée par un corps de volume $\mathcal{V}$ soumis à une onde plane incidente. On peut considérer que cette onde plane est produite par une dipôle source monochromatique. Le travail total dissipé/absorbé dans le volume $\mathcal{V}$ est

$$P_{\text{abs}} = \frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}t} = \int_{\mathcal{V}} \mathrm{d}^3\mathbf{r}' \, \mathbf{j}(\mathbf{r}', t) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}', t) \tag{A.43}$$

où $\mathbf{j}(\mathbf{r}', t)$ le dipôle de courant induit dans la matière et $\mathbf{E}(\mathbf{r}', t)$ le champ électrique en $\mathbf{r}'$. La puissance moyenne est alors

$$P_{\text{abs}} = \frac{1}{2} \int_{\mathcal{V}} \mathrm{d}^3\mathbf{r}' \Re\left[-i\omega \mathbf{p}(\mathbf{r}', \omega) \cdot \mathbf{E}^*(\mathbf{r}', \omega)\right] = \frac{\omega}{2} \int_{\mathcal{V}} \mathrm{d}^3\mathbf{r}' \, \Im\left[\mathbf{p}(\mathbf{r}', \omega) \cdot \mathbf{E}^*(\mathbf{r}', \omega)\right] \tag{A.44}$$

On connaît l'expression de $\mathbf{E}^*(\mathbf{r}', \omega)$, étant le champ généré en $\mathbf{r}'$ par un dipôle $\mathbf{p}^{\text{inc}}$ situé en $\mathbf{r}$ et générant l'onde plane incidente (Eq.(A.32)) :

$$E^{(\ell)}_m(\mathbf{r}', \omega) = \mu_0 \omega^2 \, e^{(\ell)}_m G_{mn}(\mathbf{r}', \mathbf{r}, \omega) p^{\text{inc}}_n(\mathbf{r}, \omega) \tag{A.45}$$

Comme le dipôle est supposé loin du corps, on ne garde que la partie champ lointain du champ généré par le dipôle :

$$\mathbf{E}^{\text{inc}}(\mathbf{r}',\omega) = \frac{e^{ik|\mathbf{r}'-\mathrm{r}|}}{4\pi|\mathbf{r}'-\mathbf{r}|}\mu_0\omega^2\mathbf{p}^{\text{inc}} \tag{A.46}$$

ce qui permet d'exprimer le champ électrique à partir de l'amplitude incidente

$$E_m^{(\ell)}(\mathbf{r}',\omega) = e^{(\ell)}G_{mn}(\mathbf{r}',\mathbf{r},\omega)E_n^{\text{inc}}(\mathbf{r}',\omega)\,4\pi|\mathbf{r}'-\mathbf{r}|e^{-ik|\mathbf{r}'-\mathrm{r}|} \tag{A.47}$$

Le dipôle source étant en champ lointain ($|\mathbf{r}| \gg |\mathbf{r}'|$), on peut considérer que $|\mathbf{r}'-\mathbf{r}| \simeq |\mathbf{r}|$. La puissance dissipée est donc (sommation implicite sur n)

$$\begin{aligned} P_{\text{abs}} &= \frac{\omega}{2}\int_{\mathcal{V}} \mathrm{d}^3\mathbf{r}'\Im\left[\epsilon_0(\epsilon_r(\mathbf{r}',\omega)-1)\,\mathbf{E}(\mathbf{r}',\omega)\cdot\mathbf{E}^*(\mathbf{r}',\omega)\right] \\ P_{\text{abs}}^{(\ell)} &= \frac{\epsilon_0\omega}{2}\int_{\mathcal{V}} \mathrm{d}^3\mathbf{r}'\Im\left[\epsilon_r(\mathbf{r}',\omega)\right]\left|e_m^{(\ell)}G_{mn}(\mathbf{r}',\mathbf{r},\omega)E_n^{\text{inc}}(\mathbf{r}',\omega)\,4\pi|\mathbf{r}|\right|^2 \end{aligned} \tag{A.48}$$

En comparant à l'expression radiométrique

$$P_{\text{abs}}^{(\ell)}(\omega) = \frac{\epsilon_0 c}{2}\left|\mathbf{E}^{\text{inc}}(\omega)\right|^2\int_{\mathcal{V}}\mathrm{d}^3\mathbf{r}'\,\alpha(\mathbf{r}',\omega) \tag{A.49}$$

ce qui donne (toujours sommation implicite sur n)

$$\alpha^{(\ell)}(\mathbf{r}',\omega) = 16\pi^2|\mathbf{r}|^2k\Im\left[\epsilon_r(\mathbf{r}',\omega)\right]\left|e_n^{(\ell)}G_{mn}(\mathbf{r}',\mathbf{r},\omega)\right|^2 \tag{A.50}$$

En utilisant le théorème de réciprocité, on a

$$G_{mn}(\mathbf{r}',\mathbf{r},\omega) = G_{nm}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega) \tag{A.51}$$

ce qui donne finalement

$$\alpha^{(\ell)}(\mathbf{u}_{\text{inc}},\mathbf{r}',\omega) = 16\pi^2|\mathbf{r}|^2\,k\,\left|e_n^{(\ell)}G_{nm}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega)\right|^2\Im\left[\epsilon_r(\mathbf{r}',\omega)\right] \tag{A.52}$$

à comparer avec l'Eq.(A.42), ce qui donne la relation de Kirchhoff généralisée : pour un corps à l'équilibre thermodynamique local de taille arbitraire et caractérisé par sa permittivité diélectrique relative $\epsilon_r(\omega)$, la densité locale d'émissivité est égale à la densité locale de section efficace d'absorption

$$\eta^{(\ell)}(\mathbf{u}_r,\mathbf{r}',\omega) = \alpha^{(\ell)}(-\mathbf{u}_r,\mathbf{r}',\omega). \tag{A.53}$$

Annexe B

Spherical 2-design : PSA optimaux selon le critère de l'equally weighted variance (EWV) ou du conditionnement selon la norme de Frobenius

Le nombre de conditions de la matrice $\mathbf{W}$ (de taille $M \times 4$, M étant le nombre d'états de projection du PSA) est défini par

$$\kappa = \|\mathbf{W}\|\|\mathbf{W}^{+}\| \tag{B.1}$$

où $\|\cdot\|$ désigne la norme matricielle choisie, ici la norme de Frobenius

$$\|\mathbf{W}\|^2 = \sum_{\substack{i=1\ldots M \\ j=1\ldots 4}} |W_{ij}|^2 = \mathrm{Tr}[\mathbf{W}^{\mathsf{T}}\mathbf{W}] \tag{B.2}$$

Afin d'avoir un PSA le plus fiable possible, on cherche à minimiser κ, ou de façon équivalente κ^2. On peut facilement calculer $\|\mathbf{W}\|^2$ puisqu'il s'agit de la somme des normes euclidiennes carrées des lignes de $\mathbf{W}$, chaque ligne étant un vecteur de Stokes représenté par un point sur la coquille de la sphère unité de rayon 1. Dans une convention où on choisit de normaliser chaque ligne de $\mathbf{W}$ à $1/2$, on a $\|\mathbf{W}\|^2 = M/2$. Ce facteur est donc fixé par le nombre d'états du PSA.

Pour minimiser κ^2, il faut donc minimiser $\|\mathbf{W}^{+}\|^2 = \mathrm{Tr}[(\mathbf{W}^{+})^{\mathsf{T}}\mathbf{W}^{+}]$. On note

$$\mathbf{B} \equiv \mathbf{W}^{\mathsf{T}}\mathbf{W} \tag{B.3}$$

(matrice 4×4). Son inverse s'écrit

$$\mathbf{B}^{-1} = \mathbf{W}^{+}(\mathbf{W}^{+})^{\mathsf{T}} \tag{B.4}$$

où $\mathbf{W}^{+}$ est le pseudo-inverse de Moore-Penrose de $\mathbf{W}$. On note que cet inverse existe ssi les colonnes de $\mathbf{W}$ sont indépendantes ce qui demande à ce que tout ensemble de 4 sommets du polyèdre inscrit dans la sphère de Poincaré et décrivant les états de projection du PSA ne soient pas coplanaires. La matrice $\mathbf{B}^{-1}$ a une signification physique : dans le cas où les fluctuations sur les intensités mesurées $\mathcal{I}_j$, $j = 1\ldots M$ ont une variance σ^2 identique pour chaque mesure, la matrice de covariance des fluctuations sur le vecteur de Stokes vaut par ailleurs $\sigma^2\mathbf{B}^{-1}$.

On cherche donc à minimiser $\mathrm{Tr}[\mathbf{B}^{-1}]$. Par la formule de Laplace

$$\mathbf{B}^{-1} = \frac{1}{\det\mathbf{B}}[\mathrm{Com}(\mathbf{B})]^{\mathsf{T}} \tag{B.5}$$

donc

$$\begin{aligned}\mathrm{Tr}[\mathbf{B}^{-1}] &= \frac{1}{\det\mathbf{B}}\mathrm{Tr}[\mathrm{Com}(\mathbf{B})] = \frac{1}{\det\mathbf{B}}\sum_{i=1}^{4}[\mathrm{Com}(\mathbf{B})]_{ii} \\ &= \frac{1}{\det\mathbf{B}}\sum_{i}\frac{\partial\det\mathbf{B}}{\partial B_{ii}} = \sum_{i=1}^{4}\frac{\partial\ln(\det\mathbf{B})}{\partial B_{ii}}\end{aligned} \tag{B.6}$$

où on a exploité une autre écriture de la formule de Laplace $\det\mathbf{B} = \sum_{i=1}^{4} B_{ij}[\mathrm{Com}(\mathbf{B})]_{ij}$ pour un $j = 1...4$ fixe et où on s'est assuré que $\det\mathbf{B} > 0$ puisque $\mathbf{B}$ est définie positive. À ce stade, on a

$$\kappa^2 = \frac{M}{2}\sum_{i=1}^{4}\frac{\partial\ln(\det\mathbf{B})}{\partial B_{ii}} \tag{B.7}$$

que l'on cherche à minimiser. Pour cela on différencie cette équation. Pour le membre de droite :

$$\begin{aligned}\mathrm{d}\Bigg(\underbrace{\frac{M}{2}\sum_{i=1}^{4}\frac{\partial\ln(\det\mathbf{B})}{\partial B_{ii}}}_{=\mathcal{F}(B_{jk})}\Bigg) &= \frac{M}{2}\mathrm{d}[\mathcal{F}(B_{jk})] = \frac{M}{2}\sum_{jk}\frac{\partial\mathcal{F}}{\partial B_{jk}}\mathrm{d}B_{jk} \\ &= \frac{M}{2}\sum_{i=1}^{4}\sum_{j,k=1}^{4}\frac{\partial}{\partial B_{jk}\partial B_{ii}}\ln(\det\mathbf{B})\,\mathrm{d}B_{jk} \\ &= \frac{M}{2}\,\mathrm{d}\left[\sum_{i=1}^{4}\frac{\partial}{\partial B_{ii}}\ln(\det\mathbf{B})\right]\end{aligned} \tag{B.8}$$

et dans le membre de gauche $2\kappa\mathrm{d}\kappa$. En divisant les 2 membres par $\kappa^2 > 0$, on obtient

$$2\,\mathrm{d}\left[\ln(\kappa)\right] = \frac{\mathrm{d}\left[\sum_{i=1}^{4}\frac{\partial}{\partial B_{ii}}\ln(\det\mathbf{B})\right]}{\sum_{i=1}^{4}\frac{\partial\ln(\det\mathbf{B})}{\partial B_{ii}}} = \mathrm{d}\left[\ln\left(\sum_{i=1}^{4}\frac{\partial\ln(\det\mathbf{B})}{\partial B_{ii}}\right)\right] \tag{B.9}$$

On trouve un résultat différent du papier de [Foreman et al., 2015], ce qui est confirmé dans [Foreman and Goudail, 2019]. L'interprétation n'est pas évidente à partir de cette équation...

Une autre façon de faire est d'écrire $\mathbf{W} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix}\mathbf{o} & \tilde{\mathbf{W}}\end{pmatrix}$ où $\mathbf{o} = \begin{pmatrix}1\\1\\\vdots\\1\end{pmatrix}$ et $\tilde{\mathbf{W}} = \begin{pmatrix}\mathbf{w}_1\\\mathbf{w}_2\\\vdots\\\mathbf{w}_M\end{pmatrix}$, les $\mathbf{w}_i$ étant des vecteurs lignes à 3 composantes normalisés $||\mathbf{w}_i||^2 = 1$ (coordonnées des vertex du polyèdre sur la sphère de Poincaré).

On écrit alors $\mathbf{B}$ sous forme de blocs :

$$\mathbf{B} = \frac{1}{4}\begin{pmatrix}M & \mathbf{o}^{\mathsf{T}}\tilde{\mathbf{W}} \\ \tilde{\mathbf{W}}^{\mathsf{T}}\mathbf{o} & \tilde{\mathbf{W}}^{\mathsf{T}}\tilde{\mathbf{W}}\end{pmatrix} \tag{B.10}$$

On peut montrer[Foreman and Goudail, 2019] que la trace de l'inverse de $\mathbf{B}$ s'écrit

$$\mathrm{Tr}\left(\mathbf{B}^{-1}\right) = 4\left[\frac{1}{M} + \mathrm{Tr}\left[\left(\tilde{\mathbf{W}}^{\mathsf{T}}\tilde{\mathbf{W}}\right)^{-1}\right] + \frac{\mathbf{q}^{\mathsf{T}}\left[M(\tilde{\mathbf{W}}^{\mathsf{T}}\tilde{\mathbf{W}})^{-2} + (\tilde{\mathbf{W}}^{\mathsf{T}}\tilde{\mathbf{W}})^{-1}\mathbf{q}\right]}{M\left[M - \mathbf{q}^{\mathsf{T}}\left(\tilde{\mathbf{W}}^{\mathsf{T}}\tilde{\mathbf{W}}\right)^{-1}\mathbf{q}\right]}\right] \tag{B.11}$$

où $\mathbf{q} = \tilde{\mathbf{W}}^{\mathsf{T}}\mathbf{o} = \begin{pmatrix}(\mathbf{w}_1)_1 + (\mathbf{w}_2)_1 + ... + (\mathbf{w}_M)_1\\ (\mathbf{w}_1)_2 + (\mathbf{w}_2)_2 + ... + (\mathbf{w}_M)_2\\ (\mathbf{w}_1)_3 + (\mathbf{w}_2)_3 + ... + (\mathbf{w}_M)_3\end{pmatrix}$ représente les coordonnées du barycentre des sommets du polyèdre.

Le 1er terme de la décomposition de $\mathrm{Tr}\left(\mathbf{B}^{-1}\right)$ est constant, déterminé par le nombre d'états du PSA. En supposant que les 2ème et 3ème termes sont indépendants, on cherche alors à miniser chacun de ces termes. Le 2ème terme est positif en tant qu'inverse d'une matrice positive qu'on suppose définie positive. On montre [Foreman and Goudail, 2019] que le dernier terme est aussi positif et minimisé quand

$$\mathbf{q} = 0 \tag{B.12}$$

ce qui équivaut à ce que le barycentre des sommets du polyèdre soit au centre de la sphère de Poincaré. L'Eq.(B.10) s'écrit alors de façon bloc-diagonale

$$\mathbf{B} = \frac{1}{4}\begin{pmatrix}M & 0\\ 0 & \tilde{\mathbf{W}}^{\mathsf{T}}\tilde{\mathbf{W}}\end{pmatrix} \tag{B.13}$$

On cherche donc à minimiser $\mathrm{Tr}\left[\left(\tilde{\mathbf{W}}^{\mathsf{T}}\tilde{\mathbf{W}}\right)^{-1}\right]$. On peut déjà facilement écrire les éléments diagonaux de $\tilde{\mathbf{W}}^{\mathsf{T}}\tilde{\mathbf{W}}$. L'élément (1,1) vaut $\sum_{i=1}^{M}[(\mathbf{w}_i)_1]^2$. L'élément (2,2) vaut $\sum_{i=1}^{M}[(\mathbf{w}_i)_2]^2$ et l'élément (3,3) vaut $\sum_{i=1}^{M}[(\mathbf{w}_i)_3]^2$. On déduit alors immédiatement $\mathrm{Tr}\left[\tilde{\mathbf{W}}^{\mathsf{T}}\tilde{\mathbf{W}}\right] = M$ par normalisation des $\mathbf{w}_i$ (coordonnées de points sur la coquille de la sphère unité de Poincaré). En notant β_i les valeurs propres de $\tilde{\mathbf{W}}^{\mathsf{T}}\tilde{\mathbf{W}}$, on cherche à minimiser $\sum 1/\beta_i$ sachant que $\sum\beta_i = M$. On fait cela en utilisant les multiplicateurs de Lagrange :

$$\mathcal{L}(\beta_1,\beta_2,\beta_3,\lambda) = \sum\frac{1}{\beta_i} + \lambda\left(\sum\beta_i - M\right) \tag{B.14}$$

On cherche le point tel que la différentielle de $\mathcal{L}$ soit nulle, ce qui donne la condition

$$\beta \equiv \beta_1 = \beta_2 = \beta_3 = \frac{M}{3} \tag{B.15}$$

Comme $\tilde{\mathbf{W}}^{\mathsf{T}}\tilde{\mathbf{W}}$ est définie positive, $\left(\tilde{\mathbf{W}}^{\mathsf{T}}\tilde{\mathbf{W}}\right)^{-1}$ l'est aussi ce qui veut dire qu'il existe une base dans laquelle $\left(\tilde{\mathbf{W}}^{\mathsf{T}}\tilde{\mathbf{W}}\right)^{-1}$ est diagonale. Et la matrice qui minimise la trace est alors

$$\left(\underline{\tilde{\mathbf{W}}}^{\mathsf{T}}\underline{\tilde{\mathbf{W}}}\right)^{-1} \sim \frac{3}{M}\mathbb{1}_{3\times3} \tag{B.16}$$

donc

$$\left(\underline{\tilde{\mathbf{W}}}^{\mathsf{T}}\underline{\tilde{\mathbf{W}}}\right) \sim \frac{M}{3}\mathbb{1}_{3\times3} \tag{B.17}$$

Ainsi, l'Eq.(B.10) s'écrit alors de façon bloc-diagonale

$$\mathbf{B} \sim \frac{M}{12}\begin{pmatrix}3 & 0\\ 0 & \mathbb{1}_{3\times3}\end{pmatrix}, \quad \mathbf{B}^{-1} \sim \frac{12}{M}\begin{pmatrix}1/3 & 0\\ 0 & \mathbb{1}_{3\times3}\end{pmatrix} \tag{B.18}$$

d'où la matrice de covariance sur le bruit de mesure du vecteur de Stokes

$$\mathrm{Cov}(\hat{\mathbf{S}}) \sim \sigma^2\frac{12}{M}\begin{pmatrix}1/3 & 0\\ 0 & \mathbb{1}_{3\times3}\end{pmatrix} \tag{B.19}$$

le bruit est alors équi-réparti sur toutes les 3 composantes du vecteur de Stokes.

$$\min\left[\mathrm{EWV}\right] = \min\left[\mathrm{Tr}\left(\mathbf{B}^{-1}\right)\right] = \frac{40}{M}\sigma^2 \tag{B.20}$$

et donc le nombre de conditions de la matrice de mesures $\mathbf{W}$ sera alors

$$\kappa = \mathrm{Tr}(\mathbf{B})\mathrm{Tr}(\mathbf{B}^{-1}) \quad \Longrightarrow \quad \kappa_{\mathrm{best}} = \sqrt{20} \tag{B.21}$$

Noter que cette valeur est indépendante du nombre de mesures.

Comme la matrice $\left(\tilde{\mathbf{W}}^{\mathsf{T}}\tilde{\mathbf{W}}\right)^{-1}$ est symétrique définie positive et diagonale, l'inégalité d'Hadamard assure que le déterminant de $\left(\tilde{\mathbf{W}}^{\mathsf{T}}\tilde{\mathbf{W}}\right)^{-1}$ est bornée supérieurement par le produit de ses éléments diagonaux. Le déterminant de $\left(\tilde{\mathbf{W}}^{\mathsf{T}}\tilde{\mathbf{W}}\right)^{-1}$ (et donc de $\left(\underline{\tilde{\mathbf{W}}}^{\mathsf{T}}\underline{\tilde{\mathbf{W}}}\right)^{-1}$) est donc borné par β^{-3} et ne peut pas dépasser cette valeur.

On cherche donc la bonne matrice $\mathbf{B}$ et donc $\mathbf{W}$ (Eq.(B.10)) qui combine les conditions décrites aux Eq.(B.12) et Eq.(B.17) minimisant l'EWV (figure de mérite).

Un *spherical t-design* est défini par un ensemble de points $\mathbf{w}_j$ si pour toute fonction polynomiale $f(\mathbf{w})$ de degré t ou moins :

$$\sum_{j=1}^{M} f(\mathbf{w}_j) = M \int f(\mathbf{w})\, \mathrm{d}\Sigma_{\mathrm{w}} \tag{B.22}$$

où $\mathrm{d}\Sigma_{\mathrm{w}}$ est un élément de surface sur la sphère unité autour de $\mathbf{w}$.

L'Eq.(B.12) s'écrit

$$\sum_{k=1}^{M} (\mathbf{w}_k)_\ell = 0, \quad \ell = 1,2,3 \tag{B.23}$$

Comme les $\mathbf{w}_k$ sont sur la sphère unité, la moyenne de $\mathbf{w}$ sur la sphère sera nulle. On peut donc écrire en toute généralité

$$M \int \mathbf{w}\, \mathrm{d}\Sigma_{\mathrm{w}} = 0 \tag{B.24}$$

qui est donc une reformulation de l'équation précédente sous forme intégrale.

Pour l'Eq.(B.17) est équivalente à

$$\sum_{k=1}^{M} (\mathbf{w}_k)_\ell\, (\mathbf{w}_k)_m = \frac{M}{3}\delta_{\ell m}, \quad \ell = 1,2,3 \tag{B.25}$$

ce qui se réécrit sous la forme intégrale suivante

$$M \int \frac{1}{4\pi} (\mathbf{w})_\ell\, (\mathbf{w})_m\, \mathrm{d}\Sigma_{\mathrm{w}} = \begin{cases} \dfrac{M}{3} & \text{si } \ell = m \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \tag{B.26}$$

Ainsi, tout *spherical 2-design* satisfait aux équations (B.24) et (B.26) et minimise donc l'EWV du PSA. Lorsque les vertex formés par les $\mathbf{w}_i$ des états de projection du PSA forment un spherical 2-design, l'EWV est optimal.

Annexe C

Source émettant avec du dichroïsme circulaire : contribution de chacun des 7 QNMs identifiés

C.1 Procédure de calcul des QNMs et coefficients d'excitation

On donne ici la procédure de calcul des QNMs normalisés et coefficients d'excitation conduisant aux résultats numériques du Chapitre 5.

De façon équivalente aux fréquences complexes, on pourra travailler avec des vecteurs d'onde complexes $\hat{\lambda} = 2\pi/\hat{k}_0 = 2\pi\hat{\omega}/c$ pour la recherche des pôles et le calcul des QNMs normalisés et coefficients d'excitation.

1. Recherche des pôles du déterminant de la matrice de scattering du réseau. Dans notre cas, on tronque la matrice de scattering aux 2 ordres propagatifs TE et TM, i.e. on cherche les pôles de $r_{\mathrm{TE,TE}}\, r_{\mathrm{TM,TM}} - r_{\mathrm{TE,TM}}\, r_{\mathrm{TM,TE}}$ où r_{ℓ_1,ℓ_2} désigne l'amplitude diffractée par le réseau vers le haut et sur la polarisation ℓ_2 quand il est éclairé par une onde incidente de polarisation ℓ_1. Notons qu'il n'y a aucune transmission à cause du miroir semi-infini.
   Pour cela, on procède à un maillage en $\hat{\lambda}$ dans le plan complexe. On échantillonne la valeur du déterminant de la matrice de scattering tronquée sur ce maillage en $\hat{\lambda}$. On évalue grossièrement son intégrale de Cauchy sur chaque maille rectangulaire. On représente en Fig.5.16a le log10 de la valeur de l'intégrale du déterminant de la matrice de scattering le long de chaque maille. On affine ensuite le maillage pour éviter de manquer d'éventuels pôles.
2. Recherche des zéros de l'inverse du déterminant de la matrice de scattering.
   Le point de départ de cette recherche est donné par l'estimation obtenue à l'étape précédente. Les résultats sont donnés en Fig.5.16b. Les zéros de l'inverse du déterminant de la matrice de scattering donnent les pôles $2\pi/\hat{k}_{0,m}$ de la structure.
3. Pour chacun des pôles désignés par l'indice m, calcul des champs diffusés $\hat{\Psi}_s(\mathbf{r}, \hat{\omega}, \hat{\omega}_m)$ en présence des résonateurs/perturbations, lorsque la structure est excitée à une fréquence complexe $\hat{\omega}$ proche de $\hat{\omega}_m$.
   On excite la structure avec une onde plane sous incidence normale à une fréquence complexe $\hat{\omega}$ très proche de $\hat{\omega}_m$. On vérifie la convergence des valeurs de $\hat{\Psi}_s(\mathbf{r}, \hat{\omega}, \hat{\omega}_m)$ quel que soit $|\hat{\omega} - \hat{\omega}_m|$ suffisamment petit.

4. Calcul du coefficient de proportionalité $\beta(\hat{\omega}, \hat{\omega}_m)$ reliant le champ diffusé au QNM normalisé via l'Eq.(5.20).
   Pour cette étape, on calcule le champ dans la structure en l'absence des structures

résonantes. La configuration de référence est un écran de Salisbury (homogène) comme schématisé en Fig.5.15a). Ainsi, dans cette formulation, les résonateurs sont des trous d'air creusés dans le film uniforme de platine et on cherche les modes de ces structures lorsqu'elles sont posées sur un espaceur lui-même posé sur un miroir semi-infini. Après calcul de $\beta(\hat{\omega}, \hat{\omega}_m)$ et $\hat{\Psi}_s(\mathbf{r}, \hat{\omega}, \hat{\omega}_m)$ pour une valeur de $|\hat{\omega} - \hat{\omega}_m|$ suffisamment petite, on vérifie que leur produit est stable en faisant le calcul pour un $|\hat{\omega} - \hat{\omega}_m|$ plus faible. Si la convergence n'est pas atteinte, il est nécessaire de refaire l'ensemble des 2 étapes précédentes avec un $|\hat{\omega} - \hat{\omega}_m|$ encore plus petit.

5. Calcul du QNM normalisé $\Psi_m(\mathbf{r})$.
   On calcule le coefficient de proportionalité entre les champs diffusés à fréquence proche du pôle et le QNM correspondant $\beta(\hat{\omega}, \hat{\omega}_m)$ donné par l'Eq.(5.20). On applique ensuite l'Eq.(5.15) pour obtenir le QNM normalisé $\Psi_m(\mathbf{r})$ (indépendant de la fréquence).

6. Calcul des coefficients d'excitation $\alpha_m^{(\ell)}(\omega)$ par l'Eq.(5.21).
   On repasse maintenant en ω réel pour calculer les coefficients d'excitation à chaque fréquence/longueur d'onde correspondant au couplage du QNM avec une onde plane sous incidence normale de polarisation (ℓ).

7. Reconstruction du champ total dans la structure à partir des QNMs et coefficients d'excitation associés.
   On applique les Eqs.(5.23) puis (5.24) pour obtenir le champ total dans la structure. À partir de là, il est possible de calculer les pertes dans le platine en tronquant le champ à 1 ou plusieurs QNM, ce qui permet d'identifier les QNM responsables du dichroïsme observé.

C.2 Détail des coefficients d'excitation des différents QNMs identifiés

On détaille ici l'évolution spectrale des amplitudes des coefficients d'excitation $|\alpha_m^{(\ell)}(\lambda)|$ (définition en Eq.(5.21)) pour chacun des QNMs identifiés en Fig.5.16. Pour chacun des QNMs, on trace également l'absorption dans la couche de platine si le champ n'était tronqué qu'à 1 QNM, i.e. la somme dans l'Eq.(5.14) est réduite à 1 terme. Bien que le champ obtenu ne soit pas physique avec une absorption pouvant dépasser 1 - due au fait qu'en tronquant le développement du champ sur les QNMs, on ne prend pas en compte les phénomènes d'interférence entre QNMs -, ce calcul permet de voir qualitativement la capacité de chacun des QNMs à induire du dichroïsme circulaire en absorption/émission. Les courbes concernant les QNM (1) et (2) sont représentés en Fig.C.1, les QNM (3-1) et (3-2) en Fig.C.2 et les QNM (4-1), (4-2) et (4-3) en Fig.C.3.

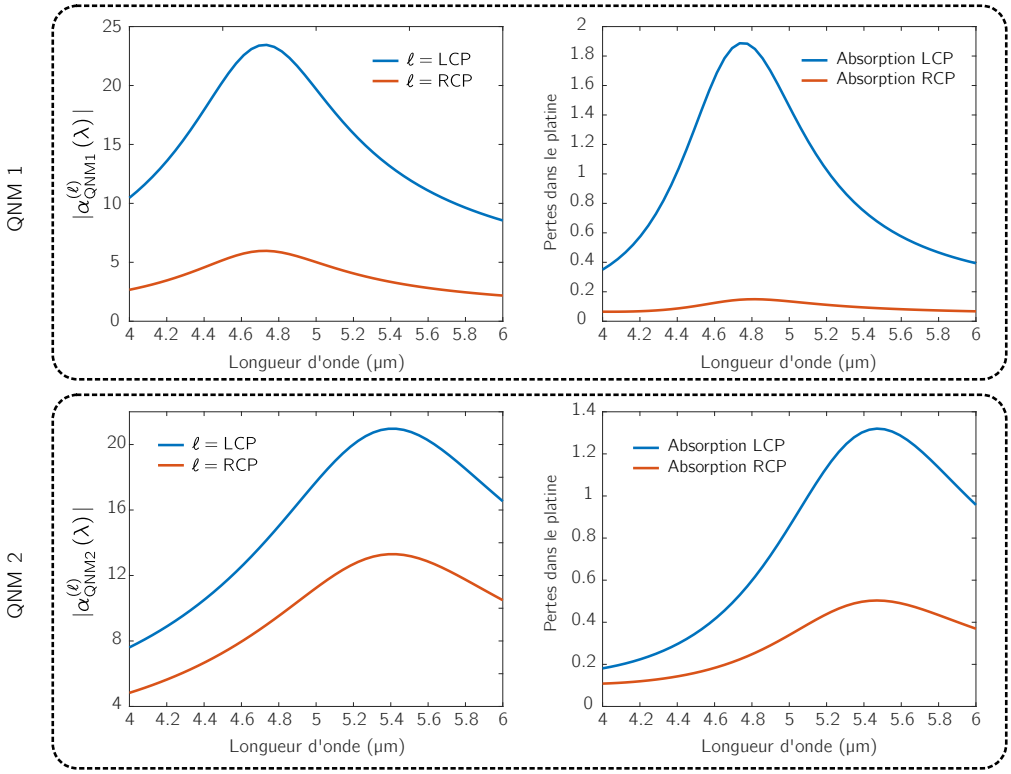


Figure C.1 – Colonne de gauche : Norme des coefficients d'excitation $\alpha^{(\ell)}_X(\lambda)$, X =1,2 étant le numéro du QNM identifié en Fig.5.16 et (ℓ) la polarisation correspondante. Colonne de droite : Simulation du spectre d'absorption pour un unique QNM considéré. Il s'agit des QNMs contrôlant principalement la physique autour de 5 µm.

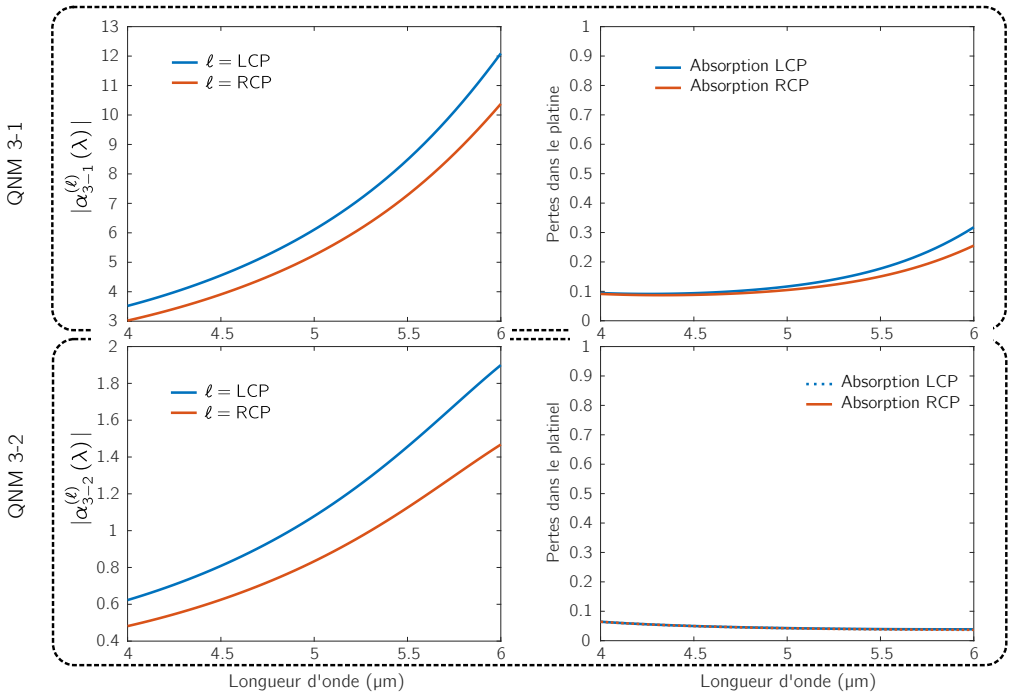


Figure C.2 – Colonne de gauche : Norme des coefficients d'excitation $\alpha^{(\ell)}_X(\lambda)$, X =3-1,3-2 étant le numéro du QNM identifié en Fig.5.16 et (ℓ) la polarisation correspondante. Colonne de droite : Simulation du spectre d'absorption pour un unique QNM considéré. Ces QNMs sont une contribution minoritaire vers 5 µ.

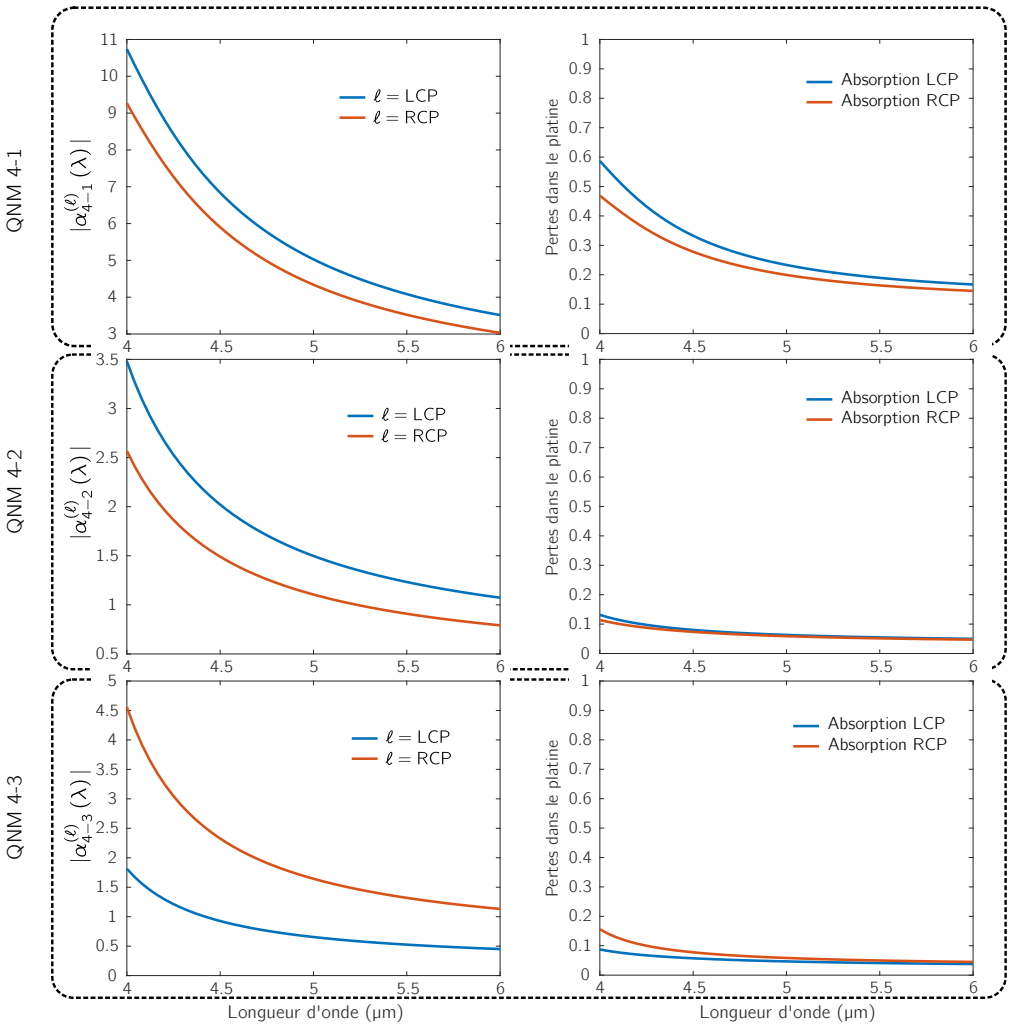


Figure C.3 – Colonne de gauche : Norme des coefficients d'excitation $\alpha^{(\ell)}_X(\lambda)$, X =4-1,4-2,4-3 étant le numéro du QNM identifié en Fig.5.16 et (ℓ) la polarisation correspondante. Colonne de droite : Simulation du spectre d'absorption pour un unique QNM considéré. Ces QNMs sont une contribution minoritaire vers 5 µ.

C.3 Tentative d'explication du déséquilibre entre les coefficients d'excitation polarisés circulaire gauche/droite

On cherche à comprendre l'origine du déséquilibre observé en Fig.5.18 entre la norme des coefficients d'excitation $|\alpha^{(\mathrm{LCP})}_{\mathrm{QNM1}}|$ et $|\alpha^{(\mathrm{RCP})}_{\mathrm{QNM1}}|$ du QNM1 autour de 4.7 µm. Cette différence de couplage a été identifiée comme étant à l'origine du dichroïsme circulaire observé dans la source présentée.

Le coefficient d'excitation résultant d'une intégrale sur le volume de la perturbation introduite, il est intéressant d'analyser le comportement de la quantité sous l'intégrale de l'Eq.(5.21). On représente en Fig.C.4 la norme et argument de l'intégrande

$$\xi(\mathbf{r},\omega) = \Delta\epsilon(\mathbf{r},\omega)\,\mathbf{E}^{\ell}_{b}(\mathbf{r},\omega)\cdot\tilde{\Psi}_{\mathrm{QNM1}}(\mathbf{r}) \tag{C.1}$$

pour le QNM1 avec $\omega = 2\pi c/\lambda_0$ et $\lambda_0 = 4.7$ µm. Puisque la perturbation consiste ici en des trous d'air perforant le film de platine de 25 µm, on a $\Delta\epsilon = 0$ au niveau des fils de platine (représentés par les zones coloriées en gris clair). On constate que la moyenne spatiale de la norme de l'intégrande est plus importante lorsque la structure est excitée par une onde plane polarisée gauche que droite. En regardant la phase de ξ, on constate que la phase uniforme dans les zones de fort champ en LCP permet une sommation constructive en polarisation gauche. En polarisation droite en revanche, l'amplitude de ξ est globalement plus faible. Les zones où la norme de l'intégrande est importante (au niveau des constrictions) sont en opposition de phase d'une zone à l'autre (le long des structures verticales de connexion et au niveau des constrictions) ce qui conduit à des contributions destructives lors de la sommation sur le volume total, d'où un coefficient d'excitation plus faible que dans la polarisation croisée.

$$\xi(\mathbf{r},\omega) = \Delta\epsilon(\mathbf{r},\omega)\,\mathbf{E}^{(\ell)}_{b}(\mathbf{r},\omega)\cdot\tilde{\Psi}_{m}(\mathbf{r})$$

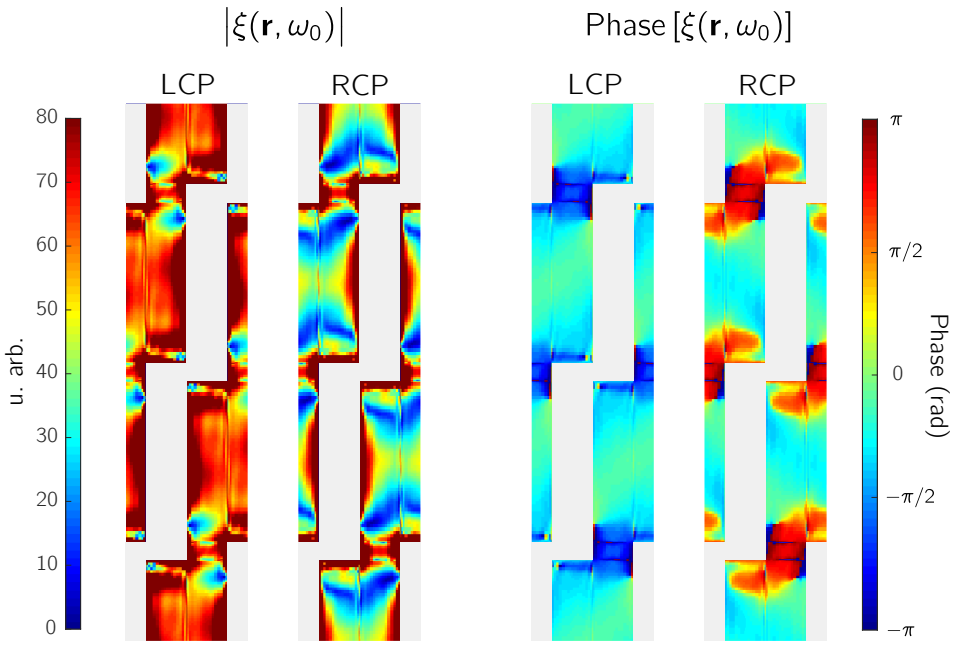


Figure C.4 – Carte de ξ (intégrande de l'Eq.(5.21)) pour le QNM1 à $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$, $\lambda_0 = 4.7$ µm pour les polarisations LCP et RCP. À gauche, on donne une carte de la norme de ξ, à droite, une carte de sa phase. Les zones en gris clair délimitent la structure en platine où $\Delta\epsilon = 0$, conséquence du choix de la situation de référence (voir Fig.5.15).

Au vu du choix de la situation de référence choisie (en écran de Salisbury schématisé en Fig.5.15), nous n'avons pas pu tracer la quantité $\xi(\mathbf{r}, \omega)$ dans le platine. Un tel choix a été fait pour une meilleure stabilité du calcul numérique. Un autre choix de situation de référence (i.e. prendre une simple interface SiN_x/air en remplaçant le film métallique de platine par de l'air) aurait permis de faire une cartographie du QNM dans le métal et de faire un rapprochement direct avec les résultats présentés en Fig.5.14. Ce point fait partie des aspects complémentaires à explorer.

Annexe D

Liste de publications

Articles publiés

[Nguyen et al., 2023] Nguyen, A., Hugonin, J.-P., Coutrot, A.-L., Garcia-Caurel, E., Vest, B., and Greffet, J.-J. (2023). Large circular dichroism in the emission from an incandescent metasurface. *Optica*, 10(2) :232. https://doi.org/10.1364/OPTICA.480292.

[Nguyen and Greffet, 2022] Nguyen, A. and Greffet, J.-J. (2022). Efficiency optimization of mid-infrared incandescent sources with time-varying temperature. *Optical Materials Express*, 12(1) :225. https://doi.org/10.1364/OME.443129.

[Wojszvzyk et al., 2021] Wojszvzyk, L., Nguyen, A., Coutrot, A.-L., Zhang, C., Vest, B., and Greffet, J.-J. (2021). An incandescent metasurface for quasimono- chromatic pola- rized mid-wave infrared emission modulated beyond 10 MHz. *Nature Communications*, 12(1) :1492. Number : 1 Publisher : Nature Publishing Group. https://doi.org/10.1038/s41467-021-21752-w.

Articles en préparation

Nguyen, A., Garcia-Caurel, E. and Vest, B. Mid-wave infrared broadband polarization state analyzer between 2.5 and 5 µm.

Bibliographie

[Abell et al., 2014] Abell, J., Kim, C. S., Bewley, W. W., Merritt, C. D., Canedy, C. L., Vurgaftman, I., Meyer, J. R., and Kim, M. (2014). Mid-infrared interband cascade light emitting devices with milliwatt output powers at room temperature. *Applied Physics Letters*, 104(26) :261103.

[Aieta et al., 2012] Aieta, F., Genevet, P., Kats, M. A., Yu, N., Blanchard, R., Gaburro, Z., and Capasso, F. (2012). Aberration-Free Ultrathin Flat Lenses and Axicons at Telecom Wavelengths Based on Plasmonic Metasurfaces. *Nano Letters*, 12(9) :4932–4936. Publisher : American Chemical Society.

[Ambirajan, 1995] Ambirajan, A. (1995). Optimum angles for a polarimeter : part I. *Optical Engineering*, 34(6) :1651.

[Anna et al., 2012] Anna, G., Sauer, H., Goudail, F., and Dolfi, D. (2012). Fully tunable active polarization imager for contrast enhancement and partial polarimetry. *Applied Optics*, 51(21) :5302.

[Azzam et al., 1988] Azzam, R. M. A., Elminyawi, I. M., and El-Saba, A. M. (1988). General analysis and optimization of the four-detector photopolarimeter. *Journal of the Optical Society of America A*, 5(5) :681.

[Babuty et al., 2013] Babuty, A., Joulain, K., Chapuis, P.-O., Greffet, J.-J., and De Wilde, Y. (2013). Blackbody Spectrum Revisited in the Near Field. *Physical Review Letters*, 110(14) :146103.

[Bai et al., 2013] Bai, Q., Perrin, M., Sauvan, C., Hugonin, J.-P., and Lalanne, P. (2013). Efficient and intuitive method for the analysis of light scattering by a resonant nano-structure. *Opt. Express*, 21(22) :27371.

[Barnard et al., 2016] Barnard, H. R., Zossimova, E., Mahlmeister, N. H., Lawton, L. M., Luxmoore, I. J., and Nash, G. R. (2016). Boron nitride encapsulated graphene infrared emitters. *Applied Physics Letters*, 108(13) :131110.

[Barritault et al., 2011] Barritault, P., Brun, M., Gidon, S., and Nicoletti, S. (2011). Mid-IR source based on a free-standing microhotplate for autonomous CO2 sensing in indoor applications. *Sensors and Actuators A : Physical*, 172(2) :379–385.

[Bauer, 1992] Bauer, S. (1992). Optical properties of a metal film and its application as an infrared absorber and as a beam splitter. *American Journal of Physics*, 60(3) :257–261.

[Blanchard et al., 2022] Blanchard, C., Wojszvzyk, L., Jamois, C., Leclercq, J.-L., Chevalier, C., Ferrier, L., Viktorovitch, P., Moldovan-Doyen, I., Marquier, F., Greffet, J.-J., and Letartre, X. (2022). Metallo-dielectric metasurfaces for thermal emission with controlled spectral bandwidth and angular aperture. *Optical Materials Express*, 12(1) :1.

[Brar et al., 2015] Brar, V. W., Sherrott, M. C., Jang, M. S., Kim, S., Kim, L., Choi, M., Sweatlock, L. A., and Atwater, H. A. (2015). Electronic modulation of infrared radiation in graphene plasmonic resonators. *Nature Communications*, 6(1) :7032.

[Briones et al., 2014] Briones, E., Cuadrado, A., Briones, J., León, R. D. d., Martínez-Antón, J. C., McMurtry, S., Hehn, M., Montaigne, F., Alda, J., and González, F. J. (2014). Seebeck nanoantennas for the detection and characterization of infrared radiation. *Opt. Express, OE*, 22(106) :A1538–A1546. Publisher : Optical Society of America.

[Brucoli et al., 2014] Brucoli, G., Bouchon, P., Haïdar, R., Besbes, M., Benisty, H., and Greffet, J.-J. (2014). High efficiency quasi-monochromatic infrared emitter. *Applied Physics Letters*, 104(8) :081101.

[Buret et al., 2015] Buret, M., Uskov, A. V., Dellinger, J., Cazier, N., Mennemanteuil, M.-M., Berthelot, J., Smetanin, I. V., Protsenko, I. E., Colas-des Francs, G., and Bouhelier, A. (2015). Spontaneous Hot-Electron Light Emission from Electron-Fed Optical Antennas. *Nano Letters*, 15(9) :5811–5818. Publisher : American Chemical Society.

[Carminati and Greffet, 1999] Carminati, R. and Greffet, J.-J. (1999). Near-field effects in spatial coherence of thermal sources. *Phys. Rev. Lett.*, 82 :1660–1663.

[Carslaw and Jaeger, 1965] Carslaw, H. and Jaeger, J. (1965). *Conduction of Heat in Solids*. Clarendon Press.

[Carter et al., 1990] Carter, R. O., Lindsay, N. E., and Beduhn, D. (1990). A Solution to Baseline Uncertainty Due to MCT Detector Nonlinearity in FT-IR. *Applied Spectroscopy*, 44(7) :1147–1151. Publisher : Society for Applied Spectroscopy.

[Chen et al., 2006] Chen, H.-T., Padilla, W. J., Zide, J. M. O., Gossard, A. C., Taylor, A. J., and Averitt, R. D. (2006). Active terahertz metamaterial devices. *Nature*, 444(7119) :597–600. Publisher : Nature Publishing Group.

[Chenault and Chipman, 1993] Chenault, D. B. and Chipman, R. A. (1993). Infrared birefringence spectra for cadmium sulfide and cadmium selenide. *Applied Optics*, 32(22) :4223.

[Chiou et al., 2008] Chiou, T.-H., Kleinlogel, S., Cronin, T., Caldwell, R., Loeffler, B., Siddiqi, A., Goldizen, A., and Marshall, J. (2008). Circular Polarization Vision in a Stomatopod Crustacean. *Current Biology*, 18(6) :429–434.

[Chutinan and Noda, 1998] Chutinan, A. and Noda, S. (1998). Spiral three-dimensional photonic-band-gap structure. *Phys. Rev. B*, 57(4) :R2006–R2008.

[Cole et al., 2010] Cole, K., Beck, J., Haji-Sheikh, A., and Litkouhi, B. (2010). *Heat Conduction Using Greens Functions, 2nd Edition*. Series in Computational Methods and Physical Processes in Mechanics and Thermal Sciences. CRC Press.

[Collins et al., 2017] Collins, J. T., Kuppe, C., Hooper, D. C., Sibilia, C., Centini, M., and Valev, V. K. (2017). Chirality and Chiroptical Effects in Metal Nanostructures : Fundamentals and Current Trends. *Advanced Optical Materials*, 5(16) :1700182. Publisher : John Wiley & Sons.

[Costantini et al., 2015] Costantini, D., Lefebvre, A., Coutrot, A.-L., Moldovan-Doyen, I., Hugonin, J.-P., Boutami, S., Marquier, F., Benisty, H., and Greffet, J.-J. (2015). Plasmonic Metasurface for Directional and Frequency-Selective Thermal Emission. *Physical Review Applied*, 4(1) :014023.

[Dahan et al., 2010] Dahan, N., Gorodetski, Y., Frischwasser, K., Kleiner, V., and Hasman, E. (2010). Geometric Doppler Effect : Spin-Split Dispersion of Thermal Radiation. *Phys. Rev. Lett.*, 105(13) :136402.

[Dahan et al., 2007] Dahan, N., Niv, A., Biener, G., Gorodetski, Y., Kleiner, V., and Hasman, E. (2007). Enhanced coherency of thermal emission : Beyond the limitation imposed by delocalized surface waves. *Physical Review B*, 76(4) :045427. Publisher : American Physical Society.

[De Zoysa et al., 2012] De Zoysa, M., Asano, T., Mochizuki, K., Oskooi, A., Inoue, T., and Noda, S. (2012). Conversion of broadband to narrowband thermal emission through energy recycling. *Nature Photonics*, 6(8) :535–539. Publisher : Nature Publishing Group.

[Decker et al., 2010] Decker, M., Zhao, R., Soukoulis, C. M., Linden, S., and Wegener, M. (2010). Twisted split-ring-resonator photonic metamaterial with huge optical activity. *Opt. Lett.*, 35(10) :1593–1595.

[Donges, 1998] Donges, A. (1998). The coherence length of black-body radiation. *European Journal of Physics*, 19(3) :245–249.

[Downes et al., 2002] Downes, A., Dumas, P., and Welland, M. E. (2002). Measurement of high electron temperatures in single atom metal point contacts by light emission. *Applied Physics Letters*, 81(7) :1252–1254.

[Duggan et al., 2019] Duggan, R., Ra'di, Y., and Alù, A. (2019). Temporally and spatially coherent emission from thermal embedded eigenstates. *ACS Photonics*, 6(11) :2949–2956.

[Foreman et al., 2015] Foreman, M. R., Favaro, A., and Aiello, A. (2015). Optimal Frames for Polarization State Reconstruction. *Physical Review Letters*, 115(26) :263901. Publisher : American Physical Society.

[Foreman and Goudail, 2019] Foreman, M. R. and Goudail, F. (2019). On the equivalence of optimization metrics in Stokes polarimetry. *OE*, 58(8) :082410. Publisher : International Society for Optics and Photonics.

[Gagnon et al., 2015] Gagnon, Y., Templin, R., How, M., and Marshall, N. (2015). Circularly Polarized Light as a Communication Signal in Mantis Shrimps. *Current Biology*, 25(23) :3074–3078.

[Gansel et al., 2009] Gansel, J. K., Thiel, M., Rill, M. S., Decker, M., Bade, K., Saile, V., Freymann, G. v., Linden, S., and Wegener, M. (2009). Gold Helix Photonic Metamaterial as Broadband Circular Polarizer. *Science*, 325(5947) :1513–1515. Publisher : American Association for the Advancement of Science.

[Garcia-Caurel et al., 2015] Garcia-Caurel, E., Lizana, A., Ndong, G., Al-Bugami, B., Bernon, C., Al-Qahtani, E., Rengnez, F., and de Martino, A. (2015). Mid-infrared Mueller ellipsometer with pseudo-achromatic optical elements. *Applied Optics*, 54(10) :2776.

[Ginn et al., 2010] Ginn, J., Shelton, D., Krenz, P., Lail, B., and Boreman, G. (2010). Polarized infrared emission using frequency selective surfaces. *Opt. Express, OE*, 18(5) :4557–4563. Publisher : Optical Society of America.

[Greffet, 2011] Greffet, J.-J. (2011). Controlled incandescence. *Nature*, 478(7368) :191–192.

[Greffet et al., 2018] Greffet, J.-J., Bouchon, P., Brucoli, G., and Marquier, F. (2018). Light Emission by Nonequilibrium Bodies : Local Kirchhoff Law. *Physical Review X*, 8(2) :021008. Publisher : American Physical Society.

[Greffet et al., 2002] Greffet, J.-J., Carminati, R., Joulain, K., Mulet, J.-P., Mainguy, S., and Chen, Y. (2002). Coherent emission of light by thermal sources. *Nature*, 416(6876) :61–64.

[Hentschel et al., 2017] Hentschel, M., Schäferling, M., Duan, X., Giessen, H., and Liu, N. (2017). Chiral plasmonics. *Science Advances*, 3(5) :e1602735. Publisher : American Association for the Advancement of Science.

[Hildenbrand et al., 2010] Hildenbrand, J., Peter, C., Lamprecht, F., Kürzinger, A., Naumann, F., Ebert, M., Wehrspohn, R., Korvink, J. G., and Wöllenstein, J. (2010). Fast

transient temperature operating micromachined emitter for mid-infrared optical gas sensing systems : design, fabrication, characterization and optimization. *Microsystem Technologies*, 16(5) :745–754.

[Hugonin and Lalanne, 2021] Hugonin, J. P. and Lalanne, P. (2021). Reticolo software for grating analysis.

[Huppert et al., 2015] Huppert, S., Vasanelli, A., Laurent, T., Todorov, Y., Pegolotti, G., Beaudoin, G., Sagnes, I., and Sirtori, C. (2015). Radiatively Broadened Incandescent Sources. *ACS Photonics*, 2(12) :1663–1668.

[Ikeda et al., 2008] Ikeda, K., Miyazaki, H. T., Kasaya, T., Yamamoto, K., Inoue, Y., Fujimura, K., Kanakugi, T., Okada, M., Hatade, K., and Kitagawa, S. (2008). Controlled thermal emission of polarized infrared waves from arrayed plasmon nanocavities. *Applied Physics Letters*, 92(2) :021117.

[Inoue et al., 2015] Inoue, T., De Zoysa, M., Asano, T., and Noda, S. (2015). Realization of narrowband thermal emission with optical nanostructures. *Optica*, 2(1) :27.

[Inoue et al., 2014] Inoue, T., Zoysa, M. D., Asano, T., and Noda, S. (2014). Realization of dynamic thermal emission control. *Nature Materials*, 13(10) :928–931. Publisher : Nature Publishing Group.

[Isaacson and Keller, 1994] Isaacson, E. and Keller, H. (1994). *Analysis of Numerical Methods*. Dover Books on Mathematics. Dover Publications.

[Jones and Raschke, 2012] Jones, A. C. and Raschke, M. B. (2012). Thermal Infrared Near-Field Spectroscopy. *Nano Letters*, 12(3) :1475–1481. Publisher : American Chemical Society.

[Jun et al., 2013] Jun, Y. C., Reno, J., Ribaudo, T., Shaner, E., Greffet, J.-J., Vassant, S., Marquier, F., Sinclair, M., and Brener, I. (2013). Epsilon-Near-Zero Strong Coupling in Metamaterial-Semiconductor Hybrid Structures. *Nano Letters*, 13(11) :5391–5396. Publisher : American Chemical Society.

[Kang et al., 2019] Kang, D. D., Inoue, T., Asano, T., and Noda, S. (2019). Electrical Modulation of Narrowband GaN/AlGaN Quantum-Well Photonic Crystal Thermal Emitters in Mid-Wavelength Infrared. *ACS Photonics*, 6(6) :1565–1571. Publisher : American Chemical Society.

[Kats et al., 2013] Kats, M. A., Blanchard, R., Genevet, P., Yang, Z., Qazilbash, M. M., Basov, D. N., Ramanathan, S., and Capasso, F. (2013). Thermal tuning of mid-infrared plasmonic antenna arrays using a phase change material. *Optics Letters*, 38(3) :368.

[Khorasaninejad et al., 2016] Khorasaninejad, M., Chen, W. T., Devlin, R. C., Oh, J., Zhu, A. Y., and Capasso, F. (2016). Metalenses at visible wavelengths : Diffraction-limited focusing and subwavelength resolution imaging. *Science*, 352(6290) :1190–1194.

[Kim et al., 2018] Kim, Y. D., Gao, Y., Shiue, R.-J., Wang, L., Aslan, O. B., Bae, M.-H., Kim, H., Seo, D., Choi, H.-J., Kim, S. H., Nemilentsau, A., Low, T., Tan, C., Efetov, D. K., Taniguchi, T., Watanabe, K., Shepard, K. L., Heinz, T. F., Englund, D., and Hone, J. (2018). Ultrafast Graphene Light Emitters. *Nano Letters*, 18(2) :934–940. Publisher : American Chemical Society.

[Kirchhoff, 1860] Kirchhoff, G. (1860). On the relation between the radiating and absorbing powers of different bodies for light and heat. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 20(130) :1–21.

[Konishi et al., 2011] Konishi, K., Nomura, M., Kumagai, N., Iwamoto, S., Arakawa, Y., and Kuwata-Gonokami, M. (2011). Circularly Polarized Light Emission from Semiconductor Planar Chiral Nanostructures. *Phys. Rev. Lett.*, 106(5) :057402.

[Lafforgue et al., 2022] Lafforgue, C., Montesinos-Ballester, M., Dinh, T.-T.-D., Roux, X. L., Cassan, E., Marris-Morini, D., Alonso-Ramos, C., and Vivien, L. (2022). Supercontinuum generation in silicon photonics platforms. *Photon. Res.*, 10(3) :A43–A56.

[Lalanne et al., 1998] Lalanne, P., Astilean, S., Chavel, P., Cambril, E., and Launois, H. (1998). Blazed binary subwavelength gratings with efficiencies larger than those of conventional échelette gratings. *Optics Letters*, 23(14) :1081.

[Lalanne et al., 2008] Lalanne, P., Sauvan, C., and Hugonin, J. (2008). Photon confinement in photonic crystal nanocavities. *Laser & Photonics Review*, 2(6) :514–526.

[Lalanne et al., 2018] Lalanne, P., Yan, W., Vynck, K., Sauvan, C., and Hugonin, J.-P. (2018). Light Interaction with Photonic and Plasmonic Resonances. *Laser & Photonics Reviews*, 12(5) :1700113.

[Laroche et al., 2005] Laroche, M., Arnold, C., Marquier, F., Carminati, R., Greffet, J.-J., Collin, S., Bardou, N., and Pelouard, J.-L. (2005). Highly directional radiation generated by a tungsten thermal source. *Optics Letters*, 30(19) :2623.

[Lawton et al., 2014] Lawton, L. M., Mahlmeister, N. H., Luxmoore, I. J., and Nash, G. R. (2014). Prospective for graphene based thermal mid-infrared light emitting devices. *AIP Advances*, 4(8) :087139. Publisher : American Institute of Physics.

[Lee and Chan, 2007] Lee, J. C. W. and Chan, C. T. (2007). Circularly polarized thermal radiation from layer-by-layer photonic crystal structures. *Appl. Phys. Lett.*, 90(5) :051912.

[Letnes et al., 2010] Letnes, P. A., Nerbø, I. S., Aas, L. M. S., Ellingsen, P. G., and Kildemo, M. (2010). Fast and optimal broad-band Stokes/Mueller polarimeter design by the use of a genetic algorithm. *Optics Express*, 18(22) :23095.

[Li et al., 2018] Li, C., Krachmalnicoff, V., Bouchon, P., Jaeck, J., Bardou, N., Haïdar, R., and De Wilde, Y. (2018). Near-field and far-field thermal emission of an individual patch nanoantenna. *Phys. Rev. Lett.*, 121 :243901.

[Li et al., 2015] Li, W., Coppens, Z. J., Besteiro, L. V., Wang, W., Govorov, A. O., and Valentine, J. (2015). Circularly polarized light detection with hot electrons in chiral plasmonic metamaterials. *Nat. Commun.*, 6(1) :8379. Publisher : Nature Publishing Group.

[Li and Fan, 2018] Li, W. and Fan, S. (2018). Nanophotonic control of thermal radiation for energy applications. *Optics Express*, 26(12) :15995–16021. Publisher : Optical Society of America.

[Liu et al., 2019] Liu, W., Mei, L., Li, Y., Yu, L., Lai, Z., Yu, T., and Chen, H. (2019). Controlling the spin-selective absorption with two-dimensional chiral plasmonic gratings. *Opt. Lett., OL*, 44(23) :5868–5871. Publisher : Optical Society of America.

[Liu and Padilla, 2013] Liu, X. and Padilla, W. J. (2013). Dynamic Manipulation of Infrared Radiation with MEMS Metamaterials. *Advanced Optical Materials*, 1(8) :559–562. Publisher : John Wiley & Sons.

[Liu et al., 2011] Liu, X., Tyler, T., Starr, T., Starr, A. F., Jokerst, N. M., and Padilla, W. J. (2011). Taming the Blackbody with Infrared Metamaterials as Selective Thermal Emitters. *Physical Review Letters*, 107(4) :045901.

[Luo et al., 2017] Luo, Y., Chi, C., Jiang, M., Li, R., Zu, S., Li, Y., and Fang, Z. (2017). Plasmonic Chiral Nanostructures : Chiroptical Effects and Applications. *Advanced Optical Materials*, 5(16) :1700040. Publisher : John Wiley & Sons.

[Lévesque et al., 2014] Lévesque, Q., Makhsiyan, M., Bouchon, P., Pardo, F., Jaeck, J., Bardou, N., Dupuis, C., Haïdar, R., and Pelouard, J.-L. (2014). Plasmonic planar antenna for wideband and efficient linear polarization conversion. *Applied Physics Letters*, 104(11) :111105.

[Maksimov et al., 2014] Maksimov, A. A., Tartakovskii, I. I., Filatov, E. V., Lobanov, S. V., Gippius, N. A., Tikhodeev, S. G., Schneider, C., Kamp, M., Maier, S., Höfling, S., and Kulakovskii, V. D. (2014). Circularly polarized light emission from chiral spatially-structured planar semiconductor microcavities. *Phys. Rev. B*, 89(4) :045316. Publisher : American Physical Society.

[Malinowski et al., 2016] Malinowski, T., Klein, H. R., Iazykov, M., and Dumas, P. (2016). Infrared light emission from nano hot electron gas created in atomic point contacts. *EPL (Europhysics Letters)*, 114(5) :57002. Publisher : IOP Publishing.

[Miyazaki et al., 2015] Miyazaki, H. T., Kasaya, T., Oosato, H., Sugimoto, Y., Choi, B., Iwanaga, M., and Sakoda, K. (2015). Ultraviolet-nanoimprinted packaged metasurface thermal emitters for infrared CO2 sensing. *Science and Technology of Advanced Materials*, 16(3) :035005. Publisher : Taylor & Francis.

[Miyoshi et al., 2018] Miyoshi, Y., Fukazawa, Y., Amasaka, Y., Reckmann, R., Yokoi, T., Ishida, K., Kawahara, K., Ago, H., and Maki, H. (2018). High-speed and on-chip graphene blackbody emitters for optical communications by remote heat transfer. *Nature Communications*, 9(1) :1–9. Publisher : Nature Publishing Group.

[Mori et al., 2014] Mori, T., Yamauchi, Y., Honda, S., and Maki, H. (2014). An Electrically Driven, Ultrahigh-Speed, on-Chip Light Emitter Based on Carbon Nanotubes. *Nano Letters*, 14(6) :3277–3283. Publisher : American Chemical Society.

[Nafie, 2008] Nafie, L. A. (2008). Vibrational Circular Dichroism : A New Tool for the Solution-State Determination of the Structure and Absolute Configuration of Chiral Natural Product Molecules. *Natural Product Communications*, 3(3) :1934578X0800300.

[Nguyen and Greffet, 2022] Nguyen, A. and Greffet, J.-J. (2022). Efficiency optimization of mid-infrared incandescent sources with time-varying temperature. *Opt. Mater. Express*, 12(1) :225.

[Nguyen et al., 2023] Nguyen, A., Hugonin, J.-P., Coutrot, A.-L., Garcia-Caurel, E., Vest, B., and Greffet, J.-J. (2023). Large circular dichroism in the emission from an incandescent metasurface. *Optica*, 10(2) :232.

[Ni et al., 2015] Ni, X., Wong, Z. J., Mrejen, M., Wang, Y., and Zhang, X. (2015). An ultrathin invisibility skin cloak for visible light. *Science*, 349(6254) :1310–1314.

[Ouyang et al., 2018] Ouyang, L., Wang, W., Rosenmann, D., Czaplewski, D. A., Gao, J., and Yang, X. (2018). Near-infrared chiral plasmonic metasurface absorbers. *Opt. Express, OE*, 26(24) :31484–31489. Publisher : Optical Society of America.

[Overvig et al., 2021] Overvig, A. C., Mann, S. A., and Alù, A. (2021). Thermal Metasurfaces : Complete Emission Control by Combining Local and Nonlocal Light-Matter Interactions. *Physical Review X*, 11(2) :021050. Publisher : American Physical Society.

[Palik, 1998] Palik, E. (1998). *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press handbook series. Elsevier Science, Boston.

[Papakostas et al., 2003] Papakostas, A., Potts, A., Bagnall, D. M., Prosvirnin, S. L., Coles, H. J., and Zheludev, N. I. (2003). Optical Manifestations of Planar Chirality. *Phys. Rev. Lett.*, 90(10) :107404.

[Park et al., 2018] Park, J., Kang, J.-H., Liu, X., Maddox, S. J., Tang, K., McIntyre, P. C., Bank, S. R., and Brongersma, M. L. (2018). Dynamic thermal emission control with InAs-based plasmonic metasurfaces. *Science Advances*, 4(12) :3163. Publisher : American Association for the Advancement of Science.

[Park et al., 2016] Park, J. H., Han, S. E., Nagpal, P., and Norris, D. J. (2016). Observation of thermal beaming from tungsten and molybdenum bull's eyes. *ACS Photonics*, 3(3) :494–500.

[Pendry, 2000] Pendry, J. B. (2000). Negative Refraction Makes a Perfect Lens. *Physical Review Letters*, 85(18) :3966–3969.

[Peng et al., 2014] Peng, F., Chen, Y., Wu, S.-T., Tripathi, S., and Twieg, R. J. (2014). Low loss liquid crystals for infrared applications. *Liquid Crystals*, 41(11) :1545–1552. Publisher : Taylor & Francis.

[Prasad et al., 2004] Prasad, N. S., Arnett, K. E., and Gupta, N. (2004). Mid-wave IR liquid crystal tunable retarder for spectrapolarimetric imaging. In *Chemical and Biological Standoff Detection*, volume 5268, pages 137–143. SPIE.

[Puscasu and Schaich, 2008] Puscasu, I. and Schaich, W. L. (2008). Narrow-band, tunable infrared emission from arrays of microstrip patches. *Applied Physics Letters*, 92(23) :233102.

[Rajaei et al., 2019] Rajaei, M., Zeng, J., Albooyeh, M., Kamandi, M., Hanifeh, M., Capolino, F., and Wickramasinghe, H. K. (2019). Giant Circular Dichroism at Visible Frequencies Enabled by Plasmonic Ramp-Shaped Nanostructures. *ACS Photonics*, 6(4) :924–931. Publisher : American Chemical Society.

[Rytov et al., 1989] Rytov, S. M., Kravtsov, Y. A., and Tatarskii, V. I. (1989). *Priniciples of statistical radiophysics. 3. Elements of random fields.*

[Sabatke et al., 2000] Sabatke, D. S., Descour, M. R., Dereniak, E. L., Sweatt, W. C., Kemme, S. A., and Phipps, G. S. (2000). Optimization of retardance for a complete Stokes polarimeter. *Opt. Lett.*, 25(11) :802.

[Sakat et al., 2018] Sakat, E., Wojszvzyk, L., Hugonin, J.-P., Besbes, M., Sauvan, C., and Greffet, J.-J. (2018). Enhancing thermal radiation with nanoantennas to create infrared sources with high modulation rates. *Optica*, 5(2) :175.

[Sauvan, 2021] Sauvan, C. (2021). Quasinormal modes expansions for nanoresonators made of absorbing dielectric materials : study of the role of static modes. *Opt. Express*, 29(6) :8268.

[Sauvan et al., 2013] Sauvan, C., Hugonin, J. P., Maksymov, I. S., and Lalanne, P. (2013). Theory of the Spontaneous Optical Emission of Nanosize Photonic and Plasmon Resonators. *Phys. Rev. Lett.*, 110(23) :237401.

[Schuller et al., 2009] Schuller, J. A., Taubner, T., and Brongersma, M. L. (2009). Optical antenna thermal emitters. *Nature Photonics*, 3(11) :658–661.

[Sharp et al., 1990] Sharp, R. C., Resler, D. P., Hobbs, D. S., and Dorschner, T. A. (1990). Electrically tunable liquid-crystal wave plate in the infrared. *Optics Letters*, 15(1) :87–89. Publisher : Optica Publishing Group.

[Shchegrov et al., 2000] Shchegrov, A. V., Joulain, K., Carminati, R., and Greffet, J.-J. (2000). Near-Field Spectral Effects due to Electromagnetic Surface Excitations. *Physical Review Letters*, 85(7) :1548–1551. Publisher : American Physical Society.

[Shelby et al., 2001] Shelby, R. A., Smith, D. R., and Schultz, S. (2001). Experimental Verification of a Negative Index of Refraction. *Science*, 292(5514) :77–79.

[Shi et al., 2018] Shi, C., Mahlmeister, N. H., Luxmoore, I. J., and Nash, G. R. (2018). Metamaterial-based graphene thermal emitter. *Nano Research*, 11(7) :3567–3573.

[Shiue et al., 2019] Shiue, R.-J., Gao, Y., Tan, C., Peng, C., Zheng, J., Efetov, D. K., Kim, Y. D., Hone, J., and Englund, D. (2019). Thermal radiation control from hot graphene electrons coupled to a photonic crystal nanocavity. *Nature Communications*, 10(1) :1–7. Publisher : Nature Publishing Group.

[Smith et al., 2000] Smith, D. R., Padilla, W. J., Vier, D. C., Nemat-Nasser, S. C., and Schultz, S. (2000). Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity. *Physical Review Letters*, 84(18) :4184–4187.

[Stoer and Bulirsch, 2002] Stoer, J. and Bulirsch, R. (2002). *Introduction to numerical analysis*. Texts in applied mathematics. Springer.

[Stokes, 1852] Stokes, G. G. (1852). *On the Composition and Resolution of Streams of Polarized Light from Different Sources*, volume 9 of *Mathematical and physical sciences*. Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, 1 edition.

[Takahashi et al., 2017] Takahashi, S., Ota, Y., Tajiri, T., Tatebayashi, J., Iwamoto, S., and Arakawa, Y. (2017). Circularly polarized vacuum field in three-dimensional chiral photonic crystals probed by quantum dot emission. *Phys. Rev. B*, 96(19) :195404. arXiv : 1707.04996.

[Tang et al., 2017] Tang, B., Li, Z., Palacios, E., Liu, Z., Butun, S., and Aydin, K. (2017). Chiral-Selective Plasmonic Metasurface Absorbers Operating at Visible Frequencies. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 29(3) :295–298.

[Thiel et al., 2007a] Thiel, M., Decker, M., Deubel, M., Wegener, M., Linden, S., and von Freymann, G. (2007a). Polarization Stop Bands in Chiral Polymeric Three-Dimensional Photonic Crystals. *Advanced Materials*, 19(2) :207–210. Publisher : John Wiley & Sons.

[Thiel et al., 2007b] Thiel, M., Freymann, G. v., and Wegener, M. (2007b). Layer-by-layer three-dimensional chiral photonic crystals. *Opt. Lett., OL*, 32(17) :2547–2549. Publisher : Optical Society of America.

[Tugay et al., 2012] Tugay, E., Yilmaz, E., and Turan, R. (2012). Influence of gamma irradiation on the C-V characteristics of the Al/SiN_x/Si MIS capacitors. *Journal of Vacuum Science & Technology A : Vacuum, Surfaces, and Films*, 30(4) :041507.

[Tyo, 2000] Tyo, J. S. (2000). Noise equalization in Stokes parameter images obtained by use of variable-retardance polarimeters. *Optics Letters*, 25(16) :1198.

[Vassant et al., 2013] Vassant, S., Moldovan Doyen, I., Marquier, F., Pardo, F., Gennser, U., Cavanna, A., Pelouard, J. L., and Greffet, J. J. (2013). Electrical modulation of emissivity. *Applied Physics Letters*, 102(8) :081125.

[Wadsworth and Boreman, 2010] Wadsworth, S. L. and Boreman, G. D. (2010). Analysis of throughput for multilayer infrared meanderline waveplates. *Opt. Express, OE*, 18(13) :13345–13360. Publisher : Optical Society of America.

[Wadsworth and Boreman, 2011] Wadsworth, S. L. and Boreman, G. D. (2011). Broadband infrared meanderline reflective quarter-wave plate. *Opt. Express, OE*, 19(11) :10604–10612. Publisher : Optical Society of America.

[Wadsworth et al., 2011] Wadsworth, S. L., Clem, P. G., Branson, E. D., and Boreman, G. D. (2011). Broadband circularly-polarized infrared emission from multilayer metamaterials. *Opt. Mater. Express*, 1(3) :466.

[Wang et al., 2009] Wang, L., Lee, B., Wang, X., and Zhang, Z. (2009). Spatial and temporal coherence of thermal radiation in asymmetric fabry–perot resonance cavities. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52(13) :3024–3031.

[Wang et al., 2022] Wang, X., Sentz, T., Bharadwaj, S., Ray, S., Wang, Y., Jiao, D., Qi, L., and Jacob, Z. (2022). Observation of Non-Vanishing Optical Helicity in Thermal Radiation from Symmetry-Broken Metasurfaces. arXiv :2205.05926 [physics].

[Wojszvzyk et al., 2021] Wojszvzyk, L., Nguyen, A., Coutrot, A.-L., Zhang, C., Vest, B., and Greffet, J.-J. (2021). An incandescent metasurface for quasimonochromatic polarized mid-wave infrared emission modulated beyond 10 MHz. *Nature Communications*, 12(1) :1492. Publisher : Nature Publishing Group.

[Wu et al., 2014] Wu, C., Arju, N., Kelp, G., Fan, J. A., Dominguez, J., Gonzales, E., Tutuc, E., Brener, I., and Shvets, G. (2014). Spectrally selective chiral silicon metasurfaces based on infrared Fano resonances. *Nat. Commun.*, 5(1) :3892. Publisher : Nature Publishing Group.

[Xiao et al., 2019] Xiao, Y., Charipar, N. A., Salman, J., Piqué, A., and Kats, M. A. (2019). Nanosecond mid-infrared pulse generation via modulated thermal emissivity. *Light : Science & Applications*, 8(1) :51.

[Xu et al., 2021] Xu, H.-X., Hu, G., Wang, Y., Wang, C., Wang, M., Wang, S., Huang, Y., Genevet, P., Huang, W., and Qiu, C.-W. (2021). Polarization-insensitive 3D conformal-skin metasurface cloak. *Light : Science & Applications*, 10(1) :75. Publisher : Nature Publishing Group.

[Yu et al., 2012] Yu, N., Aieta, F., Genevet, P., Kats, M. A., Gaburro, Z., and Capasso, F. (2012). A Broadband, Background-Free Quarter-Wave Plate Based on Plasmonic Metasurfaces. *Nano Letters*, 12(12) :6328–6333.

[Yu et al., 2011] Yu, N., Genevet, P., Kats, M. A., Aieta, F., Tetienne, J.-P., Capasso, F., and Gaburro, Z. (2011). Light Propagation with Phase Discontinuities : Generalized Laws of Reflection and Refraction. *Science*, 334(6054) :333–337.

[Zhao et al., 2012] Zhao, Y., Belkin, M. A., and Alù, A. (2012). Twisted optical metamaterials for planarized ultrathin broadband circular polarizers. *Nat. Commun.*, 3(1) :870. Publisher : Nature Publishing Group.

[Zhou et al., 2021] Zhou, M., Khoram, E., Liu, D., Liu, B., Fan, S., Povinelli, M. L., and Yu, Z. (2021). Self-Focused Thermal Emission and Holography Realized by Mesoscopic Thermal Emitters. *ACS Photonics*, 8(2) :497–504. Publisher : American Chemical Society.

université PARIS-SACLAY

ÉCOLE DOCTORALE
Ondes et matière (EDOM)

Titre : Métasurfaces incandescentes ultra rapides pour une émission spectralement sélective dans le moyen infrarouge avec un état de polarisation contrôlé.
Mots clés : émission thermique, incandescence, nanophotonique, métasurface

Résumé : Le moyen infrarouge (MIR) est un domaine spectral central pour de nombreuses applications. Cependant, leur développement est limité par l'absence de sources bon marché, compactes, efficaces et robustes. L'incandescence est une solution répondant à la plupart de ces critères économiques. Les propriétés du rayonnement émis sont toutefois peu intéressantes, l'émission étant à large spectre, non polarisée et isotrope. Les sources thermiques sont également souvent volumineuses et par conséquent lentes car limitées par leur inertie thermique. Ces défauts peuvent être contournés avec l'aide d'outils récemment développés en nanophotonique et nanofabrication. Dans cette thèse, nous concevons, optimisons, fabriquons et caractérisons plusieurs sources incandescentes permettant d'obtenir un rayonnement dans la bande II du MIR avec un spectre et un état de polarisation contrôlés, offrant la possibilité d'une modulation temporelle du signal émis au-delà du mégahertz. Dans un premier temps, nous présentons une source optimisée pour émettre à 5 µm avec une faible largeur spectrale et un fort degré de polarisation linéaire. La modulation de l'émission est contrôlée par sa température dont la modulation rapide est permise par son faible volume et par conduction vers un substrat plus froid. Le contrôle de son spectre d'émissivité est obtenu grâce à un résonateur de type écran de Salisbury. L'état de polarisation est contrôlé en utilisant une métasurface à base de fils métalliques. Nous nous intéressons également au rendement de ce type de source et déterminons les paramètres libres permettant de l'améliorer. Dans un deuxième temps, nous proposons une source optimisée pour émettre dans le MIR, avec un fort degré de polarisation circulaire et modulable rapidement. Cette dernière reprend l'architecture de la première source, bénéficiant ainsi des mêmes avantages en termes de rapidité de modulation et de contrôle du spectre d'émissivité. Le contrôle de l'état de polarisation est obtenu en utilisant une métasurface à base de nanorésonateurs chiraux ayant un couplage différent avec l'une ou l'autre des hélicités de polarisation circulaire. La caractérisation expérimentale de l'état de polarisation du rayonnement émis a également demandé le développement d'un polarimètre de Stokes performant opérant dans le MIR.

Title : Metasurface-based ultra fast incandescent sources for spectrally selective emission in the midwave infrared with controlled polarization state.
Keywords : thermal emission, incandescence, nanophotonics, metasurface

Abstract : The midwave infrared (MWIR) is a spectral range of high interest for many applications. However, their development is hindered by the lack of cheap, compact, efficient and robust sources. Incandescence is an interesting solution satisfying most aforementioned economic constraints. Yet, when it comes to physical properties of the emitted light, it suffers from severe drawbacks with a broadband, unpolarized and isotropic emission. Besides, thermal emitters are often bulky, therefore limited by thermal inertia. In fact, these limitations are not fundamental ones and can be overcome by engineering thermal emission using the latest tools developed in the fields of nanophotonics and nanofabrication. In this thesis, we design, optimize, fabricate and characterize several incandescent sources allowing for emission in the MWIR with a controlled polarization and emission spectrum, and sustaining modulation of the signal well beyond the kHz range. In a first part, we present a source optimized to have a narrowband emission spectrum around 5 µm with a high degree of linear polarization. Fast modulation of the emitted signal is controlled by the temperature of thin emitters which can cool down through conduction to a colder substrate. Control over the emissivity spectrum is obtained by using a Salisbury screen resonator and choice over the polarization state is achieved by using a metasurface consisting of metallic wires. We also study the efficiency of such temperature modulation-based sources and determine the relative importance of free parameters such as total emitting area or modulation type. In a second part, we propose a source optimized to emit in the MWIR with a high degree of circular polarization, in addition to sustaining fast modulation. It uses the same architecture as the first proposed source, benefiting from the same advantages in terms of modulation and tunability of the emissivity spectrum. Control over the polarization state is obtained by using nanoresonators having a different coupling to left or right circularly polarized light in the far-field. Experimental characterization of the polarization state is achieved through the development of a novel efficient Stokes polarimeter operating in the MWIR.