



**HAL**  
open science

## Contrôle des propriétés radiatives de corps par nanostructuration de leur surface

Armande Herve

► **To cite this version:**

Armande Herve. Contrôle des propriétés radiatives de corps par nanostructuration de leur surface. Thermique [physics.class-ph]. Université de Poitiers, 2017. Français. NNT: . tel-01757676

**HAL Id: tel-01757676**

**<https://theses.hal.science/tel-01757676>**

Submitted on 3 Apr 2018

**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.



---

## THÈSE

Pour l'obtention du Grade de

### DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE POITIERS

(École Nationale Supérieure d'Ingénieurs de Poitiers) (Diplôme National -  
Arrêté du 25 mai 2016)

École doctorale : Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique,  
Énergétique et Aéronautique

Spécialité : Thermique

Présentée par

**Armande HERVE**

---

## Contrôle des propriétés radiatives de corps par nanostructuration de leur surface

---

Directeur de thèse : **Karl JOULAIN**

Co-encadrants : **Jérémie DREVILLON**  
**Younès EZZAHRI**

soutenue le 11 décembre 2017  
devant la Commission d'Examen

<b>M. François MARQUIER</b> (Rapporteur)	Professeur, ENS Paris Saclay
<b>M. Brahim GUIZAL</b> (Rapporteur)	Professeur, Université de Montpellier
<b>M. Yannick DE WILDE</b> (Examineur)	Directeur de recherche, Institut Langevin
<b>M. Younès EZZAHRI</b> (Examineur)	Maître de conférence (HDR), ENSIP, Institut PPRIME
<b>M. Jérémie DREVILLON</b> (Examineur)	Maître de conférence, ENSIP, Institut PPRIME
<b>M. Karl JOULAIN</b> (Examineur)	Professeur, ENSIP, Institut PPRIME

---

# Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier l'ensemble du laboratoire qui m'a accueilli, ainsi que le LABEX qui a fourni le financement et participé à encadrer cette thèse.

Mes remerciements se portent ensuite vers les 3 personnes qui m'ont encadrée pendant ces 3 années de thèse. Je les remercie de m'avoir accordé leur confiance pour mener ce projet et pour tous leurs conseils. Tout d'abord, à Karl Joulain, merci de m'avoir fait découvrir le monde de la thermique aux nano-échelles. Merci également de m'avoir présenté et dirigé vers la plupart des acteurs de cette thèse. Enfin, merci pour les conseils et les réponses à mes nombreuses questions dans la bonne humeur. A Younès Ezzahri, merci pour la rigueur scientifique que tu m'as apportée, ton implication dans cette thèse et sa suite et pour tes nombreux encouragements. Ainsi que pour ton enthousiasme pour mes gâteaux. A Jérémie Drevillon, merci pour toute ton aide sur de nombreuses questions techniques, scientifiques et sur bien d'autres sujets, ainsi que de m'avoir encouragée et accompagnée sur la partie expérimentale. Vous avez des qualités très complémentaires et ce fut un réel plaisir de vous avoir tous les trois pour encadrant. Vous m'avez laissé une grande autonomie, mais il y avait toujours quelqu'un de présent en cas de problème. Ce fut un plaisir de travailler avec vous trois et j'espère que cela le sera encore pour un an de plus.

Je tiens également à remercier François Marquier et Brahim Guizal d'avoir accepté de rapporter cette thèse, ainsi que Yannick De Wilde d'avoir accepté de présider le jury. Je les remercie de l'intérêt qu'ils ont porté à cette thèse.

Dans le cadre de ce travail, j'ai pu collaborer avec un très grand nombre d'acteurs. Sans eux, la majorité de ce travail de thèse n'aurait pas pu voir le jour. Tout d'abord, merci à Jean-Paul Hugonin, qui nous a gentiment fourni le code RCWA et qui a répondu patiemment à mes innombrables questions. Un grand merci également à Domingos de Sousa Meneses et à son équipe à Orléans pour les données expérimentales des fonctions diélectriques et pour les mesures de réflectivité. J'ai également apprécié de pouvoir discuter avec lui d'un domaine que je maîtrisais peu et son intérêt en retour pour mon sujet de thèse. Merci aussi à Benoît Rousseau, qui nous a permis de réaliser les premières mesures de réflectivité sur nos échantillons. A Guillaume Amiard, merci pour la réalisation des échantillons de SiC et d'avoir accepté de les agrandir à la dernière minute et merci pour ta gentillesse et tes explications. Enfin, merci à Anny Michel et à Grégory Abadias pour m'avoir éclairé sur quelles structures multi-couches étaient réalisables "en vrai" et pour toutes les informations sur les contraintes liées à la déposition.

Je n'oublie pas l'ensemble des collègues du B25 qui ont ponctué mes journées au labo de passionnantes discussions et de gâteaux ! J'ai pu, dans ce bâtiment excentré du reste de P', rencontrer et côtoyer tellement de personnes formidables, certaines pour quelques mois, d'autres pour plus longtemps. Elles m'ont beaucoup appris, m'ont prodigué des conseils et des encouragements. Pour cela, Hélène, Myriam, José, Vital, Housseem, Anthony, Hamou

---

et tous les autres : merci!!! Merci aussi aux doctorants pour la bonne ambiance et bonne chance pour les prochains. Une mention spéciale pour Wejdene et Radouane, mes compagnons de rédaction, vous avez rendu cette partie bien plus agréable qu'elle s'annonçait. Félicitations pour votre diplôme!! Merci également au B17 de m'avoir ouvert ses portes de temps en temps. Et aux secrétaires pour toute leur aide.

Merci également à l'ADDICT et à tous les événements permettant de rencontrer des doctorants de toutes les disciplines, qui nous permettent d'ouvrir nos horizons et de faire germer de nouvelles idées.

Un grand merci à tous mes amis qui ont égayé mes soirées et mes vacances. A ceux que j'ai rencontré à Poitiers et qui sont pour beaucoup dans le même bateau. Sara, Sonia, Aimad, Anthony, Anh-Toan, Aurélien, Caroline, Romane, Bastien, Sandra, Guillaume, François... Merci pour votre soutien et bonne chance pour ceux à qui c'est bientôt le tour. Et à ceux, qui viennent de plus loin, Flora, Mélisande, Cécile, Eugénie et Laura, merci les filles, merci de vous être intéressées à ma thèse, même si ça n'était pas votre domaine, et de m'avoir encouragée. Félicitations à Flora pour avoir fini en même temps que moi!

Enfin, je tiens à remercier ma famille qui m'a toujours suivie et encouragée dans mes choix. Et, merci Florian d'avoir supporté toutes mes sautes d'humeur et de m'avoir soutenue jusqu'au bout malgré tout.

# Résumé

Cette thèse, séparée en deux axes principaux, porte sur l'étude de réseaux micrométriques gravés sur des matériaux polaires supportant des ondes de surface, générant ainsi des sources thermiques cohérentes. Dans le premier axe, nous exploitons les données expérimentales de fonctions diélectriques à différentes températures pour étudier l'évolution de l'émission thermique de réseaux de SiC et de SiO<sub>2</sub> en fonction de la température. Quand les matériaux sont chauffés, la position du pic d'émissivité se décale vers les plus grandes longueurs d'onde et son amplitude diminue. Ainsi des réseaux optimisés pour la température ambiante ne sont pas optimaux pour des températures plus élevées. Cependant, en modifiant les paramètres du réseau, il est possible de trouver un pic d'émission avec un maximum d'émissivité proche de 1 pour chaque température pour des réseaux 1D et 2D de SiC et de SiO<sub>2</sub>. Nous discutons aussi d'un réseau de SiC qui serait un bon émetteur directionnel dans l'IR sur une large gamme de températures. Le second axe a pour but d'optimiser une structure associant multi-couche et réseau pour une application de refroidissement radiatif : réflexion totale dans le spectre solaire et émission totale dans la fenêtre de transparence de l'atmosphère (8-13  $\mu\text{m}$ ). Nous optimisons des réseaux de BN, SiC et SiO<sub>2</sub>, possédant des pics d'émissivité dans la fenêtre de transparence de l'atmosphère. Un multi-couche métal/diélectrique complète les propriétés radiatives nécessaires au refroidissement radiatif. Les structures optimisées produisent une bonne puissance de refroidissement radiatif pouvant aller jusqu'à 90  $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ .

## Mots-clés

Matériaux polaires, Rayonnement en champ proche, Sources thermiques cohérentes, Réseaux, Variation de la fonction diélectrique avec la température, Refroidissement radiatif, Multicouches

---

# Abstract

This thesis, separated into two main axes, deals with the study of micrometric gratings, ruled on a polar material that supports surface phonon-polaritons, thus producing coherent thermal sources. In the first axe, we exploit the experimental data of the dielectric functions at different temperatures to study the evolution of the thermal emission of SiC and SiO<sub>2</sub> gratings as a function of temperature. When materials are heated, the position of the grating emissivity peak shifts towards higher wavelength values and its amplitude decreases. Thus room temperature designed gratings are not optimal for higher temperatures. However, by modifying the grating parameters, it is possible to find an emission peak, with a maximum of emissivity near 1, for each temperature for 1D and 2D SiC and SiO<sub>2</sub> gratings. We also obtained a SiC grating, which is a good narrow IR emitter over a large range of temperatures.

In the second part, we optimize a structure combining a multi-layer and a grating for an application of radiative cooling : total reflection in the solar spectrum and total emission in the atmospheric transparency window (8-13  $\mu\text{m}$ ). We use optimized BN, SiC and SiO<sub>2</sub> gratings, which have emissivity peaks in the transparency window. A metal/dielectric multi-layer structure complete the radiative properties necessary for the occurring of radiative cooling. The optimized structures produce a good radiative cooling power that can go up to 90  $\text{W.m}^{-2}$ .

## Mots-clés

Polar materials, Thermal radiation, Coherent thermal sources, Gratings, Variation of the dielectric function with temperature, Radiative Cooling, Multi-layers

---

# Table des matières

Introduction générale	1
<b>I Étude de la dépendance en température de sources thermiques cohérentes composées de réseaux de SiC et de SiO<sub>2</sub></b>	<b>5</b>
<b>1 État de l’art.</b>	<b>9</b>
1.1 État de l’art sur l’émission thermique cohérente.	9
1.1.1 Cristaux photoniques.	10
1.1.2 Métamatériaux.	11
1.1.3 Films minces.	12
1.1.4 Multi-couche.	13
1.1.5 Cavités.	13
1.1.6 Réseaux, avec ou sans structures associées, indépendants des SPP.	15
1.1.7 Réseaux et SPP.	16
1.1.8 Applications et approche envisagée.	22
1.2 Structures étudiées et physique des phonons-polaritons de surface (SPP).	23
1.2.1 Rayonnement en champ lointain et en champ proche.	23
1.2.2 Surface phonon polaritons ou SPP.	28
1.2.3 Introduction d’un réseau 1D.	32
1.3 Méthode RCWA (Rigorous coupled wave analysis).	37
1.3.1 Choix de la méthode.	37
1.3.2 Base de la méthode RCWA.	37
1.3.3 Application dans le code de calcul RETICOLO.	41
1.4 Conclusion.	42
<b>2 Étude de la dépendance en température de sources thermiques cohérentes composées de réseaux de SiC et de SiO<sub>2</sub>.</b>	<b>51</b>
2.1 Données expérimentales de la fonction diélectrique du SiC et du SiO <sub>2</sub> en fonction de la température.	52
2.1.1 Obtention des données brutes.	52
2.1.2 Analyse des données.	52
2.2 Résultats 1D.	54
2.2.1 Utilisation des données expérimentales avec des réseaux de la littérature.	54
2.2.2 Optimisation des réseaux pour différentes températures.	58
2.2.3 Un choix de paramètres pour une optimisation à toutes les températures.	65
2.2.4 Dépendance de l’émissivité avec l’angle azimutal.	71

2.3	Résultats 2D. . . . .	75
2.3.1	Bref rappel physique sur les réseaux 2D. . . . .	75
2.3.2	Optimisation des réseaux 2D à différentes températures pour le SiC et le SiO <sub>2</sub> . . . . .	76
2.3.3	Relation de dispersion à différentes températures. . . . .	79
2.4	Comparaison expérimentale. . . . .	80
2.4.1	Objectifs. . . . .	80
2.4.2	Propriétés du SiC. . . . .	80
2.4.3	Construction des réseaux au FIB (Focused Ion Beam). . . . .	81
2.4.4	Mesures et biais expérimentaux éventuels. . . . .	83
2.4.5	Pics expérimentaux comparés aux pics théoriques. . . . .	84
2.5	Conclusion. . . . .	87

**II Application au refroidissement radiatif d’une structure multi-couche + réseau 91**

**3 Rétrospective sur le refroidissement radiatif et méthode d’optimisation 95**

3.1	Bibliographie relative au refroidissement radiatif. . . . .	95
3.2	Principe du refroidissement radiatif. . . . .	102
3.3	Optimisation par Essaim Particulaire (OEP). . . . .	106
3.3.1	Choix de la méthode. . . . .	107
3.3.2	Principe de l’OEP. . . . .	107
3.3.3	Couplage OEP-RETICOLO. . . . .	109
3.4	Conclusion. . . . .	110

**4 Optimisation d’une structure multi-couche + réseau pour une application de refroidissement radiatif. 115**

4.1	Cible du refroidissement radiatif. . . . .	115
4.1.1	Introduction. . . . .	115
4.1.2	Optimisation à partir des équations du refroidissement radiatif. . .	116
4.1.3	Optimisation de la cible - comparaison de différentes cibles idéales. .	119
4.1.4	Cibles retenues. . . . .	132
4.2	Optimisation d’une structure multi-couches associées à un réseau 1D. . .	133
4.2.1	Design des structures étudiées. . . . .	133
4.2.2	Couche métallique. . . . .	134
4.2.3	Apport de la structure multi-couche. . . . .	134
4.2.4	Apport du réseau théorique. . . . .	135
4.2.5	Résultats pour les 3 types de réseaux. . . . .	137
4.2.6	Évolution du refroidissement radiatif au cours de la journée dans certains cas. . . . .	148
4.2.7	Étude d’une structure dans les 2 polarisations TM et TE. . . . .	151
4.3	Vers une validation expérimentale de certains de ces résultats. . . . .	153
4.3.1	Méthodes de fabrication et limitations expérimentales. . . . .	153
4.3.2	Structures multi-couches+ réseau simplifiées. . . . .	153
4.4	Conclusion. . . . .	155

**Conclusion 159**

**A Modèle semi-quantique simplifié 161**

<b>B</b> Programme pour calculer la hauteur et l'éclairement du soleil à un temps $t$ pour un jour de l'année et une position géographique donnés	<b>163</b>
---	------------



# Introduction

Certains matériaux polaires, tels que le SiC ou le SiO<sub>2</sub>, possèdent des ondes de surface, appelées surface phonon-polaritons (SPP), qui ont la particularité d'être évanescentes et ne peuvent donc pas naturellement rayonner en champ lointain. Le sujet central de ce travail est l'étude de réseaux micrométriques gravés à la surface de matériaux supportant ces ondes de surfaces, qui en les diffusant forment ainsi des sources thermiques cohérentes. Des réseaux 1D [1–3] et 2D [4] ont déjà été conçus à cette fin. L'objectif ici est d'étudier l'évolution de l'émissivité de ce type de réseaux en fonction de la température. Cette étude sera réalisée à partir de données expérimentales des propriétés optiques à différentes températures des matériaux utilisés. Par la suite, nous nous sommes interrogés sur la possibilité de concevoir des structures utilisant des réseaux qui auraient des propriétés émissives très particulières. Par exemple des structures capables d'émettre sur une bande très étroite de longueur d'onde (8-13  $\mu\text{m}$ ) et d'être très réfléchissantes à d'autres longueurs d'onde (bande d'émission solaire par exemple). De telles structures pourraient permettre de produire du refroidissement radiatif. C'est ce que nous avons tenté de réaliser dans la deuxième partie de cette thèse.

Cette thèse fait suite aux travaux de François Marquier [5] qui a étudié l'émission thermique de réseaux unidimensionnels de SiC (Carbure de Silicium) et de Christophe Arnold qui s'est intéressé à l'émission thermique cohérente de réseaux 1D et 2D de SiC [6].

Ainsi la première partie de la thèse a été consacrée à l'étude des réseaux de SiC et de SiO<sub>2</sub> avec une approche particulière : l'étude de la dépendance en température de sources thermiques cohérentes composées de réseaux de SiC et de SiO<sub>2</sub>.

Le chapitre 1 est un état de l'art portant d'une part sur les différentes manières d'obtenir des sources thermiques cohérentes et d'autre part sur les sources thermiques obtenues en gravant un réseau sur un matériau. Nous y présenterons aussi un bref rappel de la physique du rayonnement dans le cadre de l'électromagnétisme. On y présentera aussi la notion de phonon-polaritons de surface, ondes de surface évanescentes présentes à la surface des matériaux polaires que nous étudions. La création de sources thermiques cohérentes par la diffusion des ondes de surface par un réseau 1D sera ensuite abordée, ainsi que la notion de relation de dispersion. Enfin la dernière section de ce premier chapitre portera sur la méthode numérique utilisée pour calculer l'émissivité de nos réseaux de SiC et de SiO<sub>2</sub>. La méthode RCWA (Rigorous Coupled Wave Analysis) est initialement une méthode utilisée pour l'étude de la diffusion par des réseaux en optique, mais, par réciprocity, elle peut être appliquée pour l'étude de l'émission thermique des réseaux. Nous insisterons aussi sur les spécificités du code RETICOLO que nous utilisons par rapport à la méthode RCWA.

Dans le chapitre 2, nous aborderons d'abord une première contribution originale de notre étude : la dépendance en température de sources thermiques cohérentes composées de réseaux de SiC et de SiO<sub>2</sub>. Nous présenterons d'abord les données expérimentales de

propriétés optiques pour différentes températures du SiC et du SiO<sub>2</sub>. Ces données ont été obtenues en collaboration avec l'équipe de Domingos de Sousa Meneses au CEMHTI à Orléans. Nous présentons ensuite nos résultats numériques obtenus à partir de ces propriétés optiques sur des réseaux 1D et 2D de SiO<sub>2</sub> et de SiC. Nous confrontons enfin ces résultats à des réseaux expérimentaux de SiC réalisés par gravure avec un FIB (Focused Ion Beam) et en réalisant des mesures de réflectivité à incidence normale et à différentes températures, une nouvelle fois en collaboration avec le CEMHTI à Orléans.

La découverte des propriétés de ce type de réseaux a suscité de nombreuses applications, comme par exemple l'utilisation de la présence de pics d'émissivité dans la zone de transparence de l'atmosphère entre 8 et 13  $\mu\text{m}$  pour améliorer le refroidissement radiatif d'un matériau. L'idée d'utiliser les réseaux pour produire du refroidissement radiatif a déjà été soulevée [1], mais le fait est que les réseaux restent pour le moment les grands absents dans les structures produisant du refroidissement radiatif. Ces structures sont à l'heure actuelle majoritairement constituées de multi-couches et de cristaux photoniques. C'est pour combler ce manque que nous avons consacré la seconde partie de cette thèse à l'association de multi-couches et de réseaux pour produire du refroidissement radiatif.

Dans le chapitre 3, nous présentons une étude bibliographique exhaustive des travaux sur le refroidissement radiatif. Nous expliquons ensuite son principe en détail. Puis, nous commentons la méthode numérique OEP (optimisation par essaim particulaire) associée à notre code RCWA pour optimiser nos structures destinées au refroidissement radiatif.

Dans le chapitre 4, nous étudions d'abord différentes émissivités "cibles". Pour avoir un bon refroidissement radiatif, il est nécessaire d'avoir une très bonne réflectivité dans la bande d'émission solaire et une très bonne émissivité dans la fenêtre de transparence de l'atmosphère. Mais déterminer quelle émissivité "cible" fixer dans les autres gammes de longueurs d'onde, pour obtenir la meilleure puissance de refroidissement radiatif possible ou la plus basse température de structure possible, est moins évident. Nous associerons ensuite les meilleures émissivités "cible" à notre code d'OEP de manière à ce que nos structures multi-couches + réseau optimisées se rapprochent au maximum de ces cibles. Puis nous présentons les structures multi-couches + réseaux optimisées pour obtenir la meilleure puissance de refroidissement possible. Enfin, nous présentons quelques structures simplifiées destinées à une réalisation expérimentale de nos structures.

## Bibliographie

- [1] J.-J. Greffet, R. Carminati, K. Joulain, J.-P. Mulet, S. Mainguy, and Y. Chen. Coherent emission of light by thermal sources. *Nature*, 416(6876) :61–64, March 2002.
- [2] F. Marquier, K. Joulain, J.-P. Mulet, R. Carminati, J.-J. Greffet, and Y. Chen. Coherent spontaneous emission of light by thermal sources. *Physical Review B*, 69(15) :155412, 2004.
- [3] N. Dahan, A. Niv, G. Biener, V. Kleiner, and E. Hasman. Space-variant polarization manipulation of a thermal emission by a SiO<sub>2</sub> subwavelength grating supporting surface phonon-polaritons. *Applied Physics Letters*, 86(19) :191102, May 2005.
- [4] C. Arnold, F. Marquier, M. Garin, F. Pardo, S. Collin, N. Bardou, J.-L. Pelouard, and J.-J. Greffet. Coherent thermal infrared emission by two-dimensional silicon carbide gratings. *Physical Review B*, 86(3) :035316, 2012.

- [5] F. Marquier. *Interaction des ondes de surface avec des microstructures périodiques. Émission thermique cohérente et transmission résonante.* phdthesis, Ecole Centrale Paris, October 2004.
- [6] C. Arnold. *Émission de rayonnement infrarouge assistée par ondes de surface : émission thermique cohérente et électroluminescence.* PhD thesis, Ecole centrale de Paris, November 2008.



## Première partie

Étude de la dépendance en température  
de sources thermiques cohérentes  
composées de réseaux de SiC et de SiO<sub>2</sub>



# Introduction

De nombreuses sources thermiques ont déjà été conçues à partir de réseaux. On peut citer par exemple les sources de Greffet et al. [1] ou de Marquier et al. [2] obtenues à partir d'un réseau 1D de SiC, celles de Dahan et al. [3] à partir d'un réseau 1D de SiO<sub>2</sub> ou bien celles de Arnold et al. [4]. D'autres exemples seront présentés dans le chapitre 1. Cependant, à notre connaissance, ces sources thermiques cohérentes n'ont pas été étudiées en fonction de la température. Des mesures expérimentales d'émissivité à température élevée de certains de ces réseaux ont bien été réalisées [2, 3]. Lors de ces expériences, les auteurs ont remarqué un décalage entre les longueurs d'onde des maximums des pics d'émissivité obtenus expérimentalement et théoriquement. Ils ont attribué ce décalage à une variation de la fonction diélectrique avec la température et ont ajusté leur longueur d'onde théorique grâce à un modèle de Lorentz dont les paramètres ont été modifiés. Mais, à ce jour, aucune étude numérique n'a utilisé directement des propriétés optiques mesurées expérimentalement à différentes températures. C'est pourquoi nous consacrerons cette première partie à l'étude de la variation de l'émissivité de sources cohérentes en fonction de la température, à partir de propriétés optiques de matériaux mesurées expérimentalement.

Dans cette première partie, nous réaliserons d'abord un état de l'art sur l'émission thermique cohérente et puis plus particulièrement l'émission thermique cohérente créée par des réseaux. La seconde section du chapitre 1 sera consacrée à un rappel des principes du rayonnement dans le cadre de l'électromagnétisme ainsi que la physique des SPP et la création de sources thermiques par la diffusion des ondes de surface par un réseau. La dernière section de ce chapitre portera sur la présentation de la méthode RCWA qui nous permet de calculer l'émissivité d'une structure avec réseau en fonction de la longueur d'onde.

Nous présenterons ensuite dans le chapitre 2 les propriétés optiques du SiC et du SiO<sub>2</sub>, deux matériaux polaires supportant des SPP, obtenues expérimentalement en fonction de la température par le laboratoire CEMHTI à Orléans. Nous étudierons ensuite la variation avec la température de deux sources thermiques cohérentes de SiC et de SiO<sub>2</sub> optimisées pour la température ambiante. Puis nous verrons qu'il est possible d'optimiser ces réseaux de manière à avoir un fort pic d'émissivité pour chaque température ou d'avoir un même réseau permettant un fort pic d'émissivité pour toutes les températures. Nous envisagerons aussi l'influence de l'angle azimutal sur l'émissivité à haute température. Nous réaliserons ensuite le même type d'étude pour des réseaux 2D. Enfin, nous présenterons les mesures en réflectivité pour certains de nos réseaux optimisés et en fonction de la température pour un réseau 1D.

## Bibliographie

- [1] J.-J. Greffet, R. Carminati, K. Joulain, J.-P. Mulet, S. Mainguy, and Y. Chen. Coherent emission of light by thermal sources. *Nature*, 416(6876) :61–64, March 2002.
- [2] F. Marquier, K. Joulain, J.-P. Mulet, R. Carminati, J.-J. Greffet, and Y. Chen. Coherent spontaneous emission of light by thermal sources. *Physical Review B*, 69(15) :155412, 2004.
- [3] N. Dahan, A. Niv, G. Biener, V. Kleiner, and E. Hasman. Space-variant polarization manipulation of a thermal emission by a SiO<sub>2</sub> subwavelength grating supporting surface phonon-polaritons. *Applied Physics Letters*, 86(19) :191102, May 2005.
- [4] C. Arnold, F. Marquier, M. Garin, F. Pardo, S. Collin, N. Bardou, J.-L. Pelouard, and J.-J. Greffet. Coherent thermal infrared emission by two-dimensional silicon carbide gratings. *Physical Review B*, 86(3) :035316, 2012.

# Chapitre 1

## État de l'art.

### Sommaire

---

<b>1.1 État de l'art sur l'émission thermique cohérente.</b>	<b>9</b>
1.1.1 Cristaux photoniques.	10
1.1.2 Métamatériaux.	11
1.1.3 Films minces.	12
1.1.4 Multi-couche.	13
1.1.5 Cavités.	13
1.1.6 Réseaux, avec ou sans structures associées, indépendants des SPP.	15
1.1.7 Réseaux et SPP.	16
1.1.8 Applications et approche envisagée.	22
<b>1.2 Structures étudiées et physique des phonons-polaritons de surface (SPP).</b>	<b>23</b>
1.2.1 Rayonnement en champ lointain et en champ proche.	23
1.2.2 Surface phonon polaritons ou SPP.	28
1.2.3 Introduction d'un réseau 1D.	32
<b>1.3 Méthode RCWA (Rigorous coupled wave analysis).</b>	<b>37</b>
1.3.1 Choix de la méthode.	37
1.3.2 Base de la méthode RCWA.	37
1.3.3 Application dans le code de calcul RETICOLO.	41
<b>1.4 Conclusion.</b>	<b>42</b>

---

### 1.1 État de l'art sur l'émission thermique cohérente.

Les sources thermiques sont souvent considérées comme les sources typiquement incohérentes. Cependant, on sait maintenant qu'il est possible de créer des sources thermiques directionnelles et monochromatiques en gravant un réseau sur un métal, possédant des plasmon-polaritons de surface, ou sur un matériau polaire, qui supporte des phonon-polaritons de surface (SPP) tel que le SiC ou le SiO<sub>2</sub> [1, 2]. Les polaritons de surface sont des ondes électromagnétiques évanescentes, qui se propagent le long de la surface du matériau et dont l'intensité décroît exponentiellement lorsque l'on s'éloigne de la surface. Elles n'existent donc de manière significative qu'à des distances de la surface plus petites ou de l'ordre de la longueur d'onde, domaine qui constitue le champ proche optique. Elles sont dues, dans les métaux, à des oscillations collectives d'électrons libres et

dans les matériaux polaires à une résonance collective de la vibration des atomes [3, 4]. Microstructurer la surface de ces matériaux avec un réseau permet de coupler ces ondes à des modes radiatifs et de les rayonner en champ lointain. Nous rappellerons dans les chapitres suivants la physique des SPP. Les sources thermiques cohérentes peuvent être obtenues de bien d'autres manières. Bien que celles qui nous intéressent principalement dans le cadre de cette étude sont les sources thermiques obtenues par gravure d'un réseau micrométrique (avec des échelles de longueur caractéristiques des longueurs d'onde d'émission thermique) à la surface d'un matériau supportant des SPP, l'usage des SPP a parfois été couplé à d'autres phénomènes :

- l'excitation de modes de micro cavités consistant en des ondes résonantes entre elles à l'intérieur des rainures d'un réseau ou d'une cavité [5]. Ces modes peuvent se former dans les réseaux profonds ou les micro cavités périodiques, parfois dans des structures multicouches. Ils sont en général peu sensibles à l'angle d'émission et peuvent être utilisés pour former des sources thermiques cohérentes omnidirectionnelles ;

- les polaritons magnétiques sont des résonances magnétiques dues au couplage d'une onde incidente avec le courant anti-parallèle de bandes métalliques. Ils peuvent apparaître par exemple dans le cas d'un réseau métallique déposé sur un multi-couche métal/diélectrique [6] ;

- la formation d'une bande interdite photonique ou l'excitation d'onde de surface (parfois appelés "PC modes") à l'interface d'un film métallique ou diélectrique avec un cristal photonique sont caractéristiques de l'émission thermique produite par des cristaux photoniques [7, 8] ;

- des modes résonants similaires à ceux présents dans une cavité de Fabry-Pérot peuvent apparaître dans des films minces [9] ou des structures multicouches [10] ;

- une perméabilité et une permittivité diélectrique négatives sont les caractéristiques des plus célèbres métamatériaux [11]. Eux aussi peuvent produire une émission thermique cohérente.

On montrera l'utilisation de ces différents phénomènes dans certaines structures avant de réaliser un état de l'art des structures utilisant des SPP ou des SPP couplées à certains de ces autres phénomènes.

### 1.1.1 Cristaux photoniques.

En 1946, Purcell [12] propose l'idée de contrôler l'émission spontanée d'un atome ou d'une molécule en utilisant l'environnement électromagnétique de celui-ci. Cela peut avoir d'importantes applications, notamment pour les lasers semi-conducteurs. Yablonovitch [7] imagine la possibilité d'interdire la propagation des ondes électromagnétiques par l'intermédiaire d'une structure diélectrique périodique. Cela permet de produire un "band-gap" autrement dit une absence de modes dans certaines gammes de longueur d'onde interdisant ainsi l'émission spontanée. Certains types de cristaux photoniques (notamment avec un "band-gap" partiellement directionnel ou avec l'introduction d'un défaut) permettent de produire des sources thermiques directionnelles [8, 13–15]. Par exemple, Enoch et al. [13] ont conçu un cristal photonique constitué d'une alternance d'une couche de ZnSe et d'un film d'or microstructuré pour produire une source émettant aux alentours de  $9 \mu\text{m}$  (Figure 1.1). Ben-Abdallah et Ni proposent quant à eux un réseau de Bragg possédant un défaut [14] (Figure 1.2). Le défaut pris en sandwich entre deux cristaux permet une forte émission omni-directionnelle de la structure.

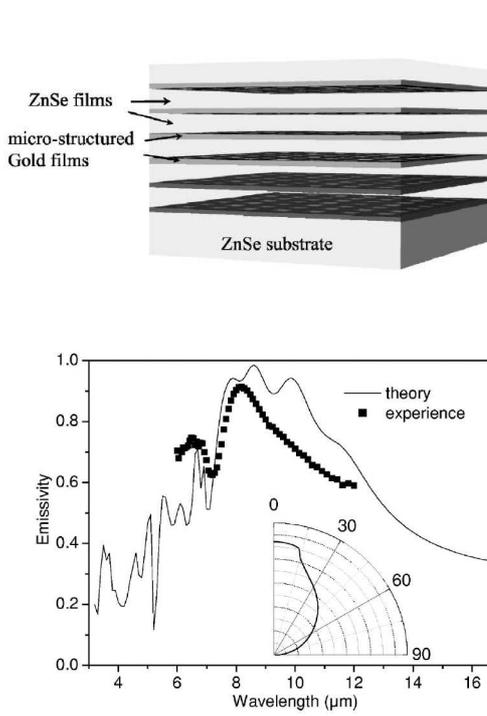


FIGURE 1.1 – Cristal photonique constitué d'une alternance d'une couche de ZnSe et d'un film d'or microstructuré conçu pour contrôler l'émission thermique et son émissivité en fonction de la longueur d'onde tiré de [13].

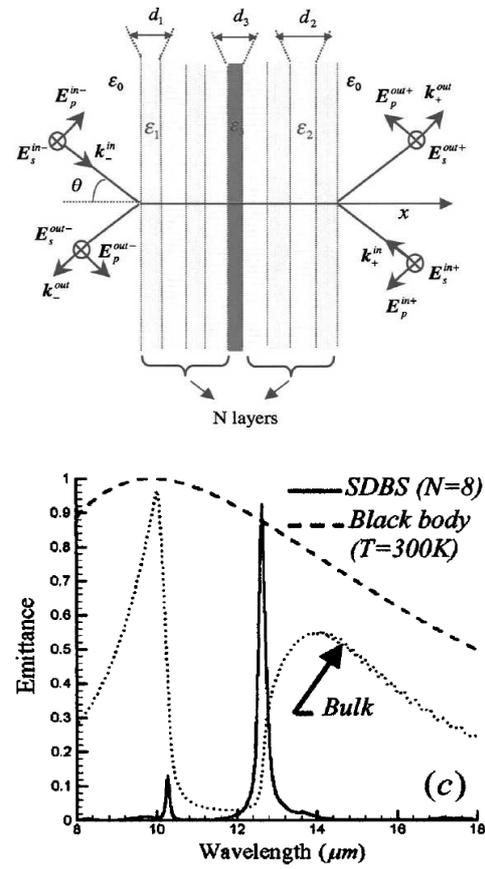


FIGURE 1.2 – Réseau de Bragg possédant un unique défaut [14] et son émittance en fonction de la longueur d'onde.

### 1.1.2 Métamatériaux.

Les métamatériaux tout comme les cristaux photoniques sont des structures ayant des propriétés électromagnétiques particulières. Cependant, contrairement aux cristaux photoniques qui ont une taille de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde considérée, les métamatériaux sont fabriqués à partir de structures élémentaires qui forment un milieu effectif lorsque la longueur d'onde considérée est plus grande que la taille des nanostructures constituant le métamatériau. En effet, les métamatériaux sont une classe de matériaux créés artificiellement composés d'un ensemble de microstructures ou "méta-atomes" sub-longueur d'onde permettant, pour des longueurs d'onde plus grandes que la taille de microstructure, de présenter des propriétés électromagnétiques "exotiques", qui sont difficiles à obtenir avec des matériaux naturels. Par exemple, les matériaux à indice négatifs introduits historiquement par Veselago [16], possédant à la fois une perméabilité et une permittivité négatives et des propriétés de réfraction très différentes des matériaux ordinaires peuvent être obtenus sous forme de métamatériaux. En raison de la difficulté d'élaboration de tels objets, il a fallu attendre le début des années 2000 pour voir apparaître leur processus de construction [17, 18] et une véritable fabrication [19] de ces métamatériaux. Enoch et al. [20] ont proposé ensuite les premiers résultats en émission pour les métamatériaux, à 14 GHz pour des longueurs d'onde beaucoup plus grandes que les longueurs d'onde infrarouges. Vynck et al. [21] ont proposé un métamatériau entièrement diélectrique, donc ne possédant pas les faiblesses des métaux, pour des fréquences

optiques. Soukoulis et al. [11] ont montré en 2007 que les progrès dans le domaine des nanotechnologies pouvaient laisser espérer des progrès rapides dans les performances et permettre d'obtenir rapidement un métamatériau ayant un indice négatif dans le visible. Les matériaux à indice négatif qui présentent une bande de fréquence où la perméabilité et la permittivité sont négatifs sont les métamatériaux les plus connus, mais d'autres métamatériaux fabriqués à partir de nanostructures de tailles très inférieures à la longueur d'onde considérée peuvent présenter des propriétés intéressantes comme des résonances de leur permittivité et produire des sources thermiques cohérentes. Ainsi en 2009, Dicken et al. [22] ont proposé un métamatériau composé de "résonateurs" (anneau semi-ouvert) de  $\text{VO}_2$  et d'Ag. Ce métamatériau produit une émission dans le proche infrarouge dont la fréquence peut être modifiée grâce au changement de phase du  $\text{VO}_2$  (Figure 1.3). En 2011, Mason et al. [23] ont proposé un métamatériau permettant de produire et de moduler une émission dans le moyen infrarouge. En 2012, Mattiucci et al. [24] ont produit une source thermique cohérente dans l'infrarouge moyen à partir d'un réseau métallique profond dont la période est plus petite que la longueur d'onde considérée (Figure 1.4).

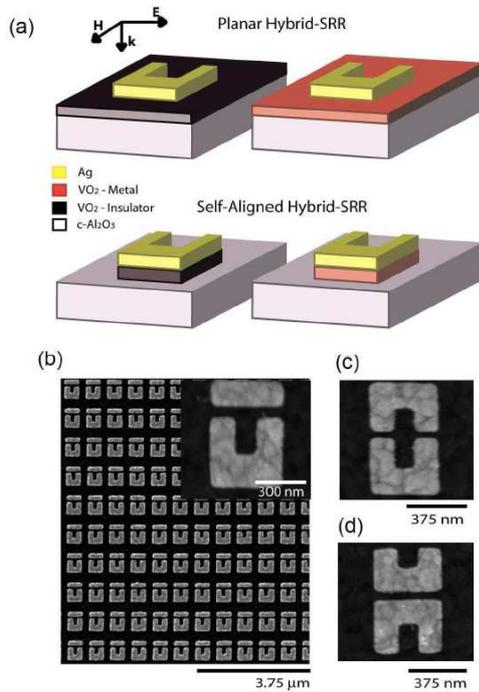


FIGURE 1.3 – Métamatériau composé de "résonateurs" (anneau semi-ouvert) de  $\text{VO}_2$  et d'Ag [22] pour une émission dans le proche infrarouge.

### 1.1.3 Films minces.

Les films minces simples peuvent aussi produire une émission thermique cohérente [9, 25]. L'émission provient cette fois-ci de la présence de résonances de Fabry-Pérot à l'intérieur du film. Par exemple, Ben-Abdallah a proposé une structure composée d'un film diélectrique absorbant entouré d'un diélectrique transparent [9] (Figure 1.5). Les ondes métastables présentes au sein du film absorbant sont quantifiées par les limites du film mince. Ce type de structure permet de produire une source thermique émettant pour

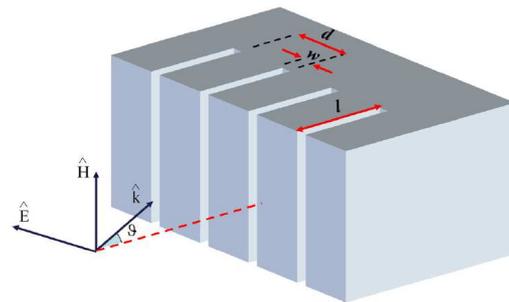


FIGURE 1.4 – Réseau métallique profond dont la période est plus petite que la longueur d'onde considérée [24] produisant une source thermique cohérente.

les deux polarisations, cependant l'émission produite est plus faible que pour d'autres sources.

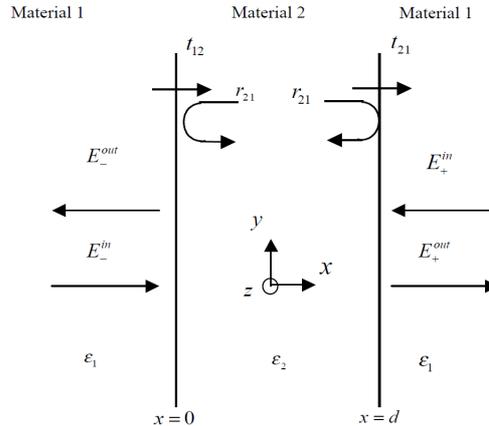


FIGURE 1.5 – Film mince diélectrique absorbant entouré d'un diélectrique transparent permettant la production d'une source thermique cohérente, tiré de [9].

### 1.1.4 Multi-couche.

L'émission thermique de multi-couches est due à des phénomènes physiques analogues à ceux qui se produisent dans les films minces. En effet, si des résonances peuvent se produire dans des films minces, les cavités formées par les multi-couches peuvent permettre d'en améliorer l'émissivité, grâce aux modes résonants se formant à l'intérieur. Celanovic et al. [26] ont proposé une structure multi-couches présentant une émission thermique directionnelle. Cette structure est constituée d'une couche métallique sur laquelle repose une couche diélectrique formant une cavité verticale, cette cavité est elle-même surmontée d'un multi-couche pouvant être assimilé à un cristal photonique 1D et agissant comme un miroir semi-transparent fermant la cavité (Figure 1.6). La fréquence de résonance peut être ensuite modulée par une modification de l'épaisseur de la cavité. En 2006, Lee et Zhang [10] comparent l'émission d'un cristal photonique sur une surface réfléchissante, l'émission provenant de l'excitation d'ondes de surface, à une cavité présentant des résonances de Fabry-Pérot (Figure 1.7).

De nombreuses structures multi-couches présentant une émission thermique cohérente ont été développées depuis [27–31].

### 1.1.5 Cavités.

L'émission des cavités, structures bien souvent proches des réseaux, provient elle aussi des résonances, bien que de manière un peu différente. Ces résonances peuvent provenir de l'excitation de SPP à l'intérieur de cavités ou d'autres phénomènes.

Sai et al. [32, 33] ont proposé d'utiliser des cavités 2D de tungstène (W) comme des absorbeurs solaires sélectifs grâce à une amélioration de l'absorption intrinsèque du W (« standing wave resonance »). A l'aide de cavités de SiO<sub>2</sub> et de SiC, Dahan et al. [34, 35] sont arrivés à produire des sources thermiques avec une très grande cohérence, supérieure à celle des réseaux, grâce à la résonance des SPP à l'intérieur des cavités (Figure 1.8). Popov et al. [36] ont utilisé le même type de cavités mais avec des métaux.

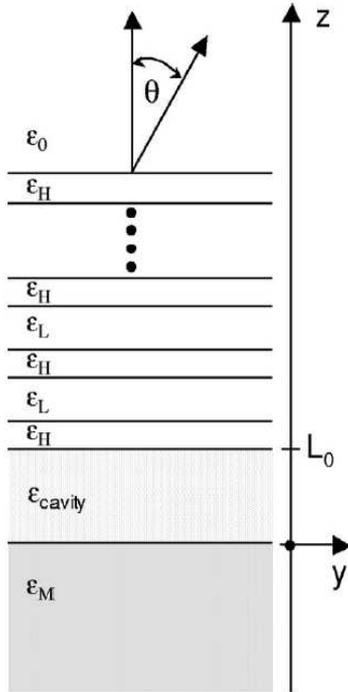


FIGURE 1.6 – Couche métallique sur laquelle repose une couche diélectrique formant une cavité verticale, cette cavité est elle-même surmontée d'un multi-couches pouvant être assimilé à un cristal photonique 1D [26] pour une émission thermique directionnelle.

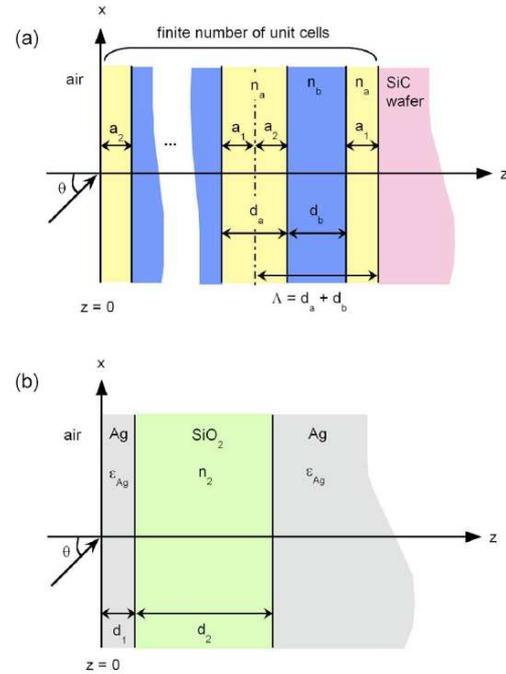


FIGURE 1.7 – Structures produisant une émission thermique cohérente tirées de [10] : (a) Cristal photonique 1D reposant sur un substrat de SiC ; (b) Cavité résonante de Fabry-Pérot assymétrique composée d'une couche diélectrique localisée entre 2 couches métalliques.

En 2008, Ikeda et al. [38] ont démontré théoriquement et expérimentalement que des cavités d'or peuvent produire un pic d'émissivité étroit et polarisé. L'émission est produite par une résonance plasmon, la cavité agissant comme un guide d'onde métal/isolant/métal : on a alors une sorte de résonance de Fabry-Pérot. La même année, la même équipe [37] a profité de ces propriétés intéressantes pour reprendre la structure et graver des cavités de période différente dans les directions horizontale et verticale pour produire un émetteur qui peut changer de longueur d'onde et donc de couleur selon la polarisation (Figure 1.9). En 2010, Chen et Tan [39] ont comparé les propriétés radiatives de structures bidimensionnelles convexes (réseaux 2D) et concaves (cavités) de tungstène (Figure 1.10). Les premières sont dominées par des résonances de cavités et les secondes utilisent différents phénomènes (excitation des SPP, résonances de cavité et anomalies de Wood). Maruyama et al. [40], puis Huang et al. [5] ont utilisé eux aussi l'excitation des modes de microcavités pour produire de l'émission thermique.

Cheng et al. [41] ont utilisé des réseaux complexes de Si avec différentes profondeurs pour obtenir un bon absorbeur pour les cellules solaires (figure 1.11). Le mécanisme repose cette fois-ci sur les résonances des micro-cavités. Zhao et Zhang [42] ont associé les pics d'émissivité de réseaux profonds d'argent et de Si dopés à des résonances de polaritons magnétiques. Leur modèle prédit bien les résonances des polaritons magnétiques qui contrôlent cette émission thermique.

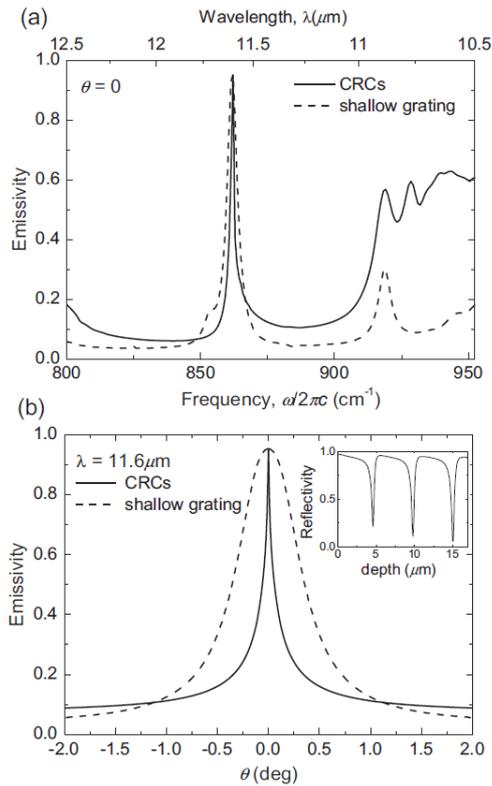


FIGURE 1.8 – Comparaison théorique de l'émissivité d'une cavité résonante de SiC (CRC) à celle d'un réseau peu profond de SiC en fonction de (a) la longueur d'onde pour une direction normale (b) l'angle d'émission pour une longueur d'onde  $\lambda = 11.6 \mu\text{m}$ , tiré de [34].

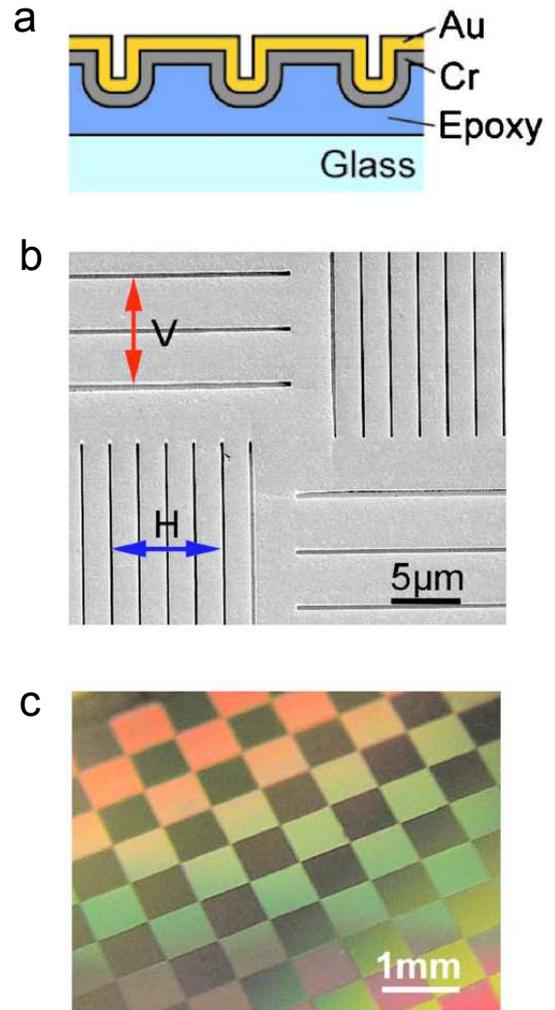


FIGURE 1.9 – (a) Cavité d'or (b) Micrographie électronique montrant des cavités de période différente gravées dans les directions horizontale et verticale (c) Image optique de la structure émettrice ; images tirées de [37].

### 1.1.6 Réseaux, avec ou sans structures associées, indépendants des SPP.

Indépendamment de la présence de SPP à la surface du matériau, la présence de réseaux ou de structuration de surface peut aussi permettre de modifier les propriétés d'émission ou d'absorption des surfaces, nous présenterons dans ce paragraphe quelques-unes de ces possibilités.

En 2011, Raman et al. [43] ont proposé d'ajouter des réseaux 1D et 2D au dessus de cellules solaires pour en améliorer l'absorption.

En 2013, Gong et al. [44] ont choisi de combiner un réseau métallique avec un réseau de Bragg pour produire un pic d'émissivité monochromatique ultra-fin, qui soit à la fois spatialement et temporellement cohérent.

Lee et al. [6] ont étudié une structure faite d'un réseau 1D d'argent déposé sur une couche diélectrique reposant elle-même sur une couche métallique (Figure 1.12). Cette

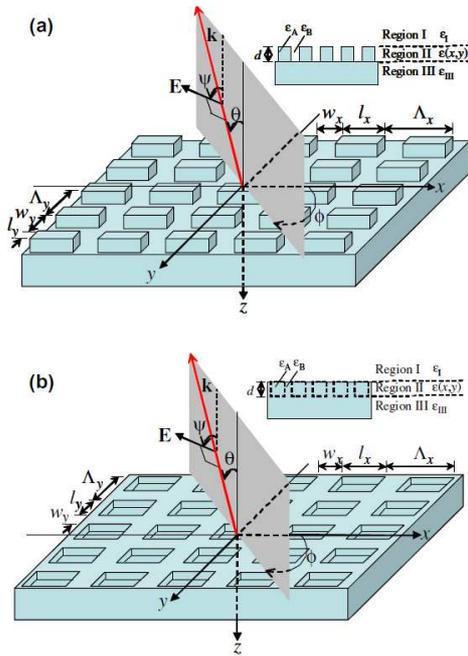


FIGURE 1.10 – Structures bidimensionnelles (a) convexes (réseaux 2D) et (b) concaves (cavités) de tungstène; images tirées de [39].

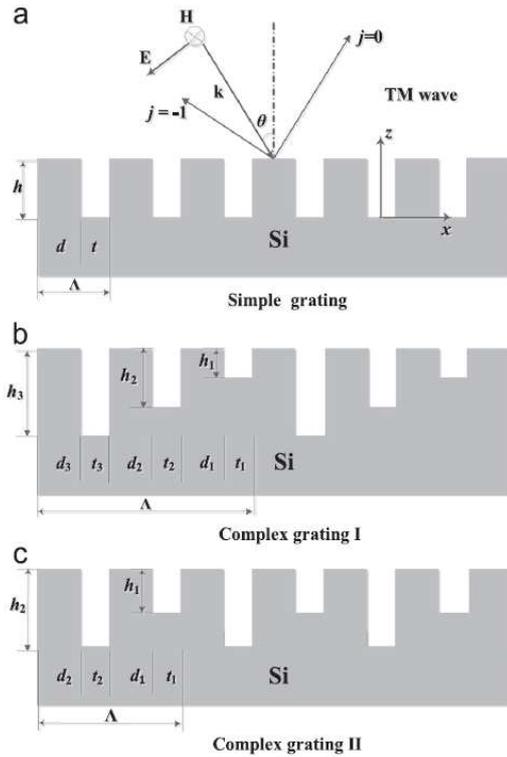


FIGURE 1.11 – (a) Réseau simple de Si (b) Réseau complexe de Si avec 3 épaisseurs différentes (c) Réseau complexe de Si avec 2 épaisseurs différentes; images tirées de [41].

structure produit une émission thermique cohérente due à l'excitation de polaritons magnétiques. Wang et Zhang [45] ont également montré que c'est aussi l'excitation de polaritons magnétiques qui produit l'émission thermique cohérente de réseaux profonds de SiC. En 2015, Wang et al. [46] ont repris la configuration du réseau de SiC qu'ils ont recouvert d'une ou plusieurs couches de graphène et montrent qu'il est possible de modifier la longueur d'onde du pic d'émissivité en faisant varier le potentiel chimique du graphène. Cela est d'autant plus exacerbé qu'on augmente le nombre de couches de graphène.

En 2017, Liu et al. [47] ont étudié l'émission de "résonateurs" rectangulaires, en forme de "c" ou en forme de "v". La longueur d'onde de l'émission, due à une résonance de Fabry-Pérot, peut être modifiée en faisant simplement varier les paramètres géométriques des résonateurs (Figure 1.13).

### 1.1.7 Réseaux et SPP.

Nous nous intéressons maintenant spécifiquement aux applications utilisant des réseaux, gravés sur des matériaux supportant des phonons-polaritons de surface ou des plasmons-polaritons de surface, de manière à créer des sources thermiques cohérentes grâce à ces ondes de surface. Au cours des 15 dernières années, plusieurs axes ont été envisagés pour l'étude des réseaux. Nous étudierons d'abord les réseaux simples, puis des réseaux associés à des multi-couches et leur application au domaine thermo-photovoltaïque (TPV). Nous verrons ensuite des réseaux associés à des cristaux photoniques et des réseaux complexes. Enfin, nous aborderons les réseaux utilisés pour des applications en

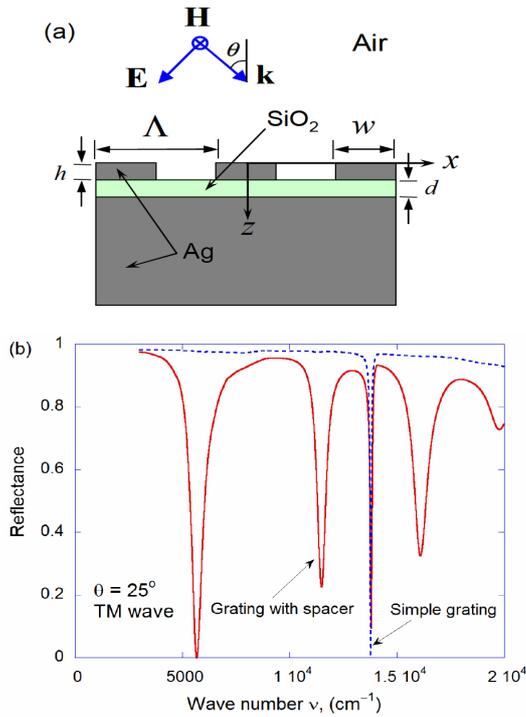


FIGURE 1.12 – (a) Multi-couche métal/diélectrique surmonté d'un réseau métallique (b) Réflectance de cette structure pour un angle d'émission de  $20^\circ$  en polarisation TM comparée à la réflectance d'un réseau simple métallique (en pointillé); images tirées de [6].

champ proche.

### Les réseaux simples.

En 1977, Maystre et Nevière [2] ont proposé une explication phénoménologique et une formulation simplifiée de l'efficacité de réseaux métalliques présentant des anomalies de Wood, sans rentrer dans des explications à l'échelle microscopique. Hesketh et al. [48, 49] ont étudié des réseaux profonds de Si et de Si dopés et ont remarqué la présence de résonance dans leur spectre d'émission thermique. Ils ont attribué ces résonances à des modes similaires à ceux présents dans les tuyaux d'orgue ou à des anomalies de Wood, mais il s'agit en fait de la réponse de phonon-polaritons de surface [1].

Les réseaux simples de SiC ont été étudiés pour la première fois par Le Gall et al. [50] en 1996. Ils ont relié l'émission thermique cohérente de ces structures à la présence de réseaux diffractant les ondes de surface (SPP) du SiC, en comparant notamment la relation de dispersion théorique des polaritons du SiC avec les modes absorbés par le réseau lors de leurs expériences. Ils ont aussi déterminé la cohérence spatiale liée à cette émission thermique.

Cette approche est ensuite développée dans le cas du SiC en 2002 et en 2004 avec les deux études [1] et [51]. Greffet et al. [1] ont fabriqué une source thermique cohérente qui émet des pics d'émissivité monochromatique et directionnels. L'émission, due au couplage des SPP du réseau avec une onde plane, est très forte avec un maximum proche de 1 pour

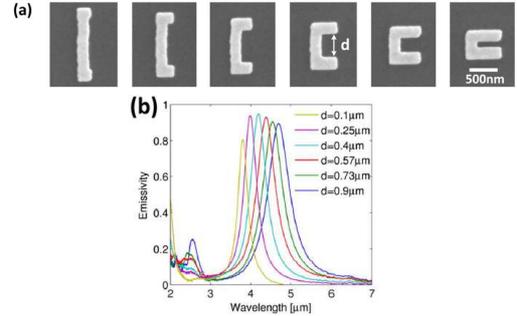


FIGURE 1.13 – (a) Image en microscopie électronique des "résonateurs" en forme de "c" pour différentes taille de  $d$  (b) Emissivité mesurée pour différents  $d$ ; images tirées de [47].

une longueur d'onde de  $11.36 \mu\text{m}$  à  $45^\circ$ . Marquier et al. [51] ont repris cette source pour l'étudier en détail. Ils montrent que par une variation de la période du réseau on peut passer d'une source directionnelle à une source isotrope (Figure 1.14) en utilisant la partie linéaire ou plane de la relation de dispersion. De plus, le lien est fait entre la cohérence spatiale des sources, mesurée par la largeur angulaire des pics d'émission, avec la distance de propagation des polaritons. La même année, ils ont utilisé les mêmes propriétés pour concevoir des sources thermiques cohérentes directionnelles et isotropes de Si dopé [52]. Ils ont montré aussi que l'on peut faire varier la longueur d'onde du pic d'émissivité en variant le dopage du Silicium. Laroche et al. [53] ont repris le même type de sources de Si dopé et les ont comparé à un écran de Salisbury constitué lui-aussi de Si dopé. Les mêmes auteurs ont étudié l'émission thermique de réseaux de Si dopé et de SiC, en fonction de l'angle azimutal et non plus uniquement dans le plan perpendiculaire au réseau [54, 55]. On observe que les sources omnidirectionnelles dépendent assez peu de la variation de l'angle azimutal, tandis que l'émissivité des sources directionnelles varie fortement avec lui. Alors que dans le plan perpendiculaire au réseau ce sont seulement des ondes polarisées TM (Transverse Magnetic) qui peuvent être couplées avec le champ lointain, lorsque l'angle azimutal est non nul, donc dans un plan différent, il est possible de coupler la composante polarisée TE (Transverse Electric) de l'onde de surface. Depuis plusieurs études ont été réalisées en exploitant les propriétés des réseaux. Un certain nombre de ces études étaient basées sur des matériaux polaires. La plupart des approches ont été développées pour contrôler les caractéristiques du pic d'émissivité (longueur d'onde du pic, largeur à mi-hauteur (FWHM) pour une longueur d'onde donnée...); elles se font grâce à une optimisation du réseau gravé sur un matériau brut, qui est plus facile à fabriquer et qui présente une bonne homogénéité. En 2005, Dahan et al. [56] ont étudié, théoriquement et expérimentalement, l'émission thermique cohérente de réseaux 1D de SiO<sub>2</sub>. Ils ont aussi travaillé sur la dépendance de l'émission en polarisation : en contrôlant l'orientation locale du réseau (Figure 1.15), il est possible d'observer un pic d'émissivité monochromatique visible pour une large gamme d'observations. D'autres études ont cherché à obtenir des sources dans d'autres domaines de longueur d'onde, notamment dans le domaine THz où l'émission thermique est encore conséquente à température ambiante. Ainsi, Vassant et al. [57] ont proposé en 2010 un réseau de GaAs présentant une forte émission thermique dans le domaine THz.

En 2012, Arnold et al. [58] ont étudié expérimentalement l'émission thermique de réseau carrés 2D de SiC. Ils ont caractérisé ces réseaux en déterminant leur diagramme d'émission dans toutes les directions et pour les deux polarisations. Selon le choix de l'angle azimutal et de l'angle d'émission, il est possible d'avoir des pics d'émissivité pour les deux polarisations.

En parallèle des travaux sur les réseaux gravés sur des matériaux polaires, de nombreuses études ont été réalisées sur des réseaux métalliques supportant des plasmons-polaritons de surface, qui leur permettent eux-aussi de produire des sources thermiques cohérentes. Cependant, les résonances plasmons se situent plutôt dans le visible ou le proche infrarouge si bien que l'augmentation de l'émission thermique par les réseaux se situe également dans ce domaine de longueur d'onde et est donc difficilement observable à température ambiante. En 1999, Kreiter et al. [59] ont étudié l'émission sélective de réseaux d'or. Sai et al. [60] ont proposé d'utiliser des réseaux 2D de tungstène pour avoir une large sélectivité spectrale et une faible sensibilité à l'angle d'émission pour des utilisations dans les applications TPV. En 2005, Laroche et al. [61] ont conçu une source thermique de tungstène possédant une très forte directionnalité, dont l'origine se trouve dans la forte distance de propagation du plasmon à la surface de ce matériau, accrois-

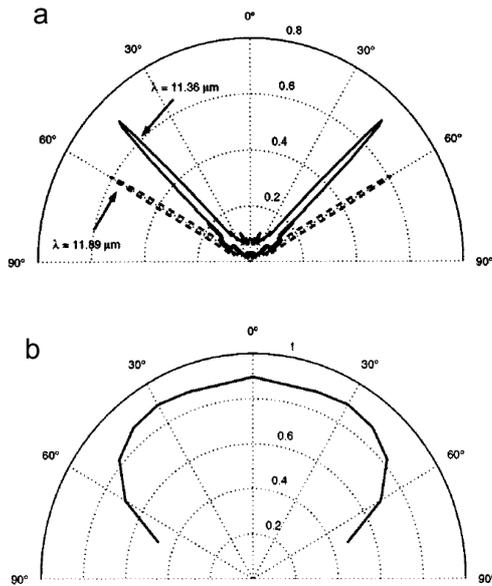


FIGURE 1.14 – Emissivité en fonction de l'angle d'émission et pour une longueur d'onde donnée en polarisation TM (a) d'une source thermique directionnelle et (b) d'une source thermique isotrope; images tirées de [51].

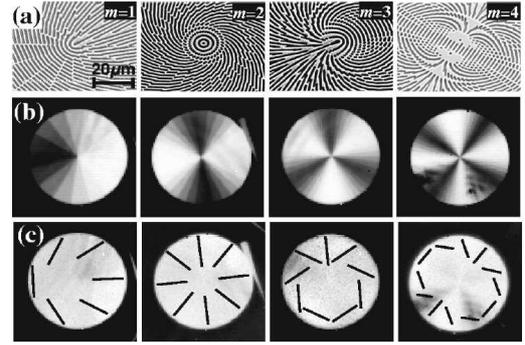


FIGURE 1.15 – (a) Image en microscopie électronique des éléments du réseau disposés en spirale avec les nombres d'ordre de polarisation  $m=1,2,3,4$ . Images de l'émission thermique produite par les éléments disposés en spirale (b) vu à travers un polariseur et (c) sans polariseur. Les lignes noires indiquent l'orientation de la polarisation TM locale mesurée en champ proche; images tirées de [56].

sant ainsi considérablement sa cohérence spatiale. En 2009, Wan [62] a utilisé aussi des réseaux de tungstène dont il a modifié la profondeur pour manipuler l'émission thermique en conséquence.

En 2014, Ben-Abdallah et al. [63] ont proposé une antenne thermique dont l'émission varie fortement avec la température. Elle consiste en un réseau gravé sur un matériau à changement de phase comme le  $\text{VO}_2$  qui présente un phonon-polariton de surface dans la phase cristalline, lorsque le  $\text{VO}_2$  est à une température inférieure à sa température critique de transition. Le réseau obtenu présente une émission thermique commutable qui s'atténue à haute température.

Il est à noter que dans de nombreux travaux les longueurs d'onde des pics d'émission calculés théoriquement ne correspondent pas à celles mesurées expérimentalement. Ceci est dû au fait que les propriétés optiques des matériaux utilisés dans les calculs sont souvent issues de mesures à température ambiante alors que les expériences sont effectuées à plus haute température pour obtenir un signal suffisant [51, 56].

D'autres approches utilisent des structures plus complexes mélangeant métaux et matériaux polaires. Des sources ont été conçues pour produire une émission thermique cohérente en utilisant des réseaux avec des multi-couches, des structures photoniques, ou des réseaux complexes. D'autres phénomènes peuvent aussi être couplés aux SPP ou utilisés en complément, comme les polaritons magnétiques ou des résonances dues à des cavités de Fabry-Pérot.

Nous allons maintenant étudier des structures produisant une émission thermique cohérente en associant des multi-couches et des réseaux.

### Multi-couches + réseau.

En 2006, Joulain et Loizeau [64] ont utilisé un guide d'onde surmonté d'un réseau pour diffracter en champ lointain les ondes se propageant dans le guide d'onde. En 2008, Fu et Tan [65] ont proposé une structure innovante composée d'un réseau d'argent pris en sandwich entre une couche inférieure d'argent et une couche supérieure de silicium surmonté d'un film anti-réflexion de silice ( $\text{SiO}_2$ ) (Figure 1.16). Cette structure permet d'augmenter l'absorptivité à des fréquences proches du gap d'énergie du Si tout en gardant une faible absorption pour des valeurs spectrales plus élevées, grâce à l'excitation des polaritons de surface ainsi que les interactions de plusieurs ordres de diffraction dans la couche semi-conductrice, à la manière d'une cavité. Ye et al. [66] ont proposé un bi-couche Ag/ $\text{SiO}_2$  surmonté d'un réseau 1D d'Argent. Selon l'épaisseur de la couche de  $\text{SiO}_2$ , deux phénomènes différents peuvent rentrer en jeu. Pour une fine couche de  $\text{SiO}_2$ , on a un couplage des plasmons polaritons de surface localisés aux deux interfaces Ag/ $\text{SiO}_2$ . Avec une couche plus épaisse de  $\text{SiO}_2$ , on a plutôt une résonance de Fabry-Pérot. Sur le même principe, Puscasu et Schaich [67] ont proposé de déposer des patches circulaires sur une couche de diélectrique reposant elle-même sur une couche métallique. Cela forme une sorte de guide d'onde entre les plasmons situés aux interfaces, qui conduit à un pic d'émission localisé qui peut être modulé par le diamètre des patches et par l'indice de la couche diélectrique. En 2015, Wu [68] a conçu un réseau triangulaire formé de multi-couches métal/diélectrique, le tout déposé sur une couche d'or avec un substrat de  $\text{SiO}_2$ . Cette structure présente une large absorption dans l'infrarouge, qui n'est pas sensible à la polarisation. En réalité, cela est dû au fait que l'émission en polarisation TM est due à l'excitation de plasmons-polaritons de surface, tandis qu'en polarisation TE, elle est due à la résonance de modes guidés dans les couches diélectriques.

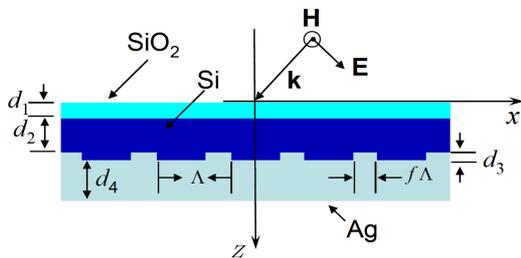


FIGURE 1.16 – Structure innovante composée d'un réseau d'argent pris en sandwich entre une couche inférieure d'argent et une couche supérieure de silicium surmonté d'un film anti-réflexion de silice ( $\text{SiO}_2$ ); image tirée de [65].

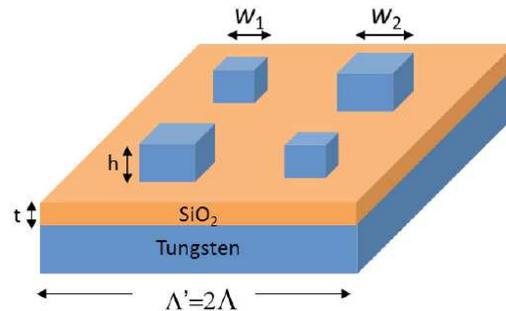


FIGURE 1.17 – Multi-couche W/ $\text{SiO}_2$  surmonté d'un réseau 1D de tungstène, avec deux largeurs de réseaux différentes; image tirée de [69].

**Application à la conversion thermophotovoltaïque (TPV).** Nous avons vu que les réseaux peuvent avoir des applications TPV. Plusieurs équipes proposent de combiner multi couche et réseaux dans le but d'obtenir un émetteur ayant une très forte émittance pour des longueurs d'onde plus petites que celle de la bande interdite et nulle pour les longueurs d'onde plus grandes. L'équipe de Zhang [70] a proposé d'abord un émetteur constitué d'un multi-couche W/ $\text{SiO}_2$  surmonté d'un réseau 1D de tungstène, qui obéit aux conditions de sélectivité en longueur d'onde et d'insensibilité en angle d'émission, mais pas à celle d'insensibilité en polarisation, grâce à une contribution combinée de

plasmons-polaritons de surface et de polaritons magnétiques. Ils ont réglé ce problème en proposant la même structure avec un réseau 2D de tungstène [71]. Wang et Wang [69] ont étudié l'influence de la variation des paramètres sur cette même structure, ainsi que l'insertion de deux largeurs de réseau différentes (Figure 1.17). Deux autres équipes ont abordé le même problème sous un angle différent mais réunissant les mêmes conditions en utilisant une couche de tungstène surmontée d'un réseau 2D multi-couche W/SiO<sub>2</sub>/W [72] ou W/SiO<sub>2</sub>/W/SiO<sub>2</sub> [73].

### Avec des cristaux photoniques.

Les réseaux peuvent aussi être associés à des cristaux photoniques pour améliorer les sources thermiques cohérentes produites. En 2006, Battula et Chen [74] ont proposé une structure avec une cavité située entre un cristal photonique unidimensionnel et un réseau d'argent. L'émission est due à une forte résonance dans la cavité couplée aux plasmons-polaritons de surface et aux résonances du cristal photonique. En 2013, Wang et al. [75] ont présenté une structure consistant en un réseau de SiC déposé sur un cristal photonique, qui présente plusieurs pics d'émissivité dus à l'excitation de phonons-polaritons de surface, de modes du cristal photonique, de polaritons magnétiques et de couplage entre ces différents phénomènes. La même équipe propose une structure composée d'un cristal photonique pris en sandwich entre 2 réseaux de SiC [76] (Figure 1.18). Là encore, les différents pics d'émissivité sont dus aux mêmes phénomènes auxquels s'ajoute une résonance de Fabry-Pérot.

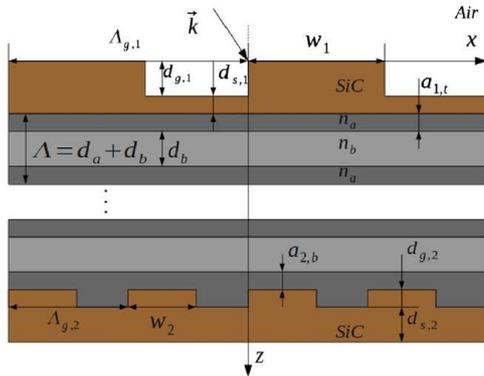


FIGURE 1.18 – Structure composée d'un cristal photonique pris en sandwich entre 2 réseaux de SiC ; image tirée de [76].

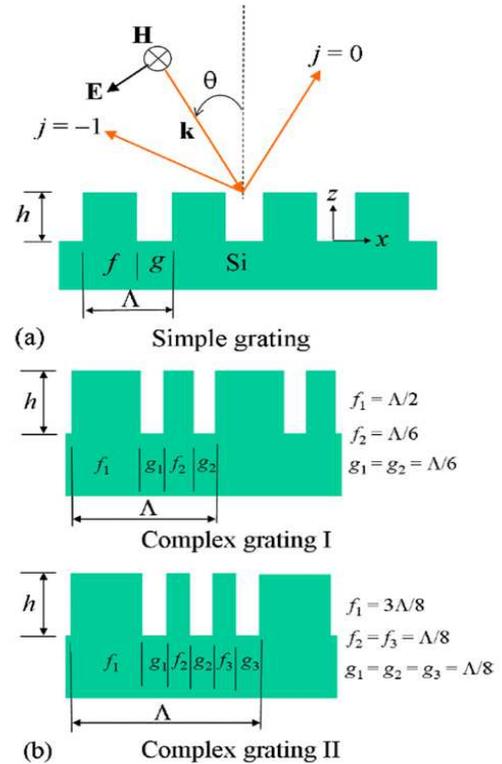


FIGURE 1.19 – Réseaux complexes sont constitués de la superposition de 2 ou plus de réseaux 1D avec des périodes et des paramètres différents ; image tirée de [77].

## Réseaux complexes.

Au delà des associations de réseaux avec d'autres structures, des réseaux complexes peuvent aussi produire des sources thermiques cohérentes. Un pic d'émissivité localisé peut être obtenu par un réseau de Si recouvert d'une couche épaisse d'or [78]. En 2008, Chen et Zhang [77] se sont intéressés à la possibilité d'utiliser des réseaux complexes de Si dopés (Figure 1.19) qui auraient de larges pics d'absorption indépendants de l'angle d'incidence dans le moyen infrarouge. Les réseaux complexes sont constitués de la superposition de 2 réseaux 1D ou plus avec des périodes et des paramètres différents. La combinaison des différents réseaux modifierait la relation de dispersion et en modifierait donc les propriétés radiatives. Ainsi un réseau complexe combinaison de deux réseaux simples exciterait les plasmons-polaritons de surface de manière différente de celle des deux réseaux simples. En 2015, Han et Lee [79] ont utilisé un réseau 2D complexe (comportant deux échelles différentes) et un substrat d'or séparés par une couche diélectrique de  $\text{SiO}_2$ , qui permettent de contrôler fortement l'émission. Le phénomène provient, comme pour quelques structures précédentes d'un mélange d'excitation de SPP et de polaritons magnétiques.

## Réseaux en champ proche.

Il peut aussi être intéressant de mentionner des travaux dédiés au contrôle du transfert de chaleur radiatif en champ proche avec des réseaux. Biehs et Ben-Abdallah ont étudié le transfert de chaleur en champ proche entre deux réseaux [80]. Messina et al. [81] se sont intéressés au transfert de chaleur entre deux réseaux métalliques et à la meilleure manière de le calculer. Dans une autre perspective, Didari et al. ont décrit l'émission thermique en champ proche de surfaces ondulées et possédant des réseaux de différentes formes, ainsi que les mêmes surfaces avec une surface émettrice de SiC séparées par des nano-gaps [82–85]. Chalabi et al. [86] ont décrit eux l'évolution de l'émission en champ proche entre un réseau et une surface de SiC en fonction de l'évolution de la forme du réseau.

### 1.1.8 Applications et approche envisagée.

Ces sources thermiques directionnelles et monochromatiques peuvent avoir de nombreuses applications. Par exemple, les sources thermiques monochromatiques peuvent être utilisées comme sources dans les convertisseurs TPV. Rappelons que ces convertisseurs consistent en une source thermique couplée avec un convertisseur photovoltaïque. Leur rendement est en général faible car le spectre d'émission est large tandis que la conversion n'est optimale qu'à une longueur d'onde. Une source thermique qui émettrait à une longueur d'onde proche de celle correspondant à l'énergie du gap du semi-conducteur du convertisseur autoriserait donc un rendement de conversion bien meilleur [30]. L'émission thermique cohérente peut aussi avoir des applications plus généralement dans l'exploitation de l'énergie [60, 69, 87], la chimie [37] et le refroidissement radiatif [87]. Une autre application potentielle est la rectification thermique et plus généralement le management thermique.

Nous avons donc pu voir que le contrôle de l'émission thermique a déjà été exploré de différentes manières et que de nombreux réseaux ont été conçus. Cependant, il reste beaucoup d'aspects à explorer ; l'influence de la température est un de ceux-là. En effet, jusqu'à maintenant, la plupart des études ont considérées seulement des matériaux avec des propriétés à température ambiante telles que celles tabulées dans les livres de Palik [88]. Des

données expérimentales du comportement de la fonction diélectrique avec la température seraient ainsi très intéressantes parce qu'elles permettraient d'étudier le comportement des sources thermiques précédemment conçues avec la température. Elles peuvent aussi être très utiles pour concevoir de nouvelles sources thermiques à différentes températures en complément de la température ambiante. La connaissance de l'émissivité d'un système à différentes températures peut améliorer le contrôle de l'émission thermique. Finalement, cela permet d'adapter le modèle numérique aux expériences, car la mesure de l'émissivité nécessite souvent le chauffage de l'échantillon de manière à atteindre un niveau suffisant de signal émissif [1, 50, 51, 56]. Cela est rendu possible ici par l'obtention de données expérimentales de propriétés optiques du SiC et du SiO<sub>2</sub> pour différentes températures, obtenues au laboratoire CEMHTI à Orléans. Nous présenterons cela dans le chapitre 2, mais auparavant nous allons présenter la physique étudiée, ainsi que la méthode numérique utilisée.

## 1.2 Structures étudiées et physique des phonons-polaritons de surface (SPP).

Les sources thermiques sont souvent vues comme des sources d'émission incohérentes typiques. Cependant, en introduisant une microstructure périodique sur des matériaux supportant des ondes de surface (phonons-polaritons de surface pour les matériaux polaires et plasmons-polaritons de surface pour les métaux), on peut obtenir une source thermique, qui rayonne dans des directions bien définies, signature de la cohérence spatiale. Le rayonnement est, de plus, quasi-monochromatique. L'émission cohérente trouve son origine dans la diffraction des phonons-polaritons de surface (ou plasmons-polaritons pour des matériaux métalliques) par le réseau.

Les SPP et l'émission thermique cohérente ont déjà été présentées en détail dans diverses thèses [89–91] étudiant elles-aussi des microstructures sur des matériaux supportant des ondes de surface. Cependant, il nous semblait important de rappeler tout de même la physique régissant ces ondes de surface. Nous présenterons donc dans ce chapitre les éléments décrivant le rayonnement en champ proche et en champ lointain, ainsi que les phonons polaritons de surface présents à la surface des matériaux que nous étudions (le SiC et le SiO<sub>2</sub> principalement). Puis, nous aborderons l'effet de la gravure d'un réseau de taille micrométrique à la surface de ces matériaux.

### 1.2.1 Rayonnement en champ lointain et en champ proche.

**Approche classique du rayonnement- Approche radiométrique.**

**Corps noir.** Un corps noir est un corps "parfait" qui a pour propriété d'absorber tout le rayonnement incident, mais aussi de réémettre tout le rayonnement absorbé. Il est donc l'objet thermique le plus émissif, ce qui est la raison pour laquelle on définit l'émissivité de chaque corps réel par rapport à l'émission du corps noir. L'irradiance ou la luminance monochromatique du corps noir en fonction de la longueur d'onde à une température  $T$  est définie par la loi de Planck [92] :

$$L_{CN}(\lambda, T) = I_{bb} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\frac{hc}{\lambda kT} - 1} \quad (1.1)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde considérée,  $c$  est la vitesse de la lumière,  $h$  est la constante de Planck et  $k$  la constante de Boltzmann.

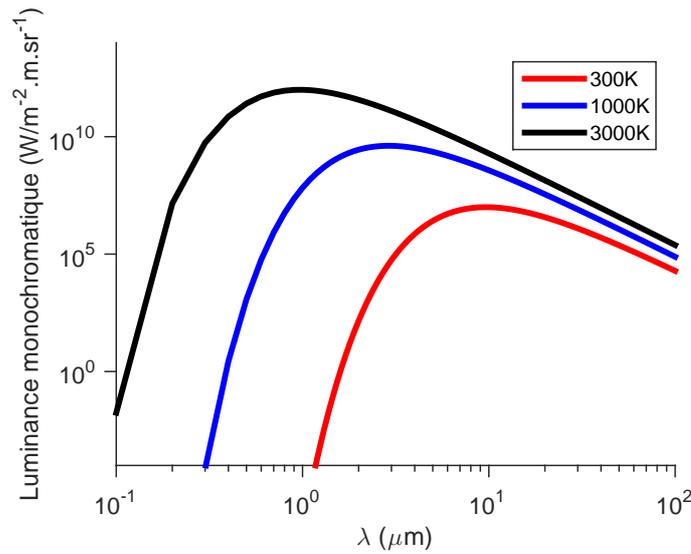


FIGURE 1.20 – Luminance d'un corps noir à différentes températures.

Sur la figure 1.20, est représentée la luminance du corps noir en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures. Le maximum d'irradiance se trouve aux alentours de  $10 \mu\text{m}$  pour les températures ambiantes. Cela a l'avantage d'être dans la fenêtre où l'atmosphère est transparente  $[8-13] \mu\text{m}$ , ce qui s'avèrera particulièrement intéressant dans la deuxième partie où l'on étudiera le refroidissement radiatif. Ensuite, plus la température considérée est élevée, plus le maximum de la luminance augmente et se décale vers les basses longueurs d'onde.

La longueur d'onde de ce maximum de la luminance  $\lambda_{max}$  par rapport à la température  $T$  peut d'ailleurs être approché par la loi de Wien :  $\lambda_{max} T = 2898 \mu\text{m.K}$

**Corps réel.** Étant donné qu'un corps noir est l'objet le plus émissif qui soit, un corps réel est logiquement moins émissif qu'un corps noir. L'émissivité  $\epsilon$  définit la fraction qu'émet le corps réel par rapport au corps noir [93] :

$$\epsilon(\lambda, \theta, T) = \frac{L_{structure}(\lambda, T)}{L_{CN}(\lambda, T)} \quad (1.2)$$

avec  $L_{structure}(\lambda, T)$  la luminance du corps réel considéré et  $L_{CN}(\lambda, T)$  la luminance du corps noir.

On peut lier l'absorptivité et l'émissivité d'un corps réel par la loi de Kirchoff [94] :

$$\epsilon(\lambda, \theta, T) = \alpha(\lambda, \theta, T) \quad (1.3)$$

De cette relation découle la suivante :

$$\epsilon(\lambda, \theta, T) = \alpha(\lambda, \theta, T) = 1 - R(\lambda, \theta, T) - T(\lambda, \theta, T) \quad (1.4)$$

où  $R(\lambda, \theta, T)$  est la réflectivité de notre corps réel pour un angle d'émission, une longueur d'onde et une température donnés et  $T(\lambda, \theta, T)$  sa transmittivité.

Et dans le cas d'un corps opaque, la transmittivité est nulle, on a donc une relation entre l'émissivité et la réflectivité de ce corps :

$$\epsilon(\lambda, \theta, T) = \alpha(\lambda, \theta, T) = 1 - R(\lambda, \theta, T) \quad (1.5)$$

### Approche électromagnétique du rayonnement.

Lorsque les distances mises en jeu sont plus petites que la longueur d'onde considérée, on entre dans le domaine du champ proche où les lois de l'optique géométrique ne sont plus valables. A ces échelles, seule l'approche électromagnétique, basée sur les équations de Maxwell est valide.

**Équations de Maxwell.** Le rayonnement, vu comme une onde électromagnétique, obéit aux équations de Maxwell reliant l'induction magnétique  $\mathbf{B}$ , le déplacement électrique  $\mathbf{D}$ , le champ électrique  $\mathbf{E}$ , le champ magnétique  $\mathbf{H}$  et les densités de charges  $\rho$  et de courant  $\mathbf{j}$ .

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (1.7)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.8)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1.9)$$

Pour des milieux linéaires isotropes, on peut relier les champs entre eux par :

$$\mathbf{D}(r, \omega) = \epsilon_0 \epsilon(r, \omega) \mathbf{E}(r, \omega) \quad (1.10)$$

$$\mathbf{B}(r, \omega) = \mu_0 \mu(r, \omega) \mathbf{H}(r, \omega) \quad (1.11)$$

Il s'agit ici du caractère local de ces formules.

Deux autres notions liées au champ électromagnétique sont la polarisation et la cohérence spatiale ou temporelle. Nous allons définir rapidement ces notions avant de passer à l'étude des ondes de surface.

**Polarisation.** Le champ électromagnétique est vectoriel et transverse, autrement dit les champs électriques et magnétiques sont dans un plan perpendiculaire au vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ . La polarisation du champ électromagnétique désigne la manière dont le champ électrique vibre dans ce plan. Ce champ dans le plan transverse peut se décomposer sur deux directions ou polarisations indépendantes (Figure 1.21) :

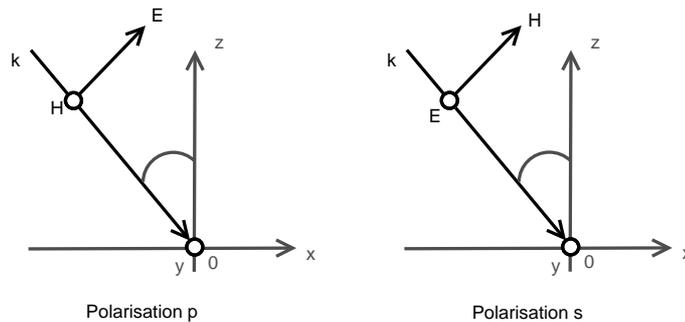


FIGURE 1.21 – Polarisation p et s.

-la polarisation parallèle ou autrement nommée p ou Transverse Magnetic (TM).

Dans ce cas, on a le champ magnétique  $\mathbf{H}$  perpendiculaire au plan d'incidence (plan  $xOz$  sur la figure 1.21), et parallèle à l'axe ( $Oy$ ), on n'a donc qu'une composante suivant  $y$  pour le champ magnétique. Le champ électrique est, par conséquent, parallèle au plan d'incidence. Les champs électrique et magnétique s'écrivent donc de la manière suivante :

$$\mathbf{E}_{\parallel} = E_x \mathbf{i} + E_z \mathbf{k} \quad (1.12)$$

$$\mathbf{H}_{\parallel} = H_y \mathbf{j} \quad (1.13)$$

-la polarisation perpendiculaire ou autrement nommée s ou Transverse Electric (TE).

Cette fois-ci, c'est le champ électrique  $\mathbf{E}$  qui est perpendiculaire au plan d'incidence (plan  $xOz$  sur la figure 1.21), et le champ magnétique parallèle au plan d'incidence. Les champs électrique et magnétique s'écrivent donc de la manière suivante :

$$\mathbf{H}_{\perp} = H_x \mathbf{i} + H_z \mathbf{k} \quad (1.14)$$

$$\mathbf{E}_{\perp} = E_y \mathbf{j} \quad (1.15)$$

**Coefficients de Fresnel.** On se place d'abord en polarisation p. On considère une interface plane située entre deux milieux 1 et 2, ainsi que l'onde incidente arrivant sur cette interface. Pour cette polarisation, le champ magnétique a une unique composante suivant l'axe ( $Oy$ ). L'onde à l'interface va être partiellement réfléchie dans le milieu 1 et partiellement transmise dans le milieu 2 selon les cas, comme indiqué sur la figure 1.22.

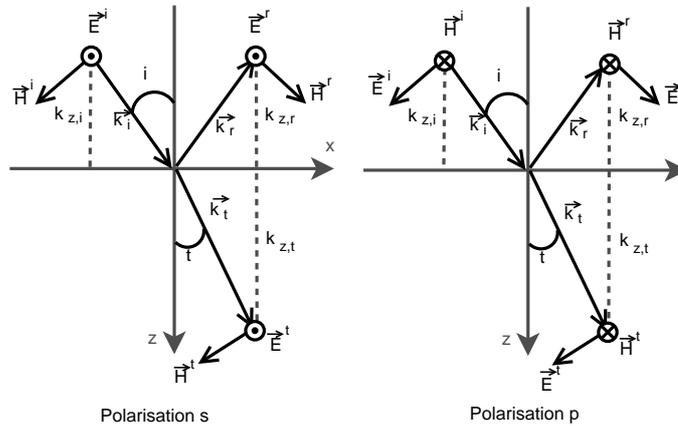


FIGURE 1.22 – Réflexion et transmission d'une onde sur une interface pour les deux polarisation p et s.

On peut définir les coefficients de réflexion  $r$  et de transmission  $t$  de Fresnel par [95] :

$$E_r = r E_i \quad (1.16)$$

et

$$E_t = t E_i \quad (1.17)$$

Ils peuvent aussi s'exprimer en fonction des fonctions diélectriques des deux milieux  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$  et des vecteurs d'ondes. Pour cela, il suffit d'exprimer les composantes du champ électromagnétique suivant les axes dans les deux milieux, ainsi que les relations de continuité à l'interface. Les calculs sont détaillés dans [95, 96].

$$r = \frac{\frac{k_{z,t}}{\epsilon_2} - \frac{k_{z,i}}{\epsilon_1}}{\frac{k_{z,i}}{\epsilon_1} + \frac{k_{z,t}}{\epsilon_2}} \quad (1.18)$$

$$t = \frac{2 \frac{k_{z,i}}{\sqrt{\epsilon_1} \sqrt{\epsilon_2}}}{\frac{k_{z,i}}{\epsilon_1} + \frac{k_{z,t}}{\epsilon_2}} \quad (1.19)$$

En polarisation s, les coefficients de Fresnel s'écrivent :

$$r = \frac{k_{z,i} - k_{z,t}}{k_{z,i} + k_{z,t}} \quad (1.20)$$

$$t = \frac{2k_{z,i}}{k_{z,i} + k_{z,t}} \quad (1.21)$$

**Cohérence.** La notion de cohérence est utilisée pour les ondes électromagnétiques dans le cadre des interférences. Elle définit si deux points d'un champ électromagnétique définis par leur couple "position-temps" ont des valeurs corrélées ou non [97]. Selon la corrélation, on peut avoir des interférences constructives ou destructives.

*Cohérence temporelle.* La cohérence temporelle traduit la corrélation entre 2 parties d'une même onde provenant de la même source mais déphasées d'un certain temps  $\Delta\tau$ . On peut la visualiser grâce à une expérience d'interférométrie de Michelson [96, 98, 99] : une onde provenant d'une source unique est séparée en deux ondes qui suivent des chemins différents, dont l'un est plus long de  $\Delta l$ , avant de se rencontrer à nouveau. Si on observe des interférences à l'arrivée, on a alors cohérence temporelle. Le théorème de Wiener-Khinchin permet d'associer le temps de cohérence et la largeur spectrale [99] :

$$\Delta\tau\Delta\nu \approx 1 \quad (1.22)$$

La longueur de cohérence temporelle  $L_c$ , quant à elle est définie par :

$$L_c \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \approx 1 \quad (1.23)$$

*Cohérence spatiale.* La cohérence spatiale traduit la corrélation entre 2 points différents du champ électromagnétique pour une certaine fréquence [100]. L'expérience des fentes d'Young est représentative des interférences créées par la cohérence spatiale [98, 99].

Ici, on pourra remarquer que dans le cas de sources thermiques cohérentes, la cohérence spatiale se traduit dans la plupart des cas par une très forte directionnalité, i.e. une émission localisée autour d'un certain angle d'émission. Laroche [61] montre que l'on peut

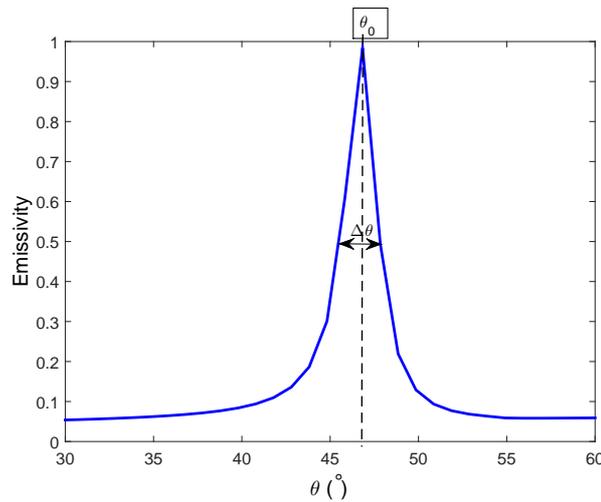


FIGURE 1.23 – Emissivité d’une source thermique présentant une forte cohérence spatiale en fonction de l’angle d’incidence.

relier la longueur d’onde du pic d’émission et la largeur à mi-hauteur de ce pic à la longueur de cohérence par :

$$L_c = \frac{\lambda}{\pi \Delta \theta \cos(\theta_0)} \quad (1.24)$$

avec  $\theta_0$  l’angle du maximum du pic d’émissivité et  $\Delta\theta$  son ouverture angulaire (Figure 1.23). Un pic d’émissivité très fin angulairement est donc caractéristique d’une grande longueur de cohérence.

### 1.2.2 Surface phonon polaritons ou SPP.

Les ondes de surface, comme leur nom l’indique, sont des ondes électromagnétiques se propageant à la surface de certains matériaux, elles sont reliées à une oscillation dans le matériau. Il en existe 2 types [3] :

- les plasmons-polaritons de surface majoritairement présents dans les métaux ou dans des matériaux diélectriques dopés avec des particules métalliques (tel que le Si dopé). Ils sont générés par une oscillation d’électrons collective [3, 89]. Nous n’utiliserons pas ce type d’onde, nous en donnerons donc uniquement une définition succincte ;

- les phonons-polaritons de surface peuvent eux se retrouver sur certains matériaux polaires tels que le SiC et le SiO<sub>2</sub> que nous utiliserons dans cette thèse.

Les ondes de surface sont par nature évanescentes, donc elles existent seulement en champ proche.

#### Phonons-polaritons de surface (SPP).

Les phonons polaritons de surface, contrairement au plasmons polaritons de surface, sont liés à une oscillation de phonons optiques collective. Il s’agit donc plus d’une vibration mécanique des atomes [3, 89]. En outre, ces ondes de surfaces existent uniquement lorsque l’on se trouve en polarisation p (ou TM).

### Conditions d'existence des SPP.

Les ondes de surface sont régies par les équations de Maxwell, elles peuvent être définies comme des modes propres de l'interface située entre deux milieux 1 et 2, dont l'un des deux est constitué d'un matériau polaire. Les deux milieux ont pour fonction diélectrique respectives  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$ . On considère une onde plane incidente provenant du milieu 1 et frappant l'interface (Figure 1.24).

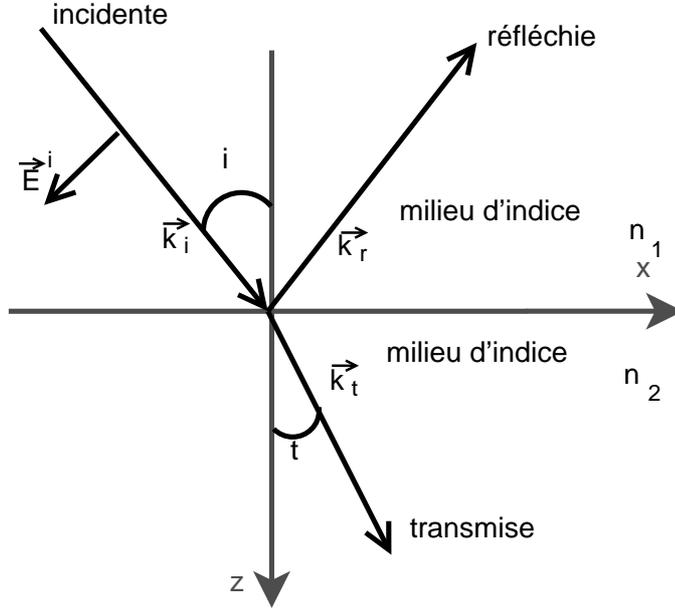


FIGURE 1.24 – Schéma réflexion et transmission d'une onde sur une interface entre 2 milieux d'indices différents.

Comme on l'a vu dans la section sur les coefficients de Fresnel, on a les coefficients de Fresnel suivants en polarisation p :

$$r = \frac{\frac{k_{z,t}}{\epsilon_2} - \frac{k_{z,i}}{\epsilon_1}}{\frac{k_{z,i}}{\epsilon_1} + \frac{k_{z,t}}{\epsilon_2}} \quad (1.25)$$

$$t = \frac{2 \frac{k_{z,i}}{\sqrt{\epsilon_1} \sqrt{\epsilon_2}}}{\frac{k_{z,i}}{\epsilon_1} + \frac{k_{z,t}}{\epsilon_2}} \quad (1.26)$$

Il existe un pôle pour ces coefficients lorsque :

$$\frac{k_{z,i}}{\epsilon_1} + \frac{k_{z,t}}{\epsilon_2} = 0 \quad (1.27)$$

L'existence d'un pôle dans les coefficients de réflexion et de transmission en polarisation p (ou TM) autorise la présence d'un champ transmis ou réfléchi même en l'absence de champ incident. Il s'agit d'une résonance de surface.

En polarisation s, les coefficients de Fresnel s'écrivent :

$$r = \frac{k_{z,i} - k_{z,t}}{k_{z,i} + k_{z,t}} \quad (1.28)$$

$$t = \frac{2k_{z,i}}{k_{z,i} + k_{z,t}} \quad (1.29)$$

Comme  $k_{z,i}$  et  $k_{z,t}$  sont de même signe, il n'y a pas de pôle pour la polarisation s, donc pas de résonance de surface. Les ondes de surface n'existent donc qu'en polarisation p.

Dans le cas de la polarisation p, l'annulation des dénominateurs et donc l'existence d'un pôle pour les coefficients de Fresnel est possible. Grâce aux équations de Helmholtz, on peut faire le lien entre la projection suivant x et z du vecteur d'onde, sachant que  $k_x$  est identique pour l'onde incidente et transmise [89] :

$$-(k_x^2 + k_{z,i}^2) + \epsilon_1 \epsilon_0 \mu_0 \omega^2 = 0 \quad (1.30)$$

$$-(k_x^2 + k_{z,t}^2) + \epsilon_2 \epsilon_0 \mu_0 \omega^2 = 0 \quad (1.31)$$

En combinant les équations (1.30) et (1.31) avec l'équation (1.27), on obtient :

$$k_x^2 = \mu_0 \epsilon_0 \omega^2 \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \quad (1.32)$$

Il s'agit de la relation de dispersion associée à l'onde de surface [89].

### Relation de dispersion.

Le domaine d'existence de ces ondes de surface est défini par leur relation de dispersion. Pour une interface entre le vide et un matériau de fonction diélectrique  $\epsilon$ , la relation de dispersion des ondes de surface s'écrit [4] :

$$\kappa_{//}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon(\omega)}{\epsilon(\omega) + 1} \quad (1.33)$$

où  $\kappa_{//}$  est la composante parallèle du vecteur d'onde de l'onde de surface.

Notons que  $Re(\epsilon) < -1$  est une autre des conditions nécessaires à l'existence des SPP [4].

La fonction diélectrique de nombre de matériaux polaires, dont le SiC et le SiO<sub>2</sub>, étant complexe, cette relation de dispersion n'a pas de solution simple. On doit pour cela fixer le vecteur d'onde lié à l'onde de surface réel  $k_{SPP}$  ou  $\omega$  réel, on pourra alors tracer respectivement la partie réelle de  $\omega$  en fonction de  $k_{SPP}$  ou  $\omega$  en fonction de la partie réelle de  $k_{SPP}$  (Figure 1.25).

Fixer  $\omega$  réel correspondrait à une expérience où l'on aurait fixé la fréquence ou la longueur d'onde et dans laquelle on mesurerait l'émissivité pour tous les angles d'émission. Si au contraire, on fixe  $k_{SPP}$  réel, il s'agirait d'une mesure d'émissivité en fonction de la longueur d'onde pour un angle d'émission fixé [89]. Comme on s'intéresse principalement à la variation d'émissivité en fonction de la longueur d'onde et principalement à la présence de pic d'émissivité, on utilisera cette deuxième hypothèse. On a de nouveau représenté la relation de dispersion pour ce cas de figure (Figure 1.26).

La forme de cette courbe est typique des ondes de surface. Le fait que les ondes de surface ne sont présentes qu'en champ proche est représenté ici par le fait que la courbe de dispersion se trouve sous ce que l'on appelle le "cône de lumière" délimité par la droite  $k_{//} = \frac{\omega}{c}$ . Or, pour que les ondes de surface puissent "rayonner" en champ lointain, il faut que la courbe soit localisée à l'intérieur de ce cône, afin que la composante du vecteur d'onde de l'onde de surface perpendiculaire à l'interface ait une partie réelle et que l'onde

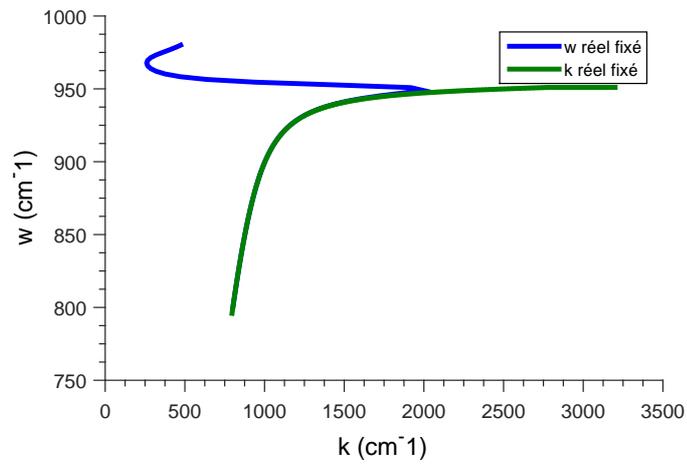


FIGURE 1.25 – Deux possibilités pour le tracé de la relation de dispersion du SiC à température ambiante sans un réseau :  $k_{SPP}$  fixé réel ou  $\omega$  fixé réel.

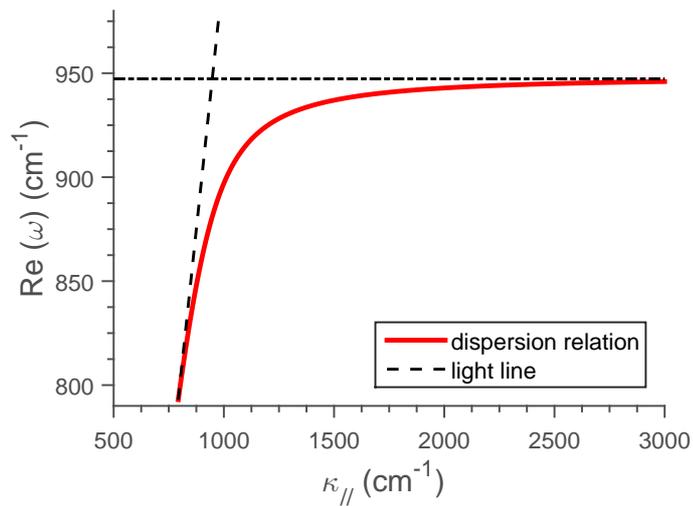


FIGURE 1.26 – Relation de dispersion du SiC à température ambiante sans un réseau.

puisse donc se propager. Un des moyens de réaliser cela est de périodiser la structure avec un réseau, ce qui aura pour effet de replier la courbe de dispersion à l'intérieur du cône de lumière.

Nous allons maintenant voir en détail les effets qu'ont l'introduction d'un réseau sur l'émission d'un matériau polaire supportant des ondes de surface, ainsi que sur la relation de dispersion. Nous verrons aussi de quelle manière l'émission varie avec l'angle azimutal lorsque celui-ci est non nul.

### 1.2.3 Introduction d'un réseau 1D.

#### Structure étudiée.

Dans un premier temps, nous étudions des réseaux 1D de SiC et de SiO<sub>2</sub>. Les différents paramètres du réseau sont l'épaisseur  $h$ , la période  $d$  et le coefficient de remplissage  $F$  comme indiqué sur la figure 1.27. On considère toujours un angle azimutal nul [4].

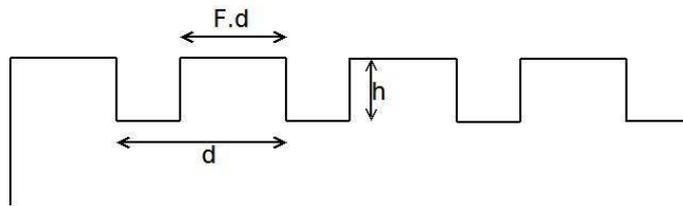


FIGURE 1.27 – Schéma d'un réseau 1D et ses paramètres.

#### Effet de l'introduction d'un réseau.

L'introduction du réseau sur la surface équivaut à l'introduction d'un objet diffractant à la surface. Les ondes évanescentes, qui étaient "bloquées" le long de la surface à cause de leur vecteur d'onde ( $\kappa > \frac{\omega}{c}$ ), rencontrent maintenant chaque élément du réseau lorsqu'elles se propagent le long de la surface. Elles ont donc maintenant la possibilité d'être diffractées et couplées à une onde plane pouvant se propager en champ lointain.

#### Effet de l'introduction d'un réseau sur la relation de dispersion.

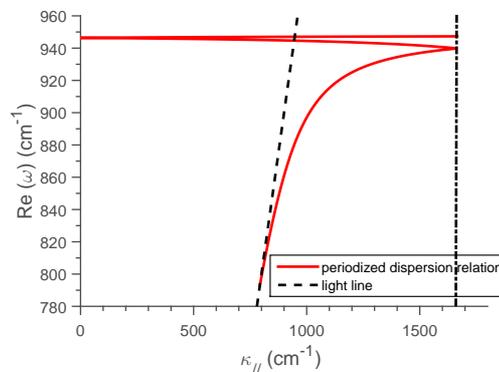


FIGURE 1.28 – Relation de dispersion périodisée du SiC à température ambiante avec un réseau de période  $d=3 \mu\text{m}$ .

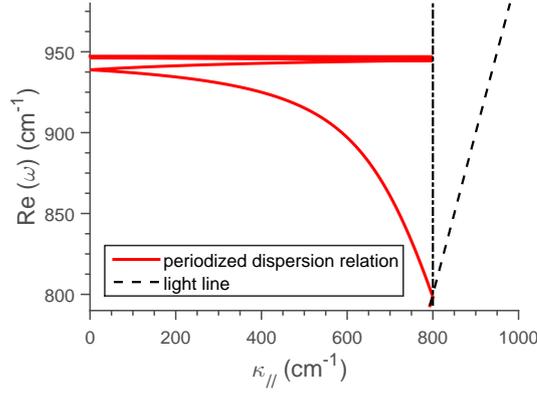


FIGURE 1.29 – Relation de dispersion périodisée du SiC à température ambiante avec un réseau de période  $d=6.25 \mu\text{m}$ .

Quand un réseau est gravé à la surface de la source thermique comme sur les figures 1.28 et 1.29, cela diffracte l'onde de surface et la couple à une onde propagative en champ lointain. L'angle d'émission et la longueur d'onde sont reliés à la relation de dispersion par la loi classique des réseaux [1] :

$$\frac{\omega}{c} \sin\theta = \kappa_{//} + p \frac{2\pi}{d} \quad (1.34)$$

où  $p$  est un entier et  $d$  la période du réseau.

Sur les figures 1.28 et 1.29, à cause de la structure périodique du réseau, la relation de dispersion est repliée dans la première zone de Brillouin, i.e.  $-\pi/d \leq \kappa_{//} \leq \pi/d$ .

Les paramètres du réseau peuvent fortement affecter son émission. Le changement de période  $d$  peut modifier le repliement de la relation de dispersion, la longueur d'onde du pic d'émissivité ainsi que le type de source thermique cohérente créée [89] :

- Avec une petite période (Figure 1.28), comme le repliement a lieu pour  $\kappa_{//} > \pi/d$  (fréquence de coupure), seule la partie asymptotique de la relation de dispersion est repliée dans le cône de lumière, donc l'émission aura lieu à fréquence fixée et pour tous les  $\kappa_{//}$  dans le cône de lumière, i.e. dans toutes les directions (pour tous les angles d'incidence). On a donc une émission isotrope ou omnidirectionnelle.

- Avec une période plus grande (Figure 1.29), la partie linéaire est elle-aussi repliée dans le cône de lumière. Donc l'émission a lieu pour différentes fréquences qui dépendent de  $\kappa_{//}$  i.e. de l'angle d'émission. On a alors une émission directionnelle.

L'épaisseur et le coefficient de remplissage n'ont pas une influence directe sur la longueur d'onde du pic, mais ils sont importants pour optimiser le couplage entre les ondes de surface et les ondes propagatrices [4, 101]. La relation de dispersion permet donc de prévoir, pour une période donnée, la longueur d'onde ainsi que l'angle d'émission d'un pic d'émissivité. Il nous reste ensuite à faire varier les valeurs du couple  $(h, F)$  pour optimiser l'émission.

Pour l'instant, nous avons considéré un réseau 1D en polarisation TM avec une onde plane incidente arrivant dans le plan perpendiculaire au réseau, i.e. avec un angle azimutal égal à zéro. Nous allons maintenant voir l'influence de l'introduction d'un angle azimutal toujours pour un réseau 1D.

### Influence de l'introduction d'un angle azimutal : cas pour lequel on n'est pas dans le plan perpendiculaire aux lamelles du réseau.

L'effet sur la relation de dispersion et sur l'émission des sources thermiques cohérentes d'un angle azimutal a déjà été bien décrit dans la thèse de Christophe Arnold [91], ainsi que dans les articles [54, 55, 58]. Nous en rappellerons donc ici uniquement le principe.

Jusqu'à maintenant, on caractérisait l'onde incidente dans une certaine polarisation par son angle d'incidence  $\theta$ . On considérait qu'elle était située dans le plan perpendiculaire aux lamelles du réseau. On introduit maintenant l'angle azimutal  $\phi$  qui correspond à l'angle du plan de l'onde avec celui du plan perpendiculaire aux lamelles du réseau comme représenté sur la figure 1.30.

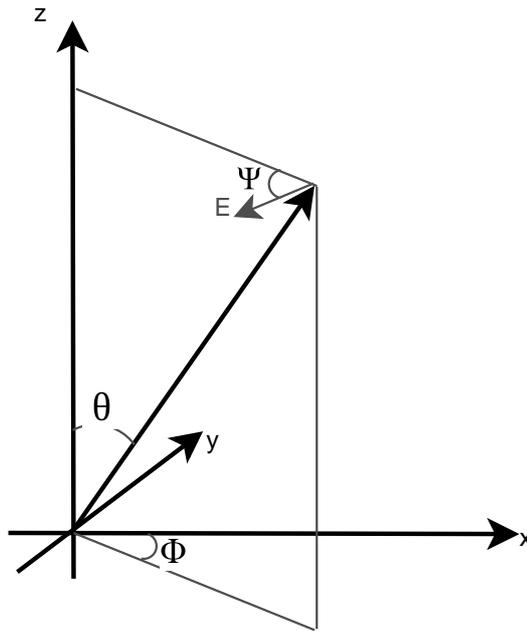
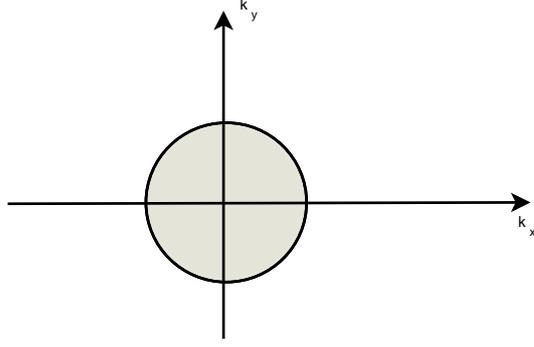


FIGURE 1.30 – Repère utilisé.

On ne se place donc plus uniquement dans le plan du vecteur d'onde  $k_x$  mais le plan  $(k_x, k_y)$ . La relation de dispersion d'un réseau 1D pour un angle azimutal nul est représentée par une courbe repliée dans la première zone de Brillouin comme sur les figures 1.28 et 1.29.

En considérant la variation de l'angle azimutal, la projection du cône de lumière dans le plan  $(k_x, k_y)$  pour une longueur d'onde donnée devient un cercle d'équation  $k_x^2 + k_y^2 = k_{\parallel SPP}^2$  tel que représenté sur la figure 1.31. Il garde cependant ses propriétés : si une onde est dans cette zone elle peut se propager en champ lointain sinon elle restera localisée en champ proche [91].

Pour se coupler avec l'onde de surface, le champ électrique de l'onde incidente doit pouvoir relier la partie de son vecteur d'onde parallèle à la surface au vecteur d'onde de l'onde de surface par la relation des réseaux [91]. Le couplage peut donc aussi être réalisé en polarisation TE, malgré le fait que les ondes de surface soient naturellement polarisées TM. En effet, lorsque  $\phi$  est différent de 0, une onde de surface, polarisée TM dans le plan d'incidence possède une composante TE et une composante TM dans le plan d'incidence orthogonal aux traits du réseau. Le couplage comme précédemment peut être réalisé par l'introduction d'un réseau 1D. Une émission en champ lointain due à l'excitation et au couplage de l'onde de surface avec un réseau ne peut exister que si la condition suivante,


 FIGURE 1.31 – Projection du cône de lumière sur le plan  $(k_x, k_y)$ .

qui correspond à la loi des réseaux, est respectée :

$$\mathbf{k}_{\parallel}^{\text{inc}} + \frac{p2\pi}{d}\mathbf{x} = \mathbf{k}_{\text{SPP}} \quad (1.35)$$

On peut développer cette relation suivant les axes  $\vec{x}$  et  $\vec{y}$  :

$$\begin{pmatrix} k_0 \sin\theta \cos\phi \\ k_0 \sin\theta \cos\phi \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{p2\pi}{d} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_0 \sin\theta \cos\phi + \frac{p2\pi}{d} \\ k_0 \sin\theta \cos\phi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_x \\ k_y \end{pmatrix} \quad (1.36)$$

La relation de dispersion d'un phonon-polariton de surface dans le plan  $(k_x, k_y)$  à une longueur d'onde donnée avec l'interaction d'un réseau est donc représentée par un cercle de centre  $(\frac{p2\pi}{d}, 0)$ . Cette relation est représentée sur la figure 1.32 pour une longueur d'onde fixée dans le cas où le réseau a une grande période (par exemple  $d=6 \mu\text{m}$ ), i.e. pour une émission monochromatique directionnelle. La grande période permet en effet d'avoir un cercle représentatif de l'équation (1.35) avec un centre plus proche du cône de lumière. Ce cercle représente donc la projection d'un point de la partie linéaire de la relation de dispersion. Toute la portion de ce cercle localisée à l'intérieur du cône de lumière indique des ondes pouvant être propagées en champ lointain. On remarque que la possibilité pour une onde de surface dans le cas directionnel de produire une émission cohérente à une longueur d'onde donnée dépend fortement de l'angle d'émission  $\theta$  et de l'angle azimutal  $\phi$ . Pour bien replacer comment évoluent  $\theta$  et  $\phi$  dans le plan  $(k_x, k_y)$ , nous avons schématisé leur évolution dans le cône de lumière sur la figure 1.33 : pour  $k_y = 0$ , on a  $\phi = 0$  et pour  $k_x = 0$ , on a  $\phi = 90$  et le rayon du cône suit l'évolution :  $r = k_0 \sin\theta$ . Ainsi dans le cas de l'émission directionnelle, pour une longueur d'onde donnée, plus on augmente l'angle azimutal, plus l'émission aura lieu à un angle d'émission élevé.

Si maintenant on se place à une longueur d'onde correspondant à la partie asymptotique de la relation de dispersion ou qu'on limite la période du réseau de manière à ne pouvoir replier que cette partie asymptotique (émission isotrope), le cercle représentatif de l'équation (1.35) devient un disque comme représenté sur la figure 1.34. Le rayon extérieur du disque est seulement limité par le domaine d'existence des ondes de surface, ce qui signifie qu'il peut être plus grand ou plus petit. Il est généralement assez grand pour recouvrir tout le cône de lumière, donc théoriquement les ondes de surface peuvent être diffractées en champ lointain et produire une émission cohérente pour n'importe quel angle d'émission et n'importe quel angle azimutal. On aurait donc réellement une source isotrope. Cependant, un bon pic d'émissivité dépend aussi de l'optimisation du couple coefficient de remplissage-épaisseur  $(F, h)$  qui n'est pas forcément optimal pour tous les angles du spectre. En pratique, la source est effectivement isotrope pour la plupart des

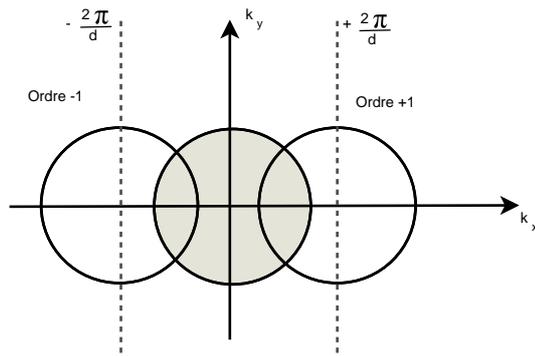


FIGURE 1.32 – Projection de la relation de dispersion avec réseau dans le plan  $(k_x, k_y)$  pour une grande période.

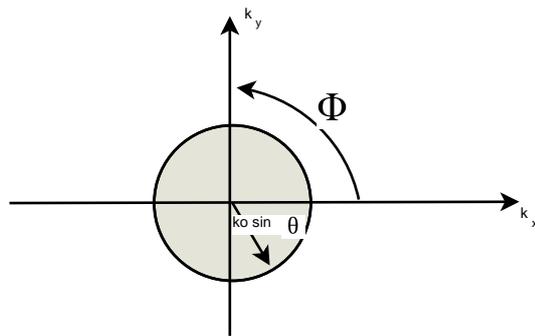


FIGURE 1.33 – Évolution de  $\theta$  et de  $\phi$  dans le cône de lumière.

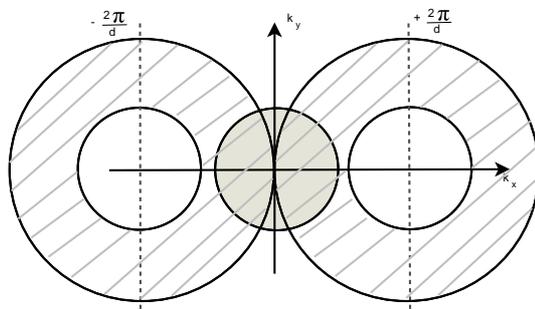


FIGURE 1.34 – Projection de la relation de dispersion avec réseau dans le plan  $(k_x, k_y)$  pour une petite période.

angles, sauf dans une zone proche de  $\phi = \pi/2$  où le couplage devient moins bon, comme l'ont décrit Marquier et al. [54, 55].

Nous avons défini dans cette section la plupart des notions nécessaires à la compréhension du comportement des ondes de surface dans le cas d'un matériau polaire sur lequel est gravé un réseau. Nous allons maintenant décrire la méthode numérique utilisée pour calculer l'émissivité en fonction de la longueur d'onde de nos réseaux.

## 1.3 Méthode RCWA (Rigorous coupled wave analysis).

### 1.3.1 Choix de la méthode.

Si l'épaisseur du réseau est d'un ordre de grandeur similaire à celui de sa période (ce qui est le cas dans nos études), on doit utiliser des méthodes rigoureuses qui résolvent directement les équations de Maxwell, sans approximations. Plusieurs méthodes ont été développées au cours des années :

- la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain) qui résout les équations de Maxwell dans leur forme dépendante du temps [102];
- la méthode Generalized Source qui les résout dans leur forme intégrale [103];
- la méthode RCWA (Rigorous Coupled Wave Analysis) qui les résout dans leur forme différentielle [104].

La méthode RCWA est la technique la plus utilisée pour une analyse précise de la diffraction des ondes électromagnétiques par des structures périodiques, telles que les réseaux.

La méthode RCWA, parfois appelée méthode modale de Fourier, utilise une décomposition en séries de Fourier pour représenter les structures et les champs sous forme de sommes d'harmoniques spatiales. Les composantes de Fourier de  $\epsilon$  sont calculées de manière exacte. Cela permet d'obtenir des résultats très précis avec très peu de termes résolus, ce qui aboutit à des simulations relativement rapides pour le type de structures étudiées.

C'est donc pour sa précision et sa relative rapidité, étant donné les structures que nous étudions, que nous avons choisi d'utiliser la méthode RCWA. Le code RCWA que nous utilisons est appelé RETICOLO et a été développé par J.P Hugonin et P. Lalanne de l'Institut d'optique à Paris [105].

Nous présenterons d'abord succinctement le principe de la méthode RCWA, puis nous détaillerons les spécificités propres à RETICOLO et les contraintes apparues pour le type de calcul effectué.

### 1.3.2 Base de la méthode RCWA.

Nous utilisons la méthode RCWA pour résoudre les équations de Maxwell, ce qui nous permet d'obtenir l'émissivité de réseau comme une fonction de ses paramètres : l'épaisseur  $h$ , la période  $d$  et le facteur de remplissage  $F$ .

Des méthodes ont été proposées dès les années 80 [101]. Chateau et Hugonin ont ensuite donné une description détaillée de l'algorithme pour la polarisation  $s$  [104]. Li a ensuite résolu quelques problèmes numériques spécifiques qui apparaissaient pour l'algorithme en polarisation  $p$  [106, 107].

La méthode est donc basée sur une résolution exacte (mais tronquée) des équations de Maxwell pour la diffraction électromagnétique par des réseaux [108]. On ne calcule pas directement l'émissivité, on calcule d'abord le champ diffracté par la structure pour tous

les ordres de diffraction. A partir de ce champ, on obtient ensuite l'énergie absorbée et réfléchie, et par la suite on pourra en déduire, grâce à la loi de Kirchoff, l'émissivité.

La réponse électromagnétique du réseau pouvant être différente suivant la polarisation, on se place pour présenter le principe de la méthode dans le cas d'une polarisation TM (ou  $p$ ).

Les conditions aux limites sont définies :

-du côté du milieu 1, par l'onde incidente plane (qui sera diffractée par le réseau). Elle possède un certain angle d'incidence et un angle azimutal qui définissent son orientation par rapport au réseau. (Pour des raisons de simplicité, on considère pour le moment que l'onde incidente est perpendiculaire au réseau, donc avec un angle azimutal nul) ;

-du côté du substrat (le milieu 2), on ne considère aucune onde incidente.

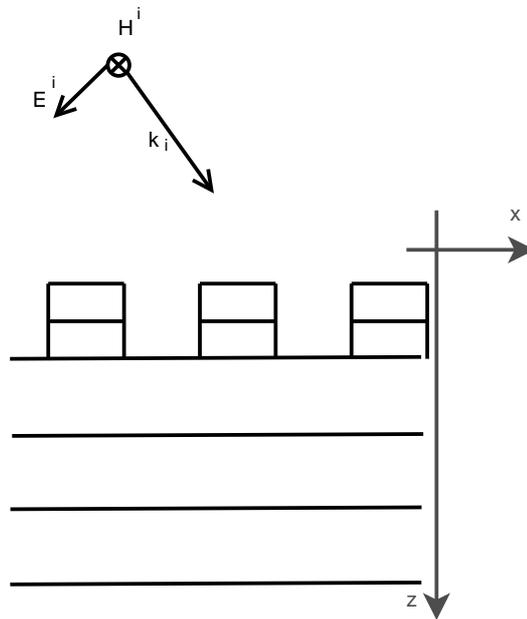


FIGURE 1.35 – Configuration du réseau avec possibilité de multi-couches dans l'algorithme RCWA en polarisation  $p$ .

La structure étudiée est représentée sous forme d'un empilement de plusieurs couches (Figure 1.35) :

-certaines homogènes représentant le substrat et les éventuelles couches situées en dessous du réseau ;

-certaines structurées pour représenter le réseau.

La disposition en couche offre (par exemple) la possibilité de réaliser des réseaux en triangle si on le souhaite.

Chacune des couches du réseau est caractérisée par sa propre fonction diélectrique  $\epsilon_i$ , qui peut être développée dans une base de Fourier [109] :

$$\epsilon_i(x) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \epsilon_i^{(p)} \exp(jpKx) \quad \text{avec } K = \frac{2\pi}{d} \quad (1.37)$$

En utilisant le théorème de Floquet (dans le cas, où l'onde incidente n'arrive pas en incidence normale), le champ électromagnétique est développé sur une base de Fourier

pour la polarisation TM [104] :

$$H_y(x, z) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} H_y^{(p)}(z) \exp[jk_x^{(p)}x] \quad (1.38)$$

$$g_x(x, z) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} g_x^{(p)}(z) \exp[jk_x^{(p)}x] \quad (1.39)$$

où  $H_y$  est la projection du champ magnétique sur l'axe  $Oy$ ,  $g_x = \epsilon_0 c E_x$  et  $k_x^{(p)} = pK + k_0 \sin \theta$ , donné par la condition de Floquet.

Pour chaque couche spécifique, on peut suivre l'évolution spatiale du champ électromagnétique suivant l'axe  $z$  (et donc sa propagation à l'intérieur de la structure en réseau) grâce aux équations de Maxwell [64] :

$$\frac{dH_y(x, z)}{dz} = jk_0 \epsilon g_x(x, z) \quad (1.40)$$

$$\frac{dg_x(x, z)}{dz} = jk_0 H_y(x, z) + \frac{j}{k_0} \frac{d}{dx} \left( \frac{1}{\epsilon} \frac{dH_y(x, z)}{dx} \right) \quad (1.41)$$

Grâce à ces dernières équations, on pourrait théoriquement calculer le champ électromagnétique à l'infini et donc pour tous les ordres de diffraction. Or, comme cela n'est pas matériellement possible, on limite les ordres de diffraction à une valeur maximum  $v$ . On peut alors réécrire les équations d'évolution précédentes en série de Fourier que l'on sommerait de  $-v$  à  $v$ . Pour simplifier l'écriture, on introduit la matrice de Toeplitz d'une fonction, qui peut être développée dans une base de Fourier, comme la matrice de ses coefficients de Fourier :  $f_{qp} = f^{(q-p)}$ . Pour avoir des équations qui convergent, elles doivent être écrites comme dans [106] :

$$\frac{dH_y^{(q)}(z)}{dz} = jk_0 \sum_{p=-v}^v \left[ \left( \frac{1}{\epsilon} \right)^{-1} \right]_{qp} g_x^{(p)}(z) \quad (1.42)$$

$$\frac{dg_x^{(q)}(z)}{dz} = j \left[ k_0 H_y^{(q)}(z) + \frac{k_x^{(q)}}{k_0} \sum_{p=-v}^v (\epsilon^{-1})_{qp} (k_x^{(p)} H_y^{(p)}(z)) \right] \quad (1.43)$$

Changer la manière dont la fonction diélectrique apparaît dans les équations (l'inverse de l'inverse) permet en effet d'en améliorer la convergence [106].

On peut écrire le système tronqué à  $2(2v+1)$  termes de Fourier sous forme matricielle de la manière suivante [104], pour une couche spécifique  $k$  :

$$\frac{dU(z)}{dz} = M_k U(z) \quad (1.44)$$

avec  $M_k$  une matrice de coefficients constant et  $U(z)$  le vecteur de taille  $2(2v+1)$  :

$$U(z) = \begin{pmatrix} H_y^{(-v)}(z) \\ \vdots \\ H_y^{(+v)}(z) \\ g_x^{(-v)}(z) \\ \vdots \\ g_x^{(+v)}(z) \end{pmatrix}$$

Pour résoudre l'équation (1.44),  $M_k$  doit être diagonalisée avec  $M_k = S_k D_k S_k^{-1}$  où  $D_k$  est une matrice diagonale de valeurs propres  $\gamma_i^k$  de  $M_k$  et les vecteurs  $S_k$  sont les vecteurs propres de  $M_k$ .

Nous pouvons ensuite associer  $U(z_k)$  et  $U(z_{k+1})$  avec :  $U(z_k) = S_k \Delta_k S_k^{-1} U(z_{k+1})$  Les composantes de la matrice diagonale  $\Delta_k$  sont de la forme  $e^{-\gamma_i^k(z_{k+1}-z_k)}$ .

Nous avons jusqu'à maintenant développé un formalisme de type "matrice de transfert". La seconde étape de la méthode est la résolution d'un système linéaire à partir des conditions aux limites, on connaît le champ incident et on veut obtenir le champ réfléchi et transmis. On se place alors dans un formalisme de type "matrice de diffusion" (Scattering-matrix approach) [109]. Comme on tire les valeurs propres d'une expression de leur carré, on utilise deux types de modes : ceux qui se propagent positivement suivant l'axe  $z$  et ceux qui se propagent dans l'autre sens. La matrice de diffusion alliera les composantes tangentielles des ondes descendantes avec les composantes tangentielles des ondes ascendantes [109]. Par exemple, dans le vide, nous pouvons écrire le champ magnétique (avec développement de Rayleigh) comme :

$$H_y(x, z) = \sum_{p=-v}^v f_V^{(p)} \exp j(k_x^{(p)}x + k_{vz}^{(p)}z) + \sum_{p=-v}^v b_V^{(p)} \exp j(k_x^{(p)}x - k_{vz}^{(p)}z) \quad (1.45)$$

avec  $k_{vz}^{(p)} = \sqrt{k_0^2 - (k_x^{(p)})^2}$  On peut appliquer la même équation pour le champ électrique et le champ magnétique dans le matériau.

Nous définissons  $z_0$  comme la position de la surface séparant le vide du réseau et  $z_{max}$  pour la surface entre la base de la structure et le vide. En réalisant un changement de base entre les coefficients de Fourier du champ et les coefficients de Fourier des ondes ascendantes et descendantes, on a [89] :

$$U(z_{min}) = C(z_{min}) \begin{pmatrix} f_v^{(-v)} \\ \vdots \\ f_v^v \\ b_v^{(-v)} \\ \vdots \\ b_v^v \end{pmatrix}$$

Ainsi, on peut associer les coefficients  $f$  pour les ondes descendantes avec les coefficients  $b$  pour les ondes ascendantes :

$$\begin{bmatrix} f_v \\ b_v \end{bmatrix} = C(z_{min})^{-1} \prod_{k=1}^M S_k \Delta_k S_k^{-1} C(z_{max}) \begin{bmatrix} f_s \\ b_s \end{bmatrix} \quad (1.46)$$

Si l'onde d'excitation est une onde plane incidente, alors dans l'expression de  $f_v$  le seul coefficient non nul est le coefficient correspondant au terme  $p = 0$  et ce terme est égal à 1. En l'absence d'ondes incidentes provenant du milieu 2,  $b_s$  est le vecteur nul.  $b_v$  qui correspond à tous les ordres de l'onde réfléchie sera appelé  $R$  et  $f_s$  les ordres associés à l'onde transmise seront nommés  $T$ . En faisant attention d'éviter les instabilités numériques [89, 104], on peut transposer l'équation (1.46) en :

$$\begin{bmatrix} R \\ T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P & X \\ Q & Y \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1.47)$$

Les matrices  $R$  et  $T$  sont ensuite obtenues avec les équations :

$$R = PI$$

$$T = QI$$

Ensuite on peut trouver la réflectivité  $\rho(\lambda, \theta)$  et la transmittivité  $\tau(\lambda, \theta)$  par [89] :

$$\rho(\lambda, \theta) = \sum_q |R(q)|^2 \frac{k_{Vz}^{(q)}}{k_0 \cos \theta} \quad (1.48)$$

$$\tau(\lambda, \theta) = \sum_p |T(p)|^2 \frac{k_{Sz}^{(p)}}{k_0 \cos \theta} \quad (1.49)$$

Puis, par la loi de Kirchhoff, on obtient l'émissivité :

$$\epsilon(\lambda, \theta) = \alpha(\lambda, \theta) = 1 - \rho(\lambda, \theta) - \tau(\lambda, \theta) \quad (1.50)$$

Dans la partie suivante, on développera les particularités de RETICOLO par rapport à la description générale de la méthode RCWA que nous venons de voir.

### 1.3.3 Application dans le code de calcul RETICOLO.

Le code utilisé s'appelle RETICOLO et a été développé par J.P Hugonin et P. Lalanne de l'institut d'optique à Paris. On peut trouver des formulations de l'approche RCWA utilisée dans RETICOLO dans [110] et [108].

#### Particularités.

Si l'angle d'incidence ou l'angle azimutal de l'onde incidente est à  $0^\circ$  et si l'objet est symétrique par rapport à l'axe  $z$ , on peut utiliser des symétries qui simplifieront les calculs et qui réduiront donc le temps de la simulation numérique. Si on est en incidence normale, on peut gagner grâce aux symétries jusqu'à un facteur 64 pour un réseau 2D (de 30 s à incidence normale jusqu'à 30 min à des angles d'émission et azimutal non nuls pour le calcul de l'émissivité d'un réseau de SiC pour une longueur d'onde donnée), car les algorithmes de l'algèbre linéaire (diagonalisation, produits de matrices, inversions) ont une complexité en  $N^3$ .

Il est possible d'utiliser les transformées de coordonnées de Granet pour améliorer la convergence. Il s'agit d'un nouveau système de coordonnées qui augmente la résolution spatiale autour des discontinuités des fonctions diélectriques [111, 112], notamment pour les matériaux métalliques.

Enfin, RETICOLO ne travaille pas avec les matrices  $S$  entre modes mais entre les champs tangentiels  $E$  et  $H$  ce qui permet une plus grande souplesse de factorisation des matrices.

## Problématiques.

Une des problématiques liée à la méthode RCWA est la nécessité de trouver le bon compromis entre précision et temps de calcul. Ce compromis intervient dans le choix du nombre de termes de Fourier que l'on conserve après la troncature. Plus il sera grand, plus le calcul sera précis, mais cela augmente la taille des matrices que l'on manipule et donc cela allongera le temps de calcul. De plus, on ne peut pas augmenter la troncature indéfiniment. Pour évaluer le nombre de termes de Fourier nécessaires à une bonne convergence, on réalise pour chaque nouvelle configuration un test de convergence en fonction du nombre de termes de Fourier.

Le nombre de couches utilisées peut aussi influencer le temps de calcul, mais nos réseaux étant rectangulaires une couche suffit à représenter le réseau. Cela serait différent pour l'étude de réseaux de forme plus complexe comme des réseaux triangulaires. Pour des réseaux nécessitant, plusieurs couches ou ayant des coins arrondis, la méthode RCWA ne sera pas forcément la plus adaptée, les performances numériques pouvant être réduite. Dans ce cas, une méthode hybride couplant éléments finis et méthode modale pourrait être plus adaptée [113, 114].

Dans le cas d'un réseau non-périodique ou possédant un défaut, la méthode RCWA n'est pas non plus adaptée et pourra être remplacée par une méthode modale apériodique [115].

Cependant, dans notre cas, nous considérons des réseaux rectangulaires idéaux et périodiques. Les principaux calculs réalisés seront des calculs d'émissivité en fonction de la longueur d'onde, de l'angle d'émission et de l'angle azimutal.

## 1.4 Conclusion.

Nous avons réalisé dans ce chapitre un état de l'art des différents types de sources thermiques cohérentes existantes. Nous avons ensuite présenté toutes les notions physiques nécessaires à la compréhension de l'étude suivante, ainsi que la méthode numérique RCWA utilisée pour calculer l'émissivité de nos structures. Nous allons dans le chapitre suivant présenter les données expérimentales des fonctions diélectriques du SiC et du SiO<sub>2</sub>. Puis nous utiliserons ces données expérimentales pour étudier l'évolution de l'émissivité de sources thermiques cohérentes en fonction de la température et pour optimiser des réseaux 1D et 2D de SiC et de SiO<sub>2</sub> pour obtenir de bonnes sources thermiques cohérentes à différentes températures. Enfin nous rendrons compte de l'étude expérimentale réalisée sur des réseaux de SiC.

## Bibliographie

- [1] J.-J. Greffet, R. Carminati, K. Joulain, J.-P. Mulet, S. Mainguy, and Y. Chen. Coherent emission of light by thermal sources. *Nature*, 416(6876) :61–64, March 2002.
- [2] D. Maystre and M. Neviere. Quantitative theoretical study of the plasmon anomalies of diffraction gratings. *Journal of Optics*, 8(3) :165, 1977.
- [3] S. Volz, editor. *Micro et nanothermique*. Collection "Sciences et techniques de l'ingénieur". CNRS, Paris, 2007.

- [4] H. Raether. *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*, volume 111 of *Springer Tracts in Modern Physics*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1988. DOI : 10.1007/BFb0048317.
- [5] J. Huang, Y. Xuan, and Q. Li. Narrow-band spectral features of structured silver surface with rectangular resonant cavities. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 112(5) :839–846, March 2011.
- [6] B. J. Lee, L. P. Wang, and Z. M. Zhang. Coherent thermal emission by excitation of magnetic polaritons between periodic strips and a metallic film. *Optics Express*, 16(15) :11328–11336, July 2008.
- [7] E. Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Physical review letters*, 58(20) :2059, 1987.
- [8] R. Biswas, E. Ozbay, B. Temelkuran, Mehmet Bayindir, M. M. Sigalas, and K.-M. Ho. Exceptionally directional sources with photonic-bandgap crystals. *JOSA B*, 18(11) :1684–1689, November 2001.
- [9] P. Ben-Abdallah. Thermal antenna behavior for thin-film structures. *Journal of the Optical Society of America. A, Optics, Image Science, and Vision*, 21(7) :1368–1371, July 2004.
- [10] B. J. Lee and Z. M. Zhang. Design and fabrication of planar multilayer structures with coherent thermal emission characteristics. *Journal of Applied Physics*, 100(6) :063529, September 2006.
- [11] C. M. Soukoulis, S. Linden, and M. Wegener. Negative Refractive Index at Optical Wavelengths. *Science*, 315(5808) :47–49, January 2007.
- [12] EM Purcell. Spontaneous emission probabilities at radio frequencies. In *Physical Review*, volume 69, page 681, 1946.
- [13] S. Enoch, J.-J. Simon, L. Escoubas, Z. Elalmy, F. Lemarquis, P. Torchio, and G. Albrand. Simple layer-by-layer photonic crystal for the control of thermal emission. *Applied Physics Letters*, 86(26) :261101, June 2005.
- [14] P. Ben-Abdallah and B. Ni. Single-defect Bragg stacks for high-power narrow-band thermal emission. *Journal of Applied Physics*, 97(10) :104910, May 2005.
- [15] M. Laroche, R. Carminati, and J.-J. Greffet. Coherent Thermal Antenna Using a Photonic Crystal Slab. *Physical Review Letters*, 96(12), March 2006.
- [16] V. G. Veselago. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of mu and epsilon. *Physics-Uspexhi*, 10(4) :509–514, April 1968.
- [17] D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Physical review letters*, 84(18) :4184, 2000.
- [18] D. R. Smith and N. Kroll. Negative refractive index in left-handed materials. *Physical Review Letters*, 85(14) :2933, 2000.

- 
- [19] R. A. Shelby. Experimental Verification of a Negative Index of Refraction. *Science*, 292(5514) :77–79, April 2001.
- [20] S. Enoch, G. Tayeb, P. Sabouroux, N. Guérin, and P. Vincent. A Metamaterial for Directive Emission. *Physical Review Letters*, 89(21) :213902, November 2002.
- [21] K. Vynck, D. Felbacq, E. Centeno, A. I. Căbuz, D. Cassagne, and B. Guizal. All-dielectric rod-type metamaterials at optical frequencies. *Physical review letters*, 102(13) :133901, 2009.
- [22] M. J. Dicken, K. Aydin, I. M. Pryce, L. A. Sweatlock, E. M. Boyd, S. Walavalkar, J. Ma, and H. A. Atwater. Frequency tunable near-infrared metamaterials based on VO<sub>2</sub> phase transition. *Optics express*, 17(20) :18330–18339, 2009.
- [23] J. A. Mason, S. Smith, and D. Wasserman. Strong absorption and selective thermal emission from a midinfrared metamaterial. *Applied Physics Letters*, 98(24) :241105, June 2011.
- [24] N. Mattiucci, G. D’Aguanno, A. Alù, C. Argyropoulos, J. V. Foreman, and M. J. Bloemer. Taming the thermal emissivity of metals : A metamaterial approach. *Applied Physics Letters*, 100(20) :201109, May 2012.
- [25] O. G. Kollyukh, A. I. Liptuga, V. Morozhenko, and V. I. Pipa. Thermal radiation of plane-parallel semitransparent layers. *Optics Communications*, 225(4) :349–352, October 2003.
- [26] I. Celanovic, D. Perreault, and J. Kassakian. Resonant-cavity enhanced thermal emission. *Physical Review B*, 72(7) :075127, 2005.
- [27] L. P. Wang, B. J. Lee, X. J. Wang, and Z. M. Zhang. Spatial and temporal coherence of thermal radiation in asymmetric Fabry–Perot resonance cavities. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52(13–14) :3024–3031, 2009.
- [28] L. P. Wang, S. Basu, and Z. M. Zhang. Direct Measurement of Thermal Emission From a Fabry–Perot Cavity Resonator. *Journal of Heat Transfer*, 134(7) :072701–072701, 2012.
- [29] J. Drevillon, K. Joulain, P. Ben-Abdallah, and E. Nefzaoui. Far field coherent thermal emission from a bilayer structure. *Journal of Applied Physics*, 109(3) :034315, February 2011.
- [30] E. Nefzaoui, J. Drevillon, and K. Joulain. Selective emitters design and optimization for thermophotovoltaic applications. *Journal of Applied Physics*, 111(8) :084316, April 2012.
- [31] C. H. Granier, F. O. Afzal, S. G. Lorenzo, M. R. Jr, J. P. Dowling, and G. Veronis. Optimized aperiodic multilayer structures for use as narrow-angular absorbers. *Journal of Applied Physics*, 116(24) :243101, December 2014.
- [32] H. Sai, H. Yugami, Y. Kanamori, and K. Hane. Solar selective absorbers based on two-dimensional W surface gratings with submicron periods for high-temperature photothermal conversion. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 79(1) :35–49, 2003.

- [33] H. Sai and Y. Kanamori. Spectrally Selective Thermal Radiators and Absorbers with Periodic Microstructured Surface for High-Temperature Applications. *Microscale Thermophysical Engineering*, 7(2) :101–115, January 2003.
- [34] N. Dahan, A. Niv, G. Biener, Y. Gorodetski, V. Kleiner, and E. Hasman. Enhanced coherency of thermal emission : Beyond the limitation imposed by delocalized surface waves. *Physical Review B*, 76(04) :045427, 2007.
- [35] N. Dahan, A. Niv, G. Biener, Y. Gorodetski, V. Kleiner, and E. Hasman. Extraordinary Coherent Thermal Emission From SiC Due to Coupled Resonant Cavities. *Journal of Heat Transfer*, 130(11) :112401–112401, September 2008.
- [36] E. K. Popov, N. Bonod, and S. Enoch. Comparison of plasmon surface waves on shallow and deep metallic 1d and 2d gratings. *Optics Express*, 15(7) :4224–4237, 2007.
- [37] H. T. Miyazaki, K. Ikeda, T. Kasaya, K. Yamamoto, Y. Inoue, K. Fujimura, T. Kanakugi, M. Okada, K. Hatade, and S. Kitagawa. Thermal emission of two-color polarized infrared waves from integrated plasmon cavities. *Applied Physics Letters*, 92(14) :141114, April 2008.
- [38] K. Ikeda, H. T. Miyazaki, T. Kasaya, K. Yamamoto, Y. Inoue, K. Fujimura, T. Kanakugi, M. Okada, K. Hatade, and S. Kitagawa. Controlled thermal emission of polarized infrared waves from arrayed plasmon nanocavities. *Applied Physics Letters*, 92(2) :021117, January 2008.
- [39] Y. B. Chen and K. H. Tan. The profile optimization of periodic nano-structures for wavelength-selective thermophotovoltaic emitters. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53(23–24) :5542–5551, November 2010.
- [40] S. Maruyama, T. Kashiwa, H. Yugami, and M. Esashi. Thermal radiation from two-dimensionally confined modes in microcavities. *Applied Physics Letters*, 79(9) :1393–1395, August 2001.
- [41] Q. Cheng, P. Li, J. Lu, X. Yu, and H. Zhou. Silicon complex grating with different groove depths as an absorber for solar cells. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 132 :70–79, January 2014.
- [42] B. Zhao and Z. M. Zhang. Study of magnetic polaritons in deep gratings for thermal emission control. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 135 :81–89, March 2014.
- [43] A. Raman, Z. Yu, and S. Fan. Dielectric nanostructures for broadband light trapping in organic solar cells. *Optics Express*, 19(20) :19015, September 2011.
- [44] Y. Gong, X. Liu, K. Li, J. Huang, J. J. Martinez, D. Rees-Whippey, S. Carver, L. Wang, W. Zhang, T. Duan, and N. Copner. Coherent emission of light using stacked gratings. *Physical Review B*, 87(20) :205121, 2013.
- [45] L. P. Wang and Z. M. Zhang. Phonon-mediated magnetic polaritons in the infrared region. *Optics Express*, 19(102) :A126–A135, March 2011.
- [46] H. Wang, Y. Yang, and L. Wang. Infrared frequency-tunable coherent thermal sources. *Journal of Optics*, 17(4) :045104, 2015.

- 
- [47] B. Liu, W. Gong, B. Yu, P. Li, and S. Shen. Perfect Thermal Emission by Nanoscale Transmission Line Resonators. *Nano Letters*, 17(2) :666–672, 2017.
- [48] P. J. Hesketh, J. N. Zemel, and B. Gebhart. Organ pipe radiant modes of periodic micromachined silicon surfaces. *Nature*, 324(6097) :549–551, 1986.
- [49] P. J. Hesketh, J. N. Zemel, and B. Gebhart. Polarized spectral emittance from periodic micromachined surfaces. II. Doped silicon : Angular variation. *Physical Review B*, 37(18) :10803, 1988.
- [50] J. Le Gall, M. Olivier, and J.-J. Greffet. Experimental and theoretical study of reflection and coherent thermal emission by a SiC grating supporting a surface-phonon polariton. *Physical Review B*, 55(15) :10105–10114, 1997.
- [51] F. Marquier, K. Joulain, J.-P. Mulet, R. Carminati, J.-J. Greffet, and Y. Chen. Coherent spontaneous emission of light by thermal sources. *Physical Review B*, 69(15) :155412, 2004.
- [52] F. Marquier, K. Joulain, J. P. Mulet, R. Carminati, and J. J. Greffet. Engineering infrared emission properties of silicon in the near field and the far field. *Optics Communications*, 237(4–6) :379–388, 2004.
- [53] M. Laroche, F. Marquier, R. Carminati, and J. J. Greffet. Tailoring silicon radiative properties. *Optics Communications*, 250(4–6) :316–320, 2005.
- [54] F. Marquier, M. Laroche, R. Carminati, and J.-J. Greffet. Anisotropic Polarized Emission of a Doped Silicon Lamellar Grating. *Journal of Heat Transfer*, 129(1) :11–16, June 2006.
- [55] F. Marquier, C. Arnold, M. Laroche, J. J. Greffet, and Y. Chen. Degree of polarization of thermal light emitted by gratings supporting surface waves. *Optics Express*, 16(8) :5305, April 2008.
- [56] N. Dahan, A. Niv, G. Biener, V. Kleiner, and E. Hasman. Space-variant polarization manipulation of a thermal emission by a SiO<sub>2</sub> subwavelength grating supporting surface phonon-polaritons. *Applied Physics Letters*, 86(19) :191102, May 2005.
- [57] S. Vassant, F. Marquier, J. J. Greffet, F. Pardo, and J. L. Pelouard. Tailoring GaAs terahertz radiative properties with surface phonons polaritons. *Applied Physics Letters*, 97(16) :161101, October 2010.
- [58] C. Arnold, F. Marquier, M. Garin, F. Pardo, S. Collin, N. Bardou, J.-L. Pelouard, and J.-J. Greffet. Coherent thermal infrared emission by two-dimensional silicon carbide gratings. *Physical Review B*, 86(3) :035316, 2012.
- [59] M. Kreiter, J. Oster, R. Sambles, S. Herminghaus, S. Mittler-Neher, and W. Knoll. Thermally induced emission of light from a metallic diffraction grating, mediated by surface plasmons. *Optics Communications*, 168(1–4) :117–122, September 1999.
- [60] H. Sai, Y. Kanamori, and H. Yugami. High-temperature resistive surface grating for spectral control of thermal radiation. *Applied Physics Letters*, 82(11) :1685–1687, March 2003.

- [61] M. Laroche, C. Arnold, F. Marquier, R. Carminati, J.-J. Greffet, S. Collin, N. Bardou, and J.-L. Pelouard. Highly directional radiation generated by a tungsten thermal source. *Optics Letters*, 30(19) :2623, 2005.
- [62] J. T. K. Wan. Tunable thermal emission at infrared frequencies via tungsten gratings. *Optics Communications*, 282(8) :1671–1675, 2009.
- [63] P. Ben-Abdallah, H. Benisty, and M. Besbes. Microsecond switchable thermal antenna. *Journal of Applied Physics*, 116(3) :034306, July 2014.
- [64] K. Joulain and A. Loizeau. Coherent thermal emission by microstructured waveguides. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 104(2) :208–216, March 2007.
- [65] C. J. Fu and W. C. Tan. Semiconductor Thin Films Combined With Metallic Grating for Selective Improvement of Thermal Radiative Absorption/Emission. *Journal of Heat Transfer*, 131(3) :033105–033105, January 2009.
- [66] Y.-H. Ye, Y.-W. Jiang, M.-W. Tsai, Y.-T. Chang, C.-Y. Chen, D.-C. Tzuang, Y.-T. Wu, and S.-C. Lee. Coupling of surface plasmons between two silver films in a Ag/SiO<sub>2</sub>/Ag plasmonic thermal emitter with grating structure. *Applied Physics Letters*, 93(26) :263106, December 2008.
- [67] I. Puscasu and W. L. Schaich. Narrow-band, tunable infrared emission from arrays of microstrip patches. *Applied Physics Letters*, 92(23) :233102, June 2008.
- [68] J. Wu. Broadband light absorption by tapered metal-dielectric multilayered grating structures. *Optics Communications*, 365 :93–98, 2016.
- [69] H. Wang and L. Wang. Perfect selective metamaterial solar absorbers. *Optics Express*, 21(S6) :A1078, November 2013.
- [70] L. P. Wang and Z. M. Zhang. Wavelength-selective and diffuse emitter enhanced by magnetic polaritons for thermophotovoltaics. *Applied Physics Letters*, 100(6) :063902, February 2012.
- [71] B. Zhao, L. Wang, Y. Shuai, and Z. M. Zhang. Thermophotovoltaic emitters based on a two-dimensional grating/thin-film nanostructure. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 67 :637–645, 2013.
- [72] J. Song, M. Si, Q. Cheng, and Z. Luo. Two-dimensional trilayer grating with a metal/insulator/metal structure as a thermophotovoltaic emitter. *Applied Optics*, 55(6) :1284–1290, February 2016.
- [73] Y. Zhao and C. Fu. Numerical simulation on the thermal radiative properties of a 2d SiO<sub>2</sub>/W/SiO<sub>2</sub>/W layered grating for thermophotovoltaic applications. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 182 :35–44, October 2016.
- [74] A. Battula and S. C. Chen. Monochromatic polarized coherent emitter enhanced by surface plasmons and a cavity resonance. *Physical Review B*, 74(24), December 2006.
- [75] W. Wang, C. Fu, and W. Tan. Thermal Radiative Properties of a SiC Grating on a Photonic Crystal. *Journal of Heat Transfer*, 135(9) :091504–091504, 2013.

- 
- [76] W. Wang, C. Fu, and W. Tan. Thermal radiative properties of a photonic crystal structure sandwiched by SiC gratings. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 132 :36–42, January 2014.
- [77] Y. B. Chen and Z. M. Zhang. Heavily doped silicon complex gratings as wavelength-selective absorbing surfaces. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 41(9) :095406, May 2008.
- [78] G. Biener, N. Dahan, A. Niv, V. Kleiner, and E. Hasman. Highly coherent thermal emission obtained by plasmonic bandgap structures. *Applied Physics Letters*, 92(8) :081913, February 2008.
- [79] S. Han and B. J. Lee. Control of thermal radiative properties using two-dimensional complex gratings. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 84 :713–721, 2015.
- [80] S.-A. Biehs, F. S. S. Rosa, and P. Ben-Abdallah. Modulation of near-field heat transfer between two gratings. *Applied Physics Letters*, 98(24) :243102, June 2011.
- [81] A. Messina, R. and Noto, B. Guizal, and M. Antezza. Radiative heat transfer between metallic gratings using adaptive spatial resolution. *Physical Review B*, 95(12), March 2017. arXiv : 1612.05516.
- [82] A. Didari and M. P. Mengüç. Near-field thermal radiation transfer by mesoporous metamaterials. *Optics Express*, 23(19) :A1253, September 2015.
- [83] A. Didari and M. Pinar Mengüç. Near-field thermal emission between corrugated surfaces separated by nano-gaps. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 158 :43–51, 2015.
- [84] A. Didari and P. Menguc. Near to Far-Field Thermal Emission by Nanoparticles on a Substrate : Evaluation of Effective Medium Theory. page RTu2B.3. OSA, 2014.
- [85] A. Didari and M. P. Mengüç. Analysis of near-field radiation transfer within nano-gaps using FDTD method. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 146 :214–226, October 2014.
- [86] H. Chalabi, E. Hasman, and M. L. Brongersma. Effect of shape in near-field thermal transfer for periodic structures. *Physical Review B*, 91(17) :174304, May 2015.
- [87] S. Basu, Y.-B. Chen, and Z. M. Zhang. Microscale radiation in thermophotovoltaic devices—A review. *International Journal of Energy Research*, 31(6-7) :689–716, 2007.
- [88] E. D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids*. San Diego, Academic Press, 1998.
- [89] F. Marquier. *Interaction des ondes de surface avec des microstructures périodiques. Émission thermique cohérente et transmission résonante*. phdthesis, Ecole Centrale Paris, October 2004.
- [90] M. Laroche. *Rôle des ondes de surface dans la modification des propriétés radiatives de matériaux microstructurés. Application à la conception de sources infrarouges et à l'effet thermophotovoltaïque*. phdthesis, Ecole Centrale Paris, November 2005.

- [91] C. Arnold. *Émission de rayonnement infrarouge assistée par ondes de surface : émission thermique cohérente et électroluminescence*. PhD thesis, Ecole centrale de Paris, November 2008.
- [92] M. Planck and M. Masius. *The theory of heat radiation*. Philadelphia, P. Blakiston's Son & Co, 1914.
- [93] A.-M. Bianchi, Y. Fautrelle, and J. Etay. *Transferts thermiques*. PPUR, Lausanne, 1 edition, 2004.
- [94] G. Kirchhoff. I. On the relation between the radiating and absorbing powers of different bodies for light and heat. *Philosophical Magazine*, 20(130) :1–21, July 1860.
- [95] J. R. Howell, M. P. Menguc, and R. Siegel. *Thermal Radiation Heat Transfer, 5th Edition*. CRC Press, Boca Raton, 5 edition, October 2010.
- [96] E. Nefzaoui. *Conception et optimisation de sources thermiques cohérentes pour applications thermo-photovoltaïques*. phdthesis, Université de Poitiers, March 2013.
- [97] R.J. Glauber. The Quantum Theory of Optical Coherence. *Physical Review*, 130(6) :2529–2539, June 1963.
- [98] R. J. Glauber. *Quantum theory of optical coherence : selected papers and lectures*. John Wiley & Sons, 2007.
- [99] L. Mandel and E. Wolf. Optical Coherence and Quantum Optics. *American Journal of Physics*, 64(11) :1438–1439, November 1996.
- [100] K. Joulain, J.-P. Mulet, F. Marquier, R. Carminati, and J.-J. Greffet. Surface electromagnetic waves thermally excited : Radiative heat transfer, coherence properties and Casimir forces revisited in the near field. *Surface Science Reports*, 57(3–4) :59–112, 2005.
- [101] R. Petit, editor. *Electromagnetic Theory of Gratings*, volume 22 of *Topics in Current Physics*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1980. DOI : 10.1007/978-3-642-81500-3.
- [102] A. Taflove and S. C. Hagness. *Computational electrodynamics : the finite-difference time-domain method*. Boston, Artech house, 2005.
- [103] A. V. Tishchenko. Generalized source method : New possibilities for waveguide and grating problems. *Optical and Quantum Electronics*, 32(6-8) :971–980, August 2000.
- [104] N. Chateau and J.-P. Hugonin. Algorithm for the rigorous coupled-wave analysis of grating diffraction. *Journal of the Optical Society of America A*, 11(4) :1321, April 1994.
- [105] Lien reticolo- open source. <https://www.lp2n.institutoptique.fr/Membres-Services/Responsables-d-equipe/LALANNE-Philippe>.
- [106] L. Li. Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures. *Journal of the Optical Society of America A*, 13(9) :1870–1876, September 1996.

- [107] L. Li. Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings. *Journal of the Optical Society of America A*, 13(5) :1024, May 1996.
- [108] M. G. Moharam, T. K. Gaylord, Eric B. Grann, and Drew A. Pommet. Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings. *Journal of the Optical Society of America A*, 12(5) :1068–1076, 1995.
- [109] G. Granet and B. Guizal. Efficient implementation of the coupled-wave method for metallic lamellar gratings in TM polarization. *Journal of the Optical Society of America A*, 13(5) :1019–1023, May 1996.
- [110] P. Lalanne and G. M. Morris. Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization. *Journal of the Optical Society of America A*, 13(4) :779–784, 1996.
- [111] G. Granet. Reformulation of the lamellar grating problem through the concept of adaptive spatial resolution. *Journal of the Optical Society of America A*, 16(10) :2510–2516, October 1999.
- [112] B. Guizal, H. Yala, and D. Felbacq. Reformulation of the eigenvalue problem in the Fourier modal method with spatial adaptive resolution. *Optics letters*, 34(18) :2790–2792, 2009.
- [113] P. Lalanne, M. Besbes, J. P. Hugonin, S. van Haver, O. T. A. Janssen, A. M. Nugrowati, M. Xu, S. F. Pereira, H. P. Urbach, A. S. van de Nes, P. Bienstman, G. Granet, A. Moreau, S. Helfert, M. Sukharev, T. Seideman, F. Baida, B. Guizal, and D. van Labeke. Numerical analysis of a slit-groove diffraction problem. *Journal of the European Optical Society - Rapid publications*, 2(0), July 2007.
- [114] J. P. Hugonin, M. Besbes, and P. Lalanne. Hybridization of electromagnetic numerical methods through the G-matrix algorithm. *Optics Letters*, 33(14) :1590–1592, July 2008.
- [115] B. Guizal, D. Barchiesi, and D. Felbacq. Electromagnetic beam diffraction by a finite lamellar structure : an aperiodic coupled-wave method. *JOSA A*, 20(12) :2274–2280, December 2003.

# Chapitre 2

## Étude de la dépendance en température de sources thermiques cohérentes composées de réseaux de SiC et de SiO<sub>2</sub>.

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Données expérimentales de la fonction diélectrique du SiC et du SiO<sub>2</sub> en fonction de la température. . . . .</b>	<b>52</b>
2.1.1	Obtention des données brutes. . . . .	52
2.1.2	Analyse des données. . . . .	52
<b>2.2</b>	<b>Résultats 1D. . . . .</b>	<b>54</b>
2.2.1	Utilisation des données expérimentales avec des réseaux de la littérature. . . . .	54
2.2.2	Optimisation des réseaux pour différentes températures. . . . .	58
2.2.3	Un choix de paramètres pour une optimisation à toutes les températures. . . . .	65
2.2.4	Dépendance de l'émissivité avec l'angle azimutal. . . . .	71
<b>2.3</b>	<b>Résultats 2D. . . . .</b>	<b>75</b>
2.3.1	Bref rappel physique sur les réseaux 2D. . . . .	75
2.3.2	Optimisation des réseaux 2D à différentes températures pour le SiC et le SiO <sub>2</sub> . . . . .	76
2.3.3	Relation de dispersion à différentes températures. . . . .	79
<b>2.4</b>	<b>Comparaison expérimentale. . . . .</b>	<b>80</b>
2.4.1	Objectifs. . . . .	80
2.4.2	Propriétés du SiC. . . . .	80
2.4.3	Construction des réseaux au FIB (Focused Ion Beam). . . . .	81
2.4.4	Mesures et biais expérimentaux éventuels. . . . .	83
2.4.5	Pics expérimentaux comparés aux pics théoriques. . . . .	84
<b>2.5</b>	<b>Conclusion. . . . .</b>	<b>87</b>

---

## 2.1 Données expérimentales de la fonction diélectrique du SiC et du SiO<sub>2</sub> en fonction de la température.

On peut trouver les propriétés optiques du dioxyde de silicium vitreux (SiO<sub>2</sub>-glass) et du carbure de silicium (SiC) dans la littérature, notamment dans les ouvrages de Palik [1]. Cependant, elles sont données seulement pour la température ambiante. Or les sources thermiques peuvent être amenées à être portées à différentes températures. Il a été dans le passé rapporté dans la littérature des écarts entre les mesures d'émissivité des sources et les calculs théoriques de cette même émissivité, notamment dans le cas de réseaux de SiC. C'est pourquoi dans cette étude nous utiliserons des données de la fonction diélectrique du SiC et du SiO<sub>2</sub> en fonction de la température, obtenues expérimentalement en collaboration avec le laboratoire CEMHTI d'Orléans.

### 2.1.1 Obtention des données brutes.

La fonction diélectrique du SiC de 295 K à 1460 K a été obtenue à partir de mesures de l'émittance spectrale dans la direction quasi-normale. Elle a été obtenue avec un spectromètre réalisé par le CEMHTI composé de deux spectromètres infrarouges Bruker (vertex 80v travaillant sous vide et vertex 70 purgé avec de l'air sec). Ensemble, ils permettent de réaliser des mesures sur un spectre allant du lointain infrarouge au visible [2].

Le mono-cristal de SiC utilisé pour les mesures provient de MTI Corporation. C'est un conducteur de type n avec une résistivité électrique comprise entre 0.02 et 0.2 ohm.cm. L'échantillon, en forme de plaque (6.35 mm \* 6.35 mm \* 0.26 mm), est du type SiC 6H et a une orientation (0001) et deux côtés polis "epi". L'échantillon de SiO<sub>2</sub>, quant à lui, est une plaque polie de silice vitreuse avec une faible quantité de OH ( $\leq 20$  ppm).

Les valeurs des fonctions diélectriques sont ensuite retrouvées en ajustant les données expérimentales avec un modèle physique adéquat :

- un modèle semi-quantique de fonction diélectrique pour le SiC. Des détails sur ce modèle (simplifié) peuvent être trouvés en annexe.
- pour la nature désordonnée du SiO<sub>2</sub>-glass, une fonction gaussienne causale a été utilisée comme modèle de fonction diélectrique, permettant ainsi de prendre en compte l'élargissement inhomogène de la bande d'absorption du verre [3].

### 2.1.2 Analyse des données.

On a tracé les fonctions diélectriques (parties réelle et imaginaire) du SiO<sub>2</sub> (Figures 2.1 et 2.2) et du SiC (Figures 2.3 et 2.4) en fonction de la longueur d'onde.

Pour le SiO<sub>2</sub>, on a un léger décalage de la résonance autour de 10  $\mu\text{m}$  quand la température augmente. De plus, la résonance tend à s'élargir avec l'augmentation de la température. Cela n'est par contre pas le cas pour la seconde résonance du SiO<sub>2</sub> autour de 22  $\mu\text{m}$  dont la fréquence centrale ne varie pas avec la température tant que la température se situe en dessous de la transition vitreuse qui se produit vers 1500 K. Cela est sans doute dû à la faible dilatation thermique du SiO<sub>2</sub>.

Sur les figures 2.3 et 2.4, pour le SiC, on observe le même type de comportement, en plus prononcé : on a un décalage en longueur d'onde de la résonance autour de 12,5

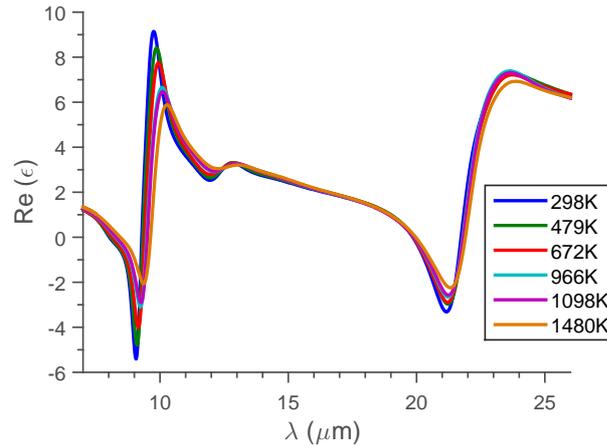


FIGURE 2.1 – Fonction diélectrique du SiO<sub>2</sub> (partie réelle) en fonction de la longueur d’onde pour différentes températures.

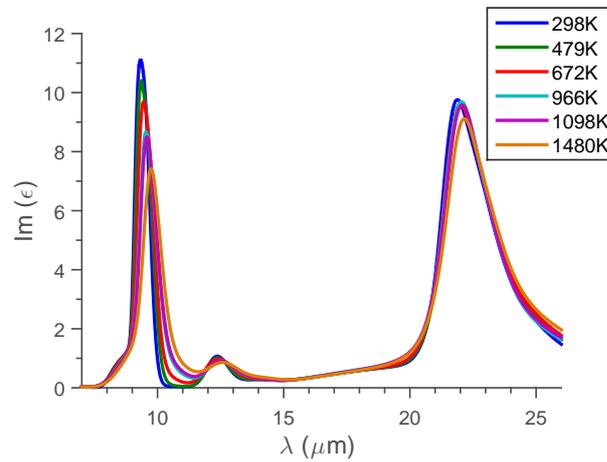


FIGURE 2.2 – Fonction diélectrique du SiO<sub>2</sub> (partie imaginaire) en fonction de la longueur d’onde pour différentes températures.

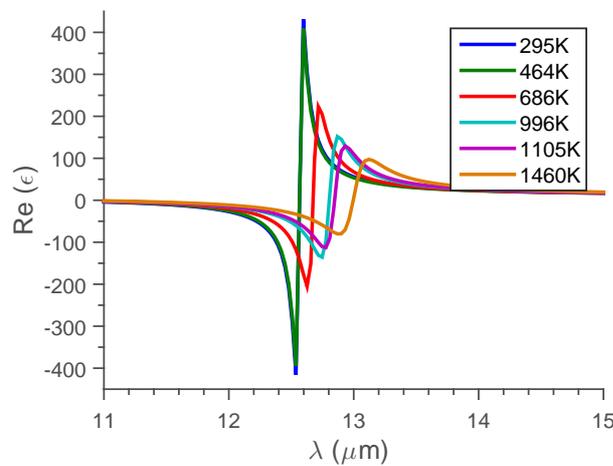


FIGURE 2.3 – Fonction diélectrique du SiC (partie réelle) en fonction de la longueur d’onde pour différentes températures.

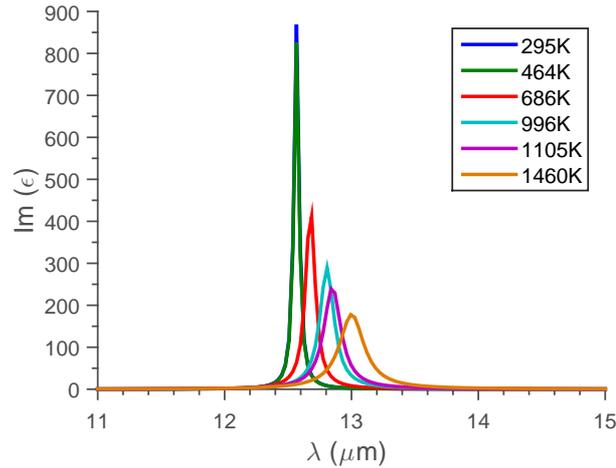


FIGURE 2.4 – Fonction diélectrique du SiC (partie imaginaire) en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures.

$\mu\text{m}$  et son élargissement quand la température augmente. Nous verrons que ce comportement influence directement l'émission de sources thermiques cohérentes. En effet, la partie imaginaire de la fonction diélectrique est représentative de l'énergie qui est absorbée par le matériau, i.e. l'émissivité. De plus, la zone où les ondes de surface existent, i.e. où  $Re(\epsilon) < -1$ , se décale aussi et est diminuée quand la température augmente.

## 2.2 Résultats 1D.

Cette section reprend en partie l'article [4] pour l'aspect concernant le SiC. Dans cette partie, nous allons d'abord utiliser les propriétés optiques du SiC à différentes températures avec un réseau de référence de la littérature [5], qui fut la première source thermique cohérente de SiC conçue. La même étude sera réalisée avec un réseau de SiO<sub>2</sub> de la littérature [6]. Ensuite, nous optimiserons ce réseau pour obtenir le "meilleur" pic d'émissivité pour chaque température et pas seulement à température ambiante. Enfin, nous concevrons un réseau qui, avec un unique set de paramètres, possède un pic d'émissivité avec un maximum très proche de  $\epsilon = 1$  pour l'ensemble des températures.

### 2.2.1 Utilisation des données expérimentales avec des réseaux de la littérature.

#### SiC.

Dans 2 articles rapportant les travaux de Greffet et al. [5] et de Marquier et al. [7], le spectre d'émissivité d'un réseau de SiC obtenu théoriquement a été comparé à des spectres expérimentaux. A chaque fois, une légère différence existe entre les mesures expérimentales et les résultats provenant du modèle numérique. Cette différence a été attribuée hypothétiquement à la variation de la fonction diélectrique avec la température [7]. Pour corroborer ce fait, nous avons calculé l'émissivité en utilisant les mêmes paramètres pour le réseau de SiC ( $d=6,25 \mu\text{m}$ ;  $h=0,285 \mu\text{m}$ ;  $F=0,5$ ) comme dans l'article de Marquier [7], mais avec les propriétés optiques du SiC à différentes températures. Nous l'avons tracé en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures (Figure 2.5).

On remarque que la variation de l'émissivité du réseau avec la température est très

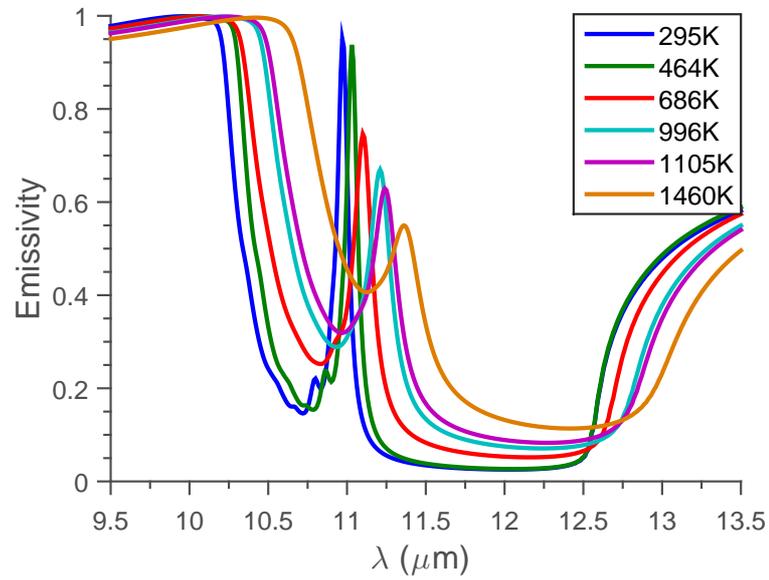


FIGURE 2.5 – Emissivité d’un réseau de SiC utilisant les paramètres de [7] à 30 degrés d’émission en fonction de la longueur d’onde pour différentes températures.

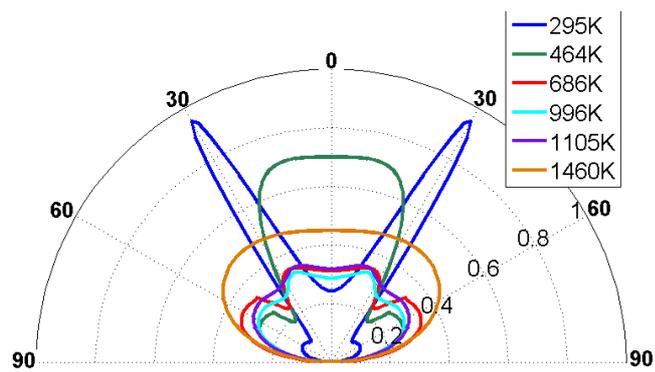


FIGURE 2.6 – Emissivité d’un réseau de SiC utilisant les paramètres de [7] à 10.97  $\mu\text{m}$  en fonction de l’angle d’émission pour différentes températures.

similaire à la variation de la fonction diélectrique avec la température (Figure 2.3). En effet, comme on peut le voir sur la figure 2.5, le pic d'émissivité s'élargit et se décale vers les grandes longueurs d'onde quand la température augmente. En effet, les résonances du SiC s'élargissent à haute température attestant d'une augmentation des pertes. Dans cette configuration, le meilleur pic d'émissivité est obtenu à 295 K. Lorsque la température augmente, l'amplitude de l'émissivité diminue tandis que la longueur d'onde du pic augmente. A 1460 K, l'amplitude du pic d'émissivité pour un réseau optimisé à température ambiante tombe à une émissivité de l'ordre de  $\epsilon=0.5$ . Donc un réseau optimisé pour 295 K ne va pas nécessairement produire les meilleurs pics d'émissivité (i.e. des pics d'émissivité avec un maximum proche de  $\epsilon=1$ ) pour des températures plus élevées.

Pour considérer le problème en fonction de l'angle d'émission, on trace, toujours pour un angle azimutal nul, l'émissivité en fonction de l'angle d'émission pour une unique longueur d'onde et toujours pour différentes températures, dans le diagramme d'émissivité visible en figure 2.6. La longueur d'onde choisie ( $\lambda=10.97\mu\text{m}$ ) correspond à la longueur d'onde du pic à 295 K. Cela montre que l'émission thermique cohérente à cette longueur d'onde et pour ce réseau est réellement directionnelle uniquement pour 295 K. Pour les autres températures, nous ne voyons aucun pic prononcé. Dans ce cas, les pics d'émissivité ne se décalent donc pas en angle comme ils le font en longueur d'onde. Cependant, il y a une dépendance en direction du pic d'émissivité pour chaque température, en ayant choisi des longueurs d'onde adaptées à chaque température. Mais, on remarque qu'on a moins de dépendance en direction à haute température, le pic étant plus "étalé". Par conséquent, à partir des figures 2.5 et 2.6, on peut conclure que les réseaux optimisés pour la température ambiante ne sont pas optimisés pour toutes les températures, en particulier les plus élevées. Pour avoir une source cohérente optimisée à une température donnée, il est nécessaire d'optimiser les paramètres du réseau pour cette température.

Comme preuve additionnelle, nous avons ensuite comparé les résultats expérimentaux, obtenus par Marquier et al. [7] sur un réseau de SiC à 46 degrés et à 770 K, avec les résultats numériques réalisés avec RETICOLO à 686K et 996K (Figure 2.7).

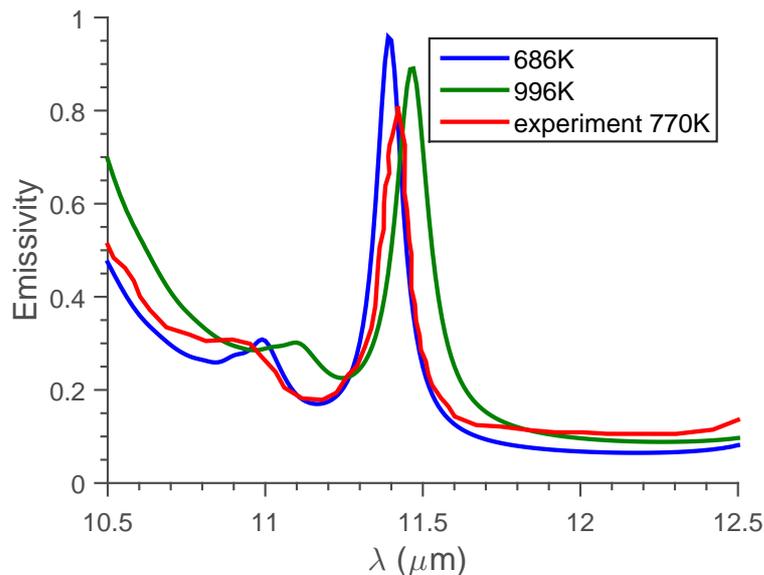


FIGURE 2.7 – Emissivité expérimentale du SiC à 46 degrés d'émission avec les paramètres  $d=6.25\ \mu\text{m}$ ,  $F=0.5$  et  $h=0.285\ \mu\text{m}$  provenant de [7] comparée aux résultats numériques de RETICOLO pour 686 K et 996 K en utilisant les mêmes paramètres.

Comme la courbe expérimentale se situe au milieu des deux courbes simulées, on peut

voir que les résultats sont corrects en terme de longueur d'onde. Cependant, l'amplitude des émissivités ne correspond pas. Cela peut être expliqué par l'utilisation de SiC d'origine différente pour les mesures expérimentales de [7] et le SiC utilisé pour obtenir les propriétés optiques utilisées par RETICOLO. En effet, selon les méthodes de fabrication, les propriétés du SiC peuvent varier légèrement. De plus, il existe plusieurs polytypes : 6H-SiC, 4H-SiC ou 3C-SiC par exemple.

### SiO<sub>2</sub>.

La variation de la fonction diélectrique du SiO<sub>2</sub> avec la température étant similaire à la variation de celle du SiC, les conséquences de la variation de la température sur l'émission thermique cohérente d'un réseau de SiO<sub>2</sub> devraient donc être les mêmes. Pour vérifier cela, nous avons réalisé la même étude sur un réseau de SiO<sub>2</sub> optimisé à température ambiante dans la littérature [6]. Les paramètres du réseau sont les suivants :  $d=2 \mu\text{m}$  ;  $F=0.5$  et  $h=0.7 \mu\text{m}$ . Cette équipe a aussi réalisé des mesures d'émissivité à haute température (873 K) et remarqué un décalage entre la longueur d'onde du pic théorique et du pic obtenu expérimentalement. Nous avons donc tracé l'émissivité de ce réseau en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures grâce à RETICOLO (Figure 2.8).

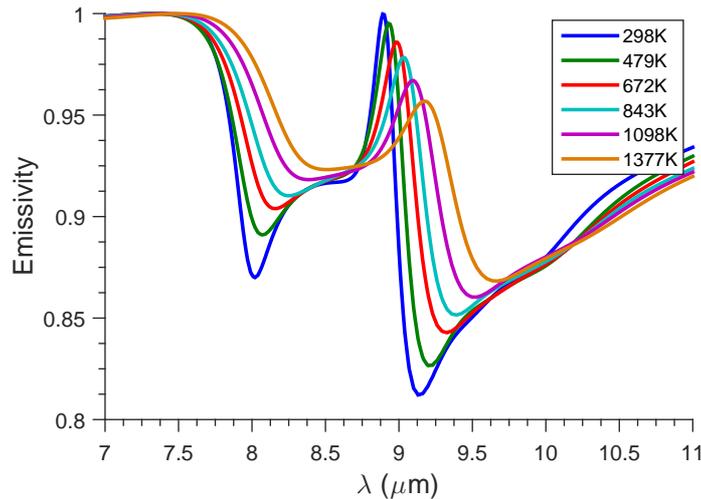


FIGURE 2.8 – Emissivité d'un réseau de SiO<sub>2</sub> utilisant les paramètres de [6] dans la direction normale en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures.

L'émissivité dans la gamme spectrale [ $7\mu\text{m}$ - $11\mu\text{m}$ ] est très haute pour toute la gamme ( $\epsilon > 0.8$ ), mais on a bien un pic d'émissivité autour de  $9 \mu\text{m}$ . Comme pour le SiC, on remarque que l'augmentation de la température a pour conséquence un décalage du pic d'émissivité vers les grandes longueurs d'onde et l'élargissement de ce pic d'émissivité avec la température, similairement à la variation de la fonction diélectrique du SiO<sub>2</sub> avec la température.

Les paramètres de ce réseau permettent bien d'obtenir le meilleur pic d'émissivité pour la température ambiante. Cependant, à 1377 K, l'amplitude du pic d'émissivité reste tout de même assez élevée ( $\epsilon = 0.95$ ). Nous comparons tout de même l'émissivité expérimentale obtenue par Dahan et al. [6] dans la direction normale et à une température de 873 K avec l'émissivité obtenue numériquement avec RETICOLO pour le même réseau à 843 K et 1098 K (Figure 2.9). Les auteurs présentent dans leur article uniquement les valeurs pour une émissivité relative, i.e. le rapport de l'émissivité du réseau sur l'émissivité d'une

surface plane de SiO<sub>2</sub> pour prendre en compte d'une certaine manière l'influence de la température sur l'émissivité. On ne voit donc pas une diminution de l'amplitude du pic d'émissivité. Cependant, la longueur d'onde du pic expérimental est bien située entre les longueurs d'onde des pics à 843 K et 1098 K, ce qui confirme la nécessité de prendre en compte le décalage du pic d'émissivité en réalisant des expériences à haute température.

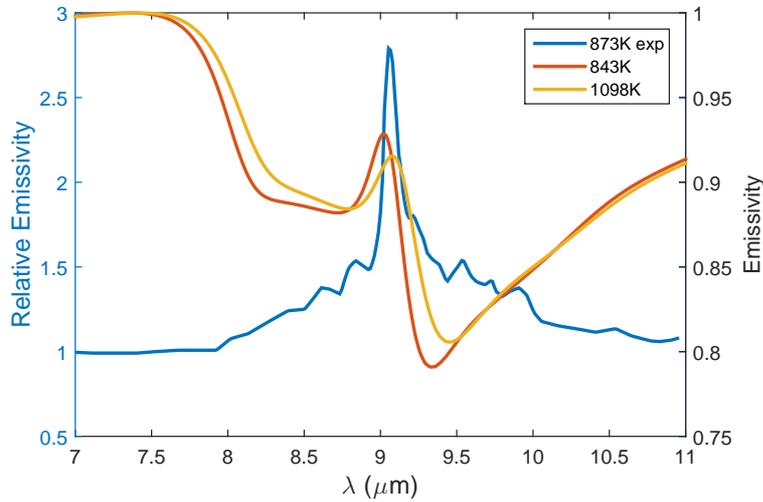


FIGURE 2.9 – Emissivité expérimentale du SiO<sub>2</sub> à 873 K à incidence normale avec les paramètres  $d=2 \mu\text{m}$ ,  $F=0.5$  et  $h=0.7 \mu\text{m}$  provenant de [6] comparée aux résultats numériques de RETICOLO pour 843 K et 1098 K en utilisant les mêmes paramètres.

## 2.2.2 Optimisation des réseaux pour différentes températures.

### SiC.

Comme nous l'avons vu précédemment, quand la température augmente, l'émission du réseau est modifiée. Par conséquent, il pourrait être intéressant pour une validation expérimentale de concevoir des sources thermiques cohérentes optimisées pour les températures auxquelles sera réalisée l'expérience. Nous montrerons dans cette section qu'il est en effet possible de trouver des paramètres pour le réseau de manière à avoir un réseau optimisé pour chaque température.

T(K)	$\theta$ (deg)	d( $\mu\text{m}$ )	F	h ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda_{pic}$ ( $\mu\text{m}$ )	E
295	0	3	0.5	0.41	10.9	0.9971
464				0.44	10.97	0.9989
686				0.58	11.05	0.9967
996				0.66	11.18	1
1280				0.77	11.28	1
1460				0.84	11.36	0.9999

TABLE 2.1 – Paramètres optimaux du réseau pour une source thermique isotrope et monochromatique de SiC pour différentes températures.

Pour atteindre ce but, il suffit de changer les valeurs des 3 paramètres du réseau. Comme nous l'avons vu dans la partie 1.2.3, la manière la plus facile serait de contrôler la

T(K)	$\theta$ (deg)	$d(\mu\text{m})$	F	$h$ ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda_{pic}$ ( $\mu\text{m}$ )	E		
295	0	6.25	0.5	0.48	10.95	0.9993		
464				0.5	11.02	0.9961		
686				0.61	11.11	0.9941		
996				0.71	11.25	0.9999		
1280				0.83	11.37	0.9997		
1460				0.89	11.45	1		
295	30			6.25	0.5	0.36	11	0.9992
464						0.37	11.06	0.9997
686						0.5	11.17	0.9999
996						0.58	11.30	0.9998
1280						0.68	11.41	0.9999
1460						0.74	11.49	1

TABLE 2.2 – Paramètres optimaux du réseau pour une source thermique directionnelle et monochromatique de SiC pour différentes températures.

période  $d$  du réseau, car cela permet de contrôler la longueur d’onde du pic d’émissivité et cela va orienter le type d’émission entre omnidirectionnelle (isotrope) ou directionnelle. Cependant, si on veut garder le type d’émission de départ, peu importe la température, il faudra plutôt faire varier les deux autres paramètres du réseau.

Pour obtenir un pic d’émissivité avec une émissivité proche de 1, qui garde les propriétés directionnelles ou isotropes de son homologue à température ambiante, on peut donc ajuster l’épaisseur  $h$ . Cela permet d’adapter le réseau graduellement au changement en longueur d’onde induit par l’augmentation de la température et de toujours diffracter les ondes de surface. Il est possible d’obtenir un effet similaire en modifiant le coefficient de remplissage  $F$ , mais cela a moins d’effet et une modification couplée de  $h$  et de  $F$  est souvent nécessaire. De plus, pour mieux comprendre les effets du changement de paramètres, il est préférable de changer seulement un paramètre à la fois, notamment le paramètre  $h$  dont les variations ont le plus d’impact sur le résultat.

Nous listons dans les tableaux 2.1 et 2.2 quelques uns des meilleurs paramètres pour le réseau pour différentes températures. Nous avons choisi de donner un exemple pour chaque type de sources thermiques cohérentes. En effet (comme on peut le déduire de la relation de dispersion), un réseau avec une petite période autour de  $3 \mu\text{m}$  produit une émission isotrope dans le champ lointain. A l’opposé, une grande période de l’ordre de  $6 \mu\text{m}$  crée une source avec une émission directionnelle. Dans le tableau 2.1, nous avons conçu les réseaux de manière à ce que pour chaque température, le pic (présent à une certaine longueur d’onde pour chaque température) soit toujours présent à la même longueur d’onde quand l’angle d’incidence change. Dans chaque cas, l’émission est quasi-isotrope, car l’émission ne descend pas en dessous de 0.95, pour des angles allant de l’incidence normale jusqu’à 45-50 degrés. Par souci de simplicité, nous donnons seulement les résultats pour l’incidence normale dans le tableau 2.1. Dans le tableau 2.2, au contraire, nous voulions pour chaque température obtenir un pic d’émissivité fortement directionnel à une longueur d’onde donnée et à un angle d’incidence donné. Nous listons dans le tableau 2.2 les résultats pour seulement deux angles d’incidence : l’incidence normale et 30 degrés.

Avec une période  $d$  et un coefficient de remplissage  $F$  fixés et connaissant un réseau

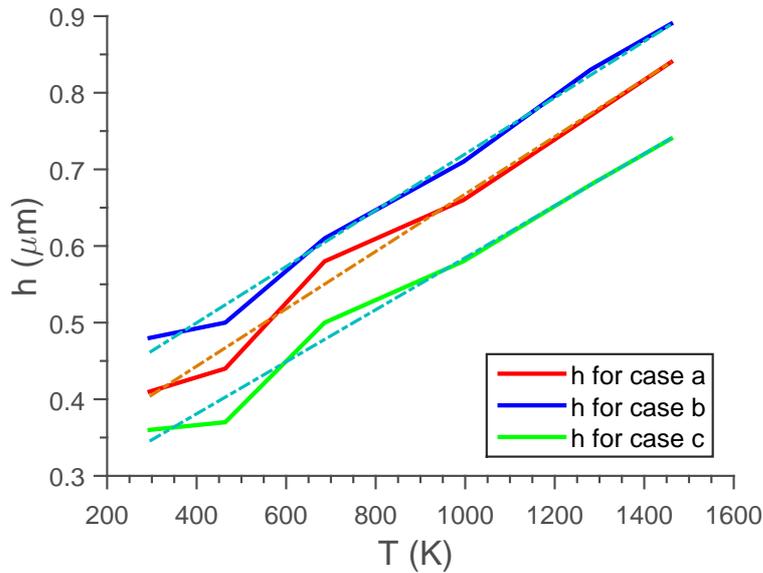


FIGURE 2.10 – Variation de l'épaisseur  $h$  en fonction de la température pour les cas a (source isotrope à incidence normale du tableau 2.1), b (source directionnelle à incidence normale du tableau 2.2) and c (source directionnelle à 30 degrés d'incidence du tableau 2.2). On a représenté en pointillé les courbes de tendance linéaires pour chaque cas.

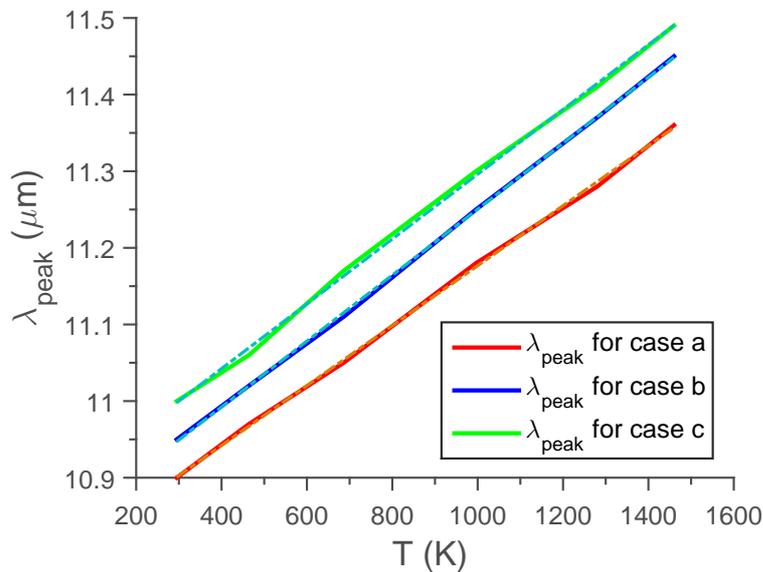


FIGURE 2.11 – Variation de la longueur d'onde du pic  $\lambda$  en fonction de la température pour les cas a (source isotrope à incidence normale du tableau 2.1), b (source directionnelle à incidence normale du tableau 2.2) and c (source directionnelle à 30 degrés d'incidence du tableau 2.2). On a représenté en pointillé les courbes de tendance linéaires pour chaque cas.

optimisé pour une certaine température, il s'avère qu'il est plutôt simple de trouver un réseau optimal pour chaque température : quand la température augmente, il suffit d'augmenter l'épaisseur  $h$  en conséquence. En effet, en observant la variation de l'épaisseur en fonction de la température pour chaque cas (Figure 2.10), on remarque que l'augmentation de l'épaisseur, nécessaire pour adapter le réseau à la température considérée, est quasi-linéaire. En termes de longueur d'onde (Figure 2.11), l'évolution avec la température est aussi linéaire. On peut donc approcher la parfaite combinaison longueur d'onde-épaisseur uniquement en connaissant la période et la température. Au delà de ça, nous pouvons conclure que pour chaque période et chaque température, il y a un couple  $(F, h)$ , qui produit la meilleure association et donc le meilleur pic d'émission.

### SiO<sub>2</sub>.

De la même manière que pour le SiC, on peut trouver pour chaque température des paramètres pour le réseau de SiO<sub>2</sub> tel que le pic d'émissivité soit maximisé.

On procède de la même manière que pour le SiC, on fixe la période et le coefficient de remplissage, pour vérifier si on peut optimiser les pics d'émissivité des réseaux uniquement avec la variation de l'épaisseur  $h$ . Les résultats sont présentés dans le tableau 2.3, on y recense les paramètres du réseau pour chaque température, ainsi que la longueur d'onde du pic d'émissivité et son amplitude. On remarque que pour chaque température, il est possible de trouver, à période et coefficient de remplissage fixés, une épaisseur de réseau qui permettent de maximiser le pic d'émissivité. On doit cependant recourir à des épaisseurs plus profondes que dans le cas du réseau de SiC.

T(K)	$\theta$ (deg)	d( $\mu\text{m}$ )	F	h ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda_{pic}$ ( $\mu\text{m}$ )	E
298	0	2	0.5	0.84	8.894	1
479				0.92	8.933	1
672				0.98	8.99	1
843				1.02	9.05	1
1098				1.08	9.12	1
1377				1.15	9.227	1

TABLE 2.3 – Paramètres optimaux du réseau pour une source thermique monochromatique de SiO<sub>2</sub> pour différentes températures.

Nous présentons un exemple du pic d'émissivité obtenu pour 298 K et 1377 K sur les figures 2.12 et 2.13 pour comparaison.

Encore une fois, on a une évolution quasi-linéaire de l'épaisseur optimale, ainsi que de la longueur d'onde du pic en fonction de la température.

### Étude avec prise en compte de tous les paramètres.

Nous avons aussi réalisé une étude exhaustive des différentes possibilités d'obtention de pics d'émissivité en faisant varier alternativement la période du réseau, le coefficient de remplissage, l'épaisseur ou même la longueur d'onde, tout en fixant 2 ou 3 des autres paramètres. Les études sont réalisées, sauf indication contraire, pour un angle d'incidence et un angle azimutal nuls et en polarisation TM.

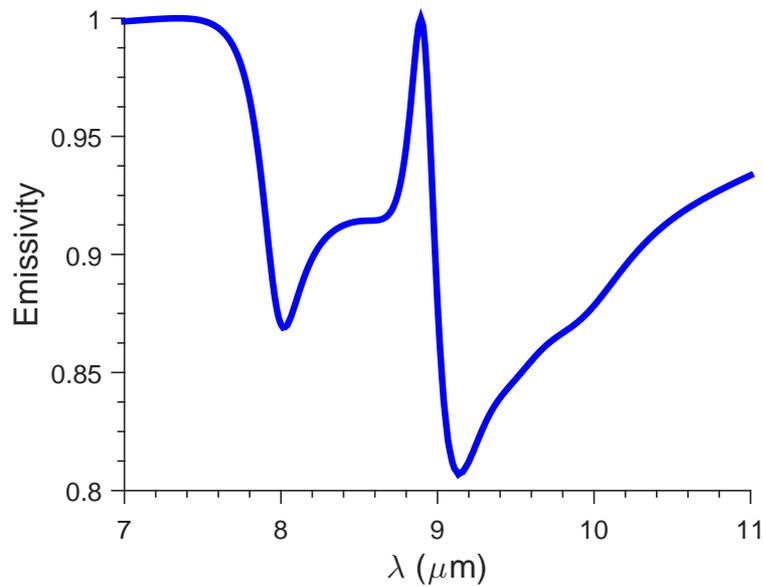


FIGURE 2.12 – Emissivité d'un réseau de SiO<sub>2</sub> utilisant les paramètres optimisé pour 298 K ( $d=2 \mu\text{m}$ ,  $F=0.5$  et  $h=0.84 \mu\text{m}$ ) à incidence normale en fonction de la longueur d'onde.

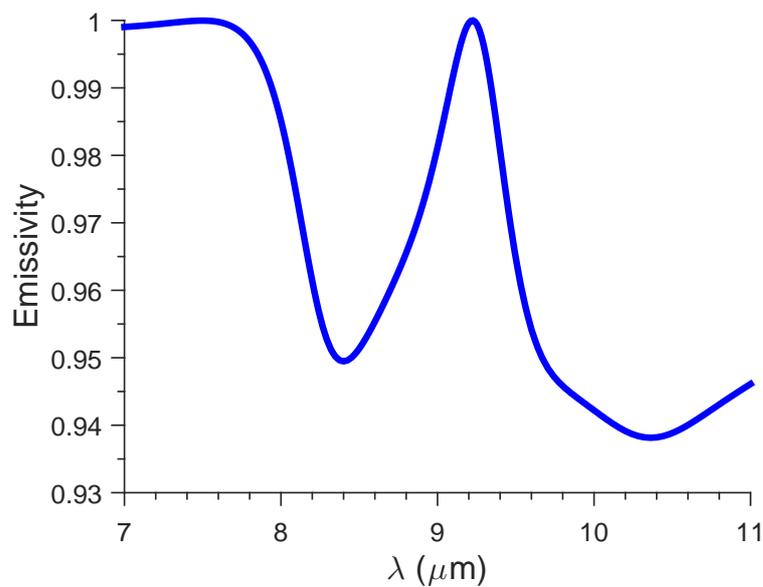


FIGURE 2.13 – Emissivité d'un réseau de SiO<sub>2</sub> utilisant les paramètres optimisé pour 1377 K ( $d=2 \mu\text{m}$ ,  $F=0.5$  et  $h=1.15 \mu\text{m}$ ) à incidence normale en fonction de la longueur d'onde.

Nous avons déjà étudié le cas de la variation de l'épaisseur  $h$  en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  avec  $F$  et  $d$  fixés, nous ne reviendrons donc pas dessus. Pour chaque cas, nous réaliserons une étude à partir d'un exemple à une température donnée différente de la température ambiante.

**Variation de l'émissivité en fonction de la période  $d$  et de la longueur d'onde  $\lambda$  ( $F$  et  $h$  fixés).** On trace l'émissivité d'un réseau de SiC à 686 K pour un coefficient de remplissage  $F=0.5$  et une épaisseur de  $h=0.42 \mu\text{m}$  à incidence normale en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  et de la période  $d$  (Figure 2.14).

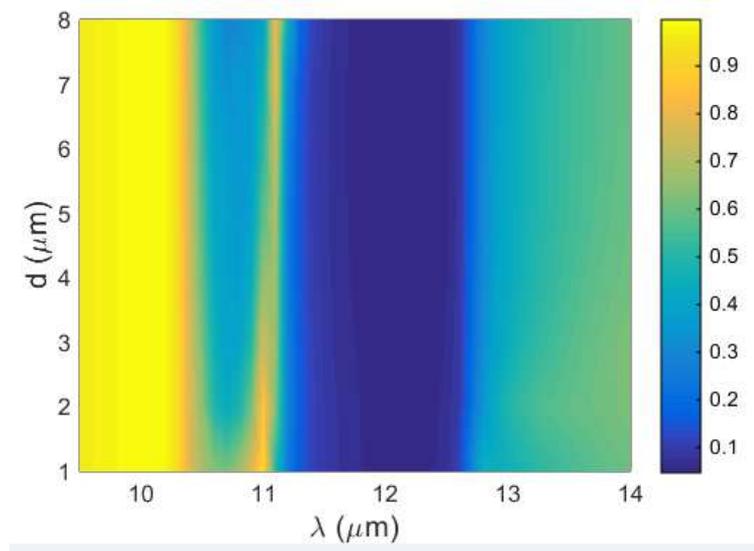


FIGURE 2.14 – Emissivité d'un réseau de SiC à 686 K pour un coefficient de remplissage  $F=0.5$  et une épaisseur de  $h=0.42 \mu\text{m}$  à incidence normale en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  et de la période  $d$ .

Pour toutes les périodes, on a un pic d'émissivité aux alentours de  $11 \mu\text{m}$ . Cela est dû au fait que l'on s'est placé à incidence normale, donc sur la courbe de la relation de dispersion, on est à  $k_{\parallel} = 0 \text{ cm}^{-1}$ . On a tracé la relation de dispersion pour un réseau de période  $d=4 \mu\text{m}$  (Figure 2.15) et pour un réseau de période  $d=6 \mu\text{m}$  (Figure 2.16). Pour  $k_{\parallel} = 0 \text{ cm}^{-1}$ , on devrait avoir un pic d'émissivité autour de  $\omega = 940 \text{ cm}^{-1}$  ou  $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$  pour une période de  $4 \mu\text{m}$  et autour de  $\omega = 930 \text{ cm}^{-1}$  ou  $\lambda = 10,7 \mu\text{m}$  pour une période de  $6 \mu\text{m}$ . Donc, que l'on ait une faible période et une émission isotrope ou une grande période et une émission directionnelle, l'émission est localisée dans la même gamme de longueur d'onde. La longueur d'onde du pic pour les faibles périodes devrait juste être légèrement inférieure à celle pour les fortes périodes, ce qui est effectivement le cas sur la figure 2.14.

**Variation de l'émissivité en fonction du coefficient de remplissage  $F$  et de la longueur d'onde  $\lambda$  ( $d$  et  $h$  fixés).** On trace l'émissivité d'un réseau de SiC à 686 K pour une période  $d=6 \mu\text{m}$  et une épaisseur de  $h=0.54 \mu\text{m}$  à incidence normale en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  et du coefficient de remplissage  $F$  (Figure 2.17).

La variation du coefficient de remplissage permet lui aussi de faire varier la longueur du pic d'émissivité. La relation de dispersion ne permet donc de ne donner qu'une approximation de cette longueur d'onde. En effet, elle est basée sur une interface plane et

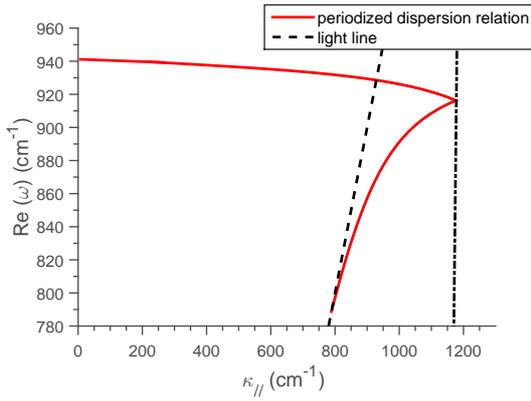


FIGURE 2.15 – Relation de dispersion périodisée du SiC à 686 K avec un réseau de période  $d=4 \mu\text{m}$ .

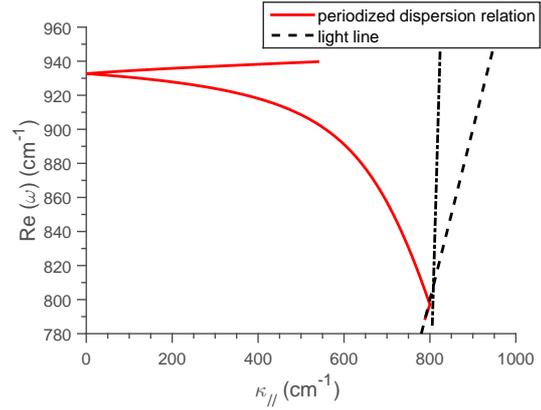


FIGURE 2.16 – Relation de dispersion périodisée du SiC à 686 K avec un réseau de période  $d=6.25 \mu\text{m}$ .

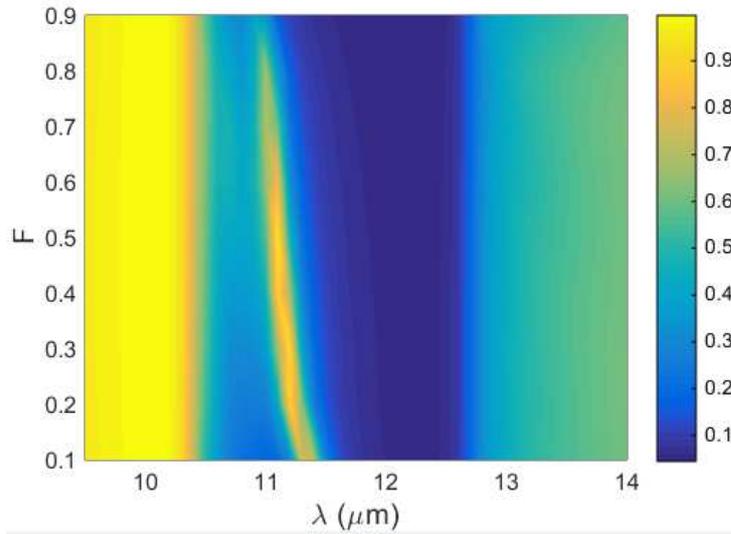


FIGURE 2.17 – Emissivité d'un réseau de SiC à 686 K pour une période  $d=6 \mu\text{m}$  et une épaisseur de  $h=0.54 \mu\text{m}$  à incidence normale en fonction de la longueur d'onde et du coefficient de remplissage  $F$ .

seules des relations géométriques permettent d'intégrer l'influence du réseau. Mais cela ne prend pas en compte les perturbations créées par le réseau sur la relation de dispersion. La longueur d'onde qui se rapproche le plus de celle prédite par la relation de dispersion devrait donc être celle où le coefficient de remplissage permet d'approcher le plus d'une surface plane.

**Variation de l'émissivité en fonction du coefficient de remplissage  $F$  et de l'épaisseur  $h$  ( $d$  et  $\lambda$  fixés).** On trace l'émissivité d'un réseau de SiC à 464 K pour une période  $d=6.25 \mu\text{m}$  et une longueur d'onde  $\lambda=11.04 \mu\text{m}$  en fonction de l'épaisseur  $h$  et du coefficient de remplissage  $F$  (Figure 2.18). On se place cette fois-ci à 30 degrés d'incidence, parce que l'on a des propriétés intéressantes à cet angle d'émission à cette longueur d'onde.

On a plusieurs possibilités pour l'épaisseur  $h$ . Par exemple pour un coefficient de remplissage de  $F=0.5$ , on peut obtenir un bon pic d'émissivité avec des épaisseurs de

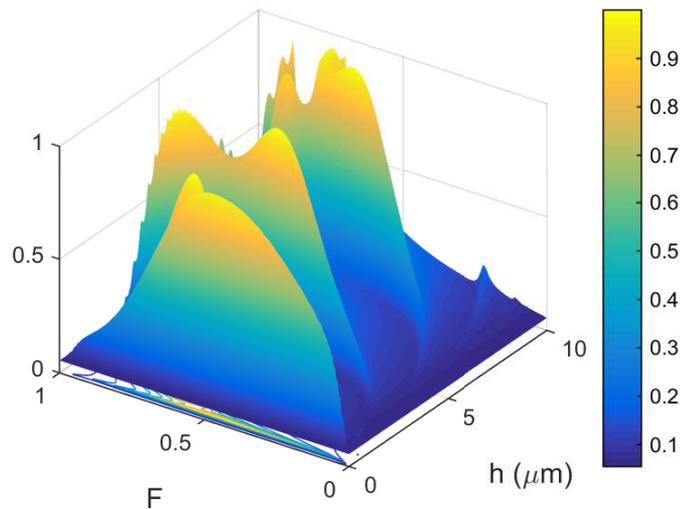


FIGURE 2.18 – Emissivité d’un réseau de SiC à 464 K pour une période  $d=6.25 \mu\text{m}$  et une longueur d’onde  $\lambda=11.04 \mu\text{m}$  à 30 degrés d’incidence en fonction de l’épaisseur  $h$  et du coefficient de remplissage  $F$ .

réseaux de  $0.3 \mu\text{m}$ ,  $4 \mu\text{m}$  et  $8.6 \mu\text{m}$ . Mais en dehors de la première  $h=0.3 \mu\text{m}$ , les autres sont trop profondes et correspondent à des cavités. Pour chaque épaisseur optimale, on a une certaine symétrie pour les coefficients de remplissage centrée autour de  $F=0.5$ . Pour cette combinaison  $(d,\lambda)$ , dans la plupart des cas le meilleur choix pour  $F$  se trouve entre 0.4 et 0.6. Cela évite d’approcher des coefficients de remplissage extrêmes qui rendraient la géométrie du réseau proche de celles des cavités. Cependant, comme nous l’avons vu précédemment, il est possible d’obtenir de bons pics d’émissivité avec des coefficients de remplissage différents de la valeur médium ( $F=0.5$ ). Cela peut être intéressant pour la fabrication, car par exemple avec un  $F=0.8$  la quantité de matière à enlever est plus faible.

### 2.2.3 Un choix de paramètres pour une optimisation à toutes les températures.

Nous avons utilisé une approche systématique pour étudier la variation de l’émissivité en fonction des paramètres du réseau. Comme nous avons vu dans la section précédente (2.2.2), nous pouvons obtenir un réseau optimal pour chaque température. Dans cette section, nous allons chercher s’il existe un moyen d’obtenir un réseau avec un unique set de paramètres qui aurait de très bons pics d’émissivité pour toutes les températures, i.e. un réseau qui serait un bon émetteur directionnel dans l’IR pour une large gamme de températures. Cette étude sera entièrement réalisée pour un réseau de SiC.

Nous avons listé dans le tableau 2.4 les meilleurs paramètres de réseau trouvés à incidence normale et leurs performances à 30 degrés d’incidence. Nous avons sélectionné des réseaux avec différentes périodes pour avoir une représentation des différents types de sources thermiques cohérentes. En effet, comme décrit dans la partie 1.2.3, une petite période (réseaux 1 à 3) conduit à une source thermique isotrope et monochromatique; tandis qu’une plus grande période (réseaux 4 à 6) mène à des sources directionnelles et monochromatiques. Pour chaque réseau et chaque température, nous avons un maximum

Réseau	d ( $\mu\text{m}$ )	F	h ( $\mu\text{m}$ )	$\theta$ (deg)	$\lambda_{pic}$ 295K ( $\mu\text{m}$ )	$E_{pic}$ 295K	$\lambda_{pic}$ 1460K ( $\mu\text{m}$ )	$E_{pic}$ 1460K
1	3	0.7	0.48	0	11	0.89	11.41	0.85
				30	10.98	0.91	11.41	0.88
2	4	0.7	0.48	0	10.99	0.94	11.41	0.8
				30	10.98	0.95	11.4	0.83
3	5	0.6	0.58	0	10.99	0.86	11.4	0.88
				30	10.99	0.86	11.41	0.92
4	6	0.5	0.64	0	10.98	0.84	11.39	0.89
				30	11.04	0.73	11.44	0.97
5	6.25	0.48	0.75	0	10.96	0.79	11.38	0.93
				30	10.98	0.99	11.47	0.98
6	7	0.5	0.56	0	10.99	0.92	11.4	0.81
				30	11.33	0.68	11.63	0.97

TABLE 2.4 – Paramètres pour des réseaux optimaux de SiC pour toutes les températures.

d'amplitude pour le pic d'émissivité supérieur à 0.8. Entre les deux températures extrêmes, la longueur d'onde du pic d'émissivité se décale en moyenne de 0.4  $\mu\text{m}$ , oscillant entre des longueurs d'onde autour de 11  $\mu\text{m}$  pour 295 K et des longueurs d'onde autour de 11.4  $\mu\text{m}$  pour 1460 K. De plus, le pic d'émission s'élargit quand la température augmente.

Intéressons-nous maintenant à la manière dont il est possible d'obtenir un unique jeu de paramètres pour le réseau permettant d'obtenir un bon émetteur directionnel dans l'IR pour une large gamme de températures. Tout d'abord, il est plus simple d'avoir un bon pic d'émissivité pour les hautes températures. En effet, l'élargissement du pic d'émissivité avec la température tend à diminuer l'effet du décalage de la longueur d'onde du pic. Ensuite, comme nous l'avons vu dans la partie 1.2.3, nous pouvons trouver pour chaque température et chaque période, un couple  $(F, h)$ , qui produit le meilleur pic d'émissivité. Mais si le couple  $(F, h)$  produit un couplage efficace et donc un bon pic pour des températures autour de 600 K, étant donné la linéarité de l'épaisseur en fonction de la température (Figure 2.10) lors de l'adaptation des paramètres à différentes températures, ce couple sera toujours relativement bon pour des températures plus basses ou plus élevées.

Nous considérons ensuite les différents types de sources : isotrope et directionnelle. Pour chacune, nous étudions deux angles d'émission : émission dans la direction normale et dans la direction à 30 degrés de la normale. Les trois premiers réseaux (réseaux 1 à 3) ont un comportement de source isotrope. On remarque qu'ils sont en effet très bons dans les deux directions d'émission. Mais avec le décalage en longueur d'onde quand la température augmente, le pic d'émissivité ne peut pas avoir une émissivité égale à 1 pour toutes les températures, parce que le couple  $(F, h)$  ne produit pas un couplage efficace pour toutes les températures. Donc comme nous l'avons dit précédemment, la raison pour laquelle les 3 premiers réseaux sont plutôt bons pour toutes les températures est due au fait que le couple  $(F, h)$  produit un couplage efficace pour des températures intermédiaires autour de 600 K.

Ensuite, les réseaux 4 et 6 peuvent être considérés comme des sources directionnelles. Un émetteur directionnel n'a pas seulement besoin d'une modification du couple  $(F, h)$

pour avoir un bon pic d'émissivité pour chaque température, il en a aussi besoin pour chaque angle d'incidence. Ainsi le pic d'émissivité d'un réseau optimisé pour la direction normale ne sera pas le meilleur pour l'émission à 30 degrés de la normale. Par conséquent dans cette direction à 30 degrés de la direction normale, l'émetteur sera de qualité moyenne à température ambiante, mais pourra être bon pour des températures plus élevées grâce à l'élargissement du pic d'émissivité avec la température.

Enfin, le réseau 5 avec une période de  $6.25 \mu\text{m}$  devrait lui-aussi se comporter comme les sources directionnelles des réseaux 4 et 6, être bon soit dans la direction normale, soit à 30 degrés. Cependant, pour ce réseau, on a des pics avec une émissivité au dessus de 0.8 pour chaque température dans la direction normale, mais aussi des pics avec une émissivité au dessus de 0.94 pour chaque température dans une direction à 30 degrés de la normale. Il semble donc s'agir d'un cas particulier.

Finalement, tous les réseaux répertoriés dans le tableau 2.4 sont de bons émetteurs directionnels dans l'IR pour une large gamme de températures, mais le réseau 5 est le plus performant et semble avoir des qualités particulières. Donc nous allons nous concentrer sur lui.

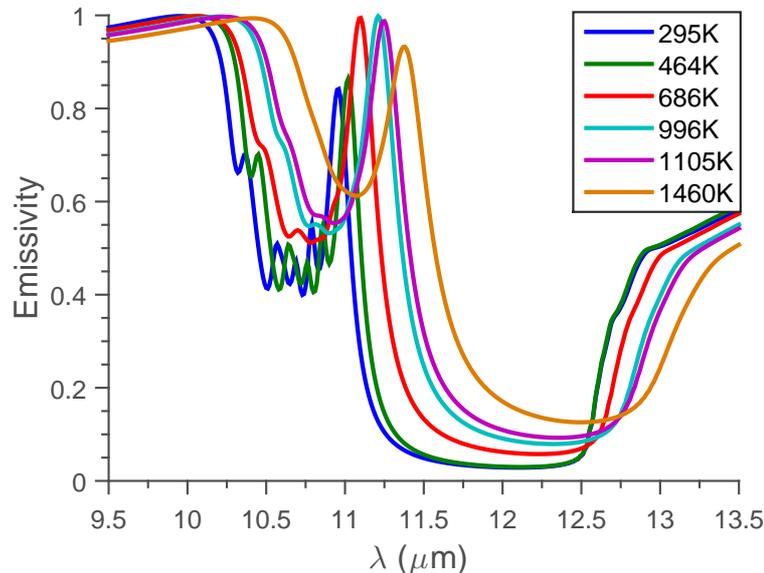


FIGURE 2.19 – Emissivité du SiC avec le réseau optimisé 5 dans la direction normale en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures.

Nous avons tracé la variation de l'émissivité en fonction de la longueur d'onde pour les paramètres du réseau 5 pour toutes les températures et à deux angles d'émission : 0 et 30 degrés (Figures 2.19 et 2.20).

Tout d'abord, comme nous l'avons vu précédemment, la longueur d'onde du pic d'émissivité se décale vers les grandes longueurs d'onde quand la température augmente. On peut aussi voir que l'émissivité reste, pour toutes les températures, au dessus de 0.8 pour la direction normale (Figure 2.19) et au dessus de 0.94 pour 30 degrés par rapport à la normale (Figure 2.20). C'est une propriété exceptionnelle, quand on sait qu'en raison de la variation de la fonction diélectrique avec la température, les réseaux ont tendance à être réellement optimisés (sans avoir à modifier un paramètre) pour une seule et unique température.

Pour obtenir un réseau qui présente un maximum d'émissivité pour toutes les températures, nous avons utilisé l'élargissement du pic d'émission avec la température. En outre,

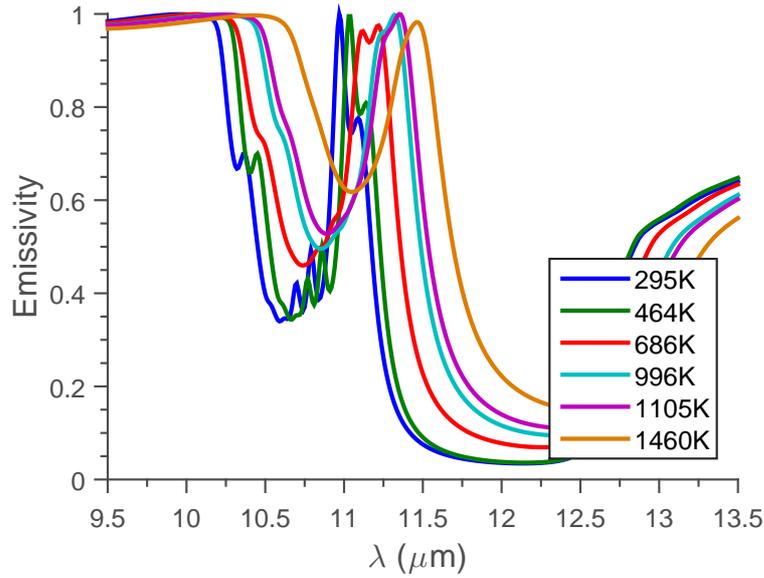


FIGURE 2.20 – Emissivité du SiC avec le réseau optimisé 5 dans une direction d'émission à 30 degrés de la normale en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures.

ce réseau semble être un hybride situé entre deux types de sources thermiques cohérentes : isotrope et directionnelle. Nous mettrons en lumière cette spécificité dans la suite de ce manuscrit.

Cela peut être expliqué visuellement en observant l'émissivité en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'émission pour différentes températures (Figure 2.21).

A 30 degrés par rapport à la normale comme pour la direction normale, on rencontre pour chaque température un maximum d'émissivité aux alentours de 11.1  $\mu\text{m}$ .

On peut noter quelques spécificités sur la Figure 2.21. Pour 295 K, le pic d'émission semble être principalement localisé à la même longueur d'onde pour tous les angles, i.e. plutôt des pics d'émissivité isotropes. Mais il y a aussi une partie du pic d'émissivité qui semble avoir une nature directionnelle. Ce phénomène est amplifié, quand la température augmente et graduellement, c'est l'émission directionnelle qui l'emporte sur l'émission isotrope. A 1460 K, il semble que le mode directionnel l'emporte totalement sur la partie isotrope. En effet, les pics d'émissivité pour différents angles ne sont plus localisés autour de la même longueur d'onde, mais s'étalent entre 11 et 12.5  $\mu\text{m}$ .

### Relation de dispersion à différentes températures.

Pour vérifier nos hypothèses, nous calculons la relation de dispersion pour chaque température basée sur les données expérimentales de propriétés optiques du SiC.

Nous représentons sur la figure 2.22 la solution de la relation de dispersion en fonction de la fréquence  $\omega$  pour chaque température, nous considérons le cas d'un  $\kappa_{//}$  fixé réel et d'un  $\omega$  complexe et nous limitons  $\omega$  au domaine, où les ondes de surface existent pour chaque température, i.e.  $Re(\epsilon) < -1$ . En augmentant la température, il y a un décalage de la courbe de la relation de dispersion, principalement sa partie asymptotique, vers des fréquences plus faibles, i.e. des longueurs d'onde plus élevées. Cela explique le décalage du pic d'émissivité vers les longueurs d'onde plus élevées quand la température augmente. Cela explique aussi d'une certaine manière le fait qu'un réseau optimisé pour une température puisse être un mauvais émetteur pour d'autres températures. En effet, même si en se plaçant à un angle d'émission donné, on rencontre la relation de dispersion de

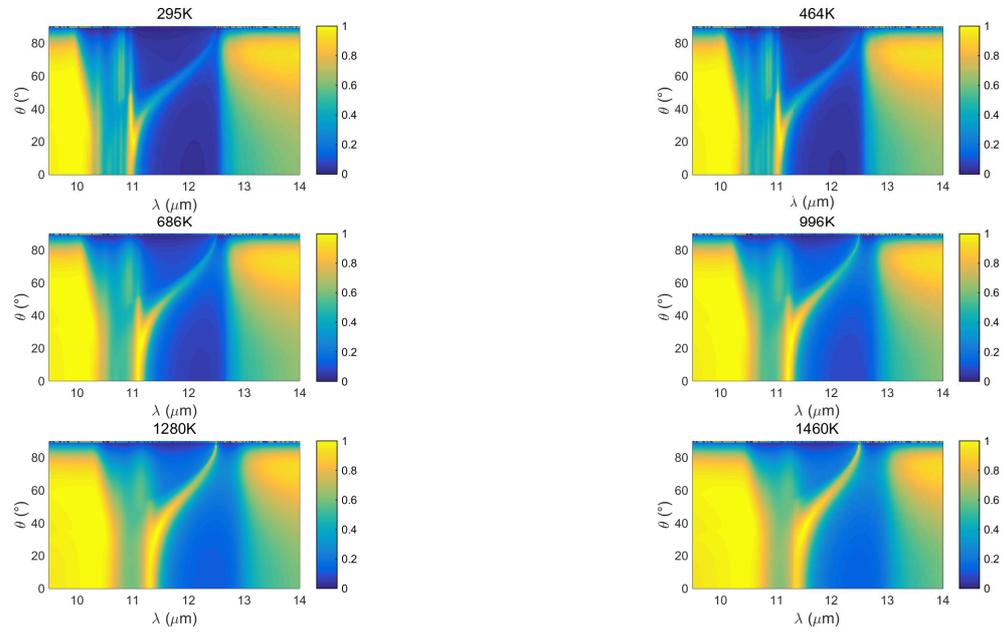


FIGURE 2.21 – Emissivité en fonction de la longueur d’onde et de l’angle d’émission  $\epsilon(\lambda, \theta)$  pour le réseau optimisé pour différentes températures.

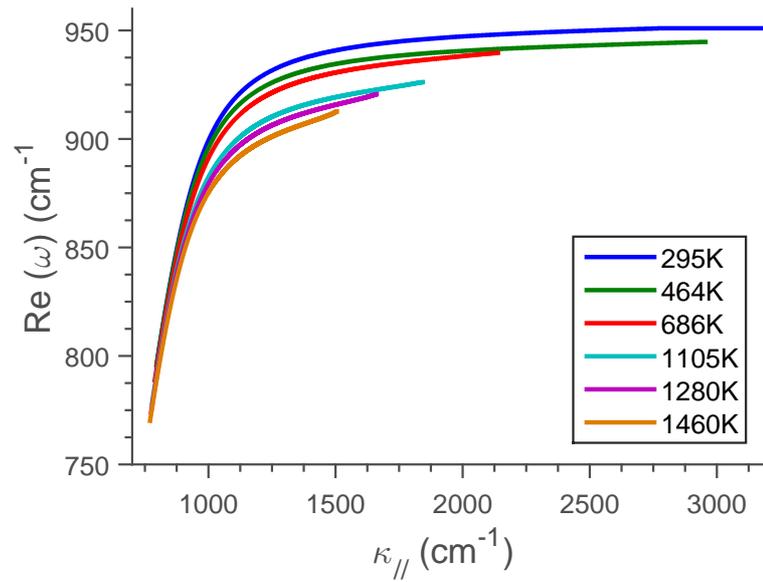


FIGURE 2.22 – Relation de dispersion pour différentes températures ( $\kappa_{//}$  fixé réel).

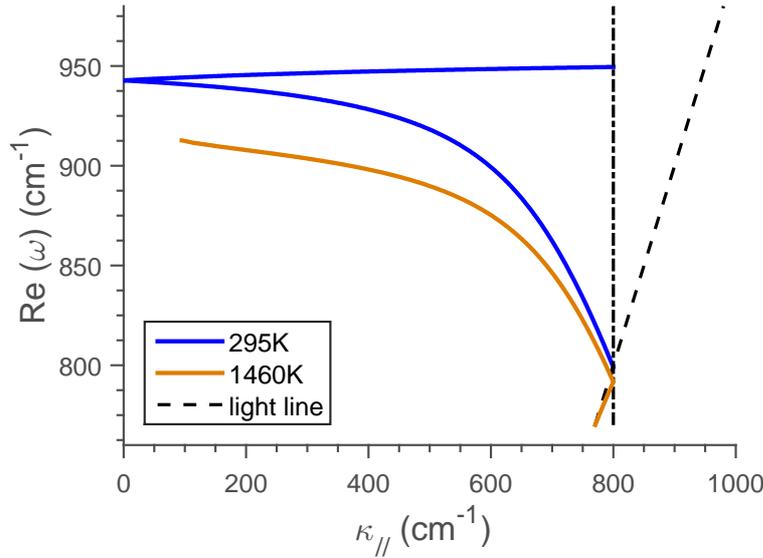


FIGURE 2.23 – Relation de dispersion périodisée pour 295 K et pour 1460 K.

chaque température à des longueurs d'onde différentes, le couple  $(F, h)$  n'est pas forcément optimisé pour toutes ces températures.

Il y a aussi une seconde propriété affectant la relation de dispersion avec l'incrément de la température : la partie asymptotique tend à disparaître quand la température augmente. Cette propriété est due au décalage et à la diminution du domaine où  $Re(\epsilon) < -1$ , quand la température augmente, comme on peut le voir sur la figure 2.3 de la section 2.1.

Ces deux caractéristiques de la relation de dispersion quand la température augmente, peuvent expliquer le phénomène observé sur la figure 2.21 et aussi comment un réseau peut être optimal pour toutes les températures. On peut supposer que le comportement des ondes de surface ne sera pas exactement le même pour toutes les températures une fois que nous introduisons le réseau. Pour montrer cela, nous avons tracé avec la même échelle la relation de dispersion périodisée, repliée dans la première zone de Brillouin entre 0 et  $\pi/d$  avec  $d$  la période du réseau –ici  $6.25 \mu\text{m}$ –, pour les deux températures extrêmes (Figure 2.23). Pour 295 K, nous avons les deux possibilités, avoir soit un pic d'émission directionnelle soit isotrope et c'est le choix des paramètres du réseau qui le détermine. Mais pour 1460 K, seule la partie linéaire de la relation de dispersion existe, donc la possibilité d'un pic d'émission isotrope disparaît. De plus, comparé à 295 K, la courbe de dispersion est plus basse en fréquence. Ainsi pour un même réseau, on peut avoir différents types de pics d'émission (isotrope et directionnel).

En comparant l'émission du réseau en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence pour 295 K et 1460 K (Figure 2.21) à la relation de dispersion périodisée aux mêmes températures (Figure 2.23), nous pouvons voir que leurs formes sont similaires. Nous avons transformé la relation de dispersion en une fonction de l'angle d'émission et de la longueur d'onde pour la comparaison et nous l'avons superposée à l'émissivité en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'émission pour 295 K et 1460 K sur les figures 2.24 et 2.25.

L'émissivité des pics en fonction de l'angle d'émission et de la longueur d'onde suit donc bien la tendance prédite par la relation de dispersion. Cependant, il y a un décalage de  $0.5 \mu\text{m}$  entre les deux courbes, surtout pour la partie isotrope. Cela est probablement dû à l'influence de la microstructure du réseau, tandis que la relation de dispersion est calculée sur la base d'une interface plane.

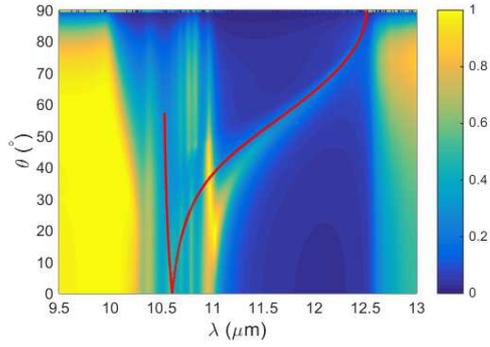


FIGURE 2.24 – Emissivité du réseau optimisé en fonction de la longueur d’onde et de l’angle d’émission à 295 K comparé à la relation de dispersion (en rouge) pour un réseau de période  $d=6.25 \mu\text{m}$  à 295 K transformée en fonction de la longueur d’onde et de l’angle d’incidence.

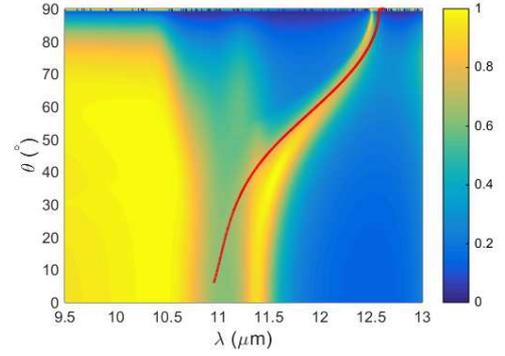


FIGURE 2.25 – Emissivité du réseau optimisé en fonction de la longueur d’onde et de l’angle d’émission à 1460 K comparé à la relation de dispersion (en rouge) pour un réseau de période  $d=6.25 \mu\text{m}$  à 1460 K transformée en fonction de la longueur d’onde et de l’angle d’incidence.

## 2.2.4 Dépendance de l’émissivité avec l’angle azimutal.

Les réseaux étudiés ont des émissions monochromatiques directionnelles et monochromatiques isotropes dans le cas du SiC et monochromatiques isotropes dans le cas du SiO<sub>2</sub>. L’évolution théorique de l’émissivité de ce type de réseaux en fonction de l’angle azimutal à température ambiante a été étudiée par Marquier et al. [8] dans le cas du SiC et par Dahan et al. [6] dans le cas du SiO<sub>2</sub>. On rappelle succinctement quelques uns de leurs résultats dans le cas du SiC. Sur la figure 2.26 est représentée en coordonnées polaires l’émissivité théorique d’une source monochromatique directionnelle de SiC à  $\lambda=11.36 \mu\text{m}$  et à température ambiante pour la polarisation TM (a) et TE (b) (figure tirée de [8]). L’émission pour cette source directionnelle dépend fortement de l’angle azimutal. L’augmentation de la valeur de l’angle azimutal conduit à l’augmentation de l’angle d’incidence auquel aura lieu l’émission cohérente.

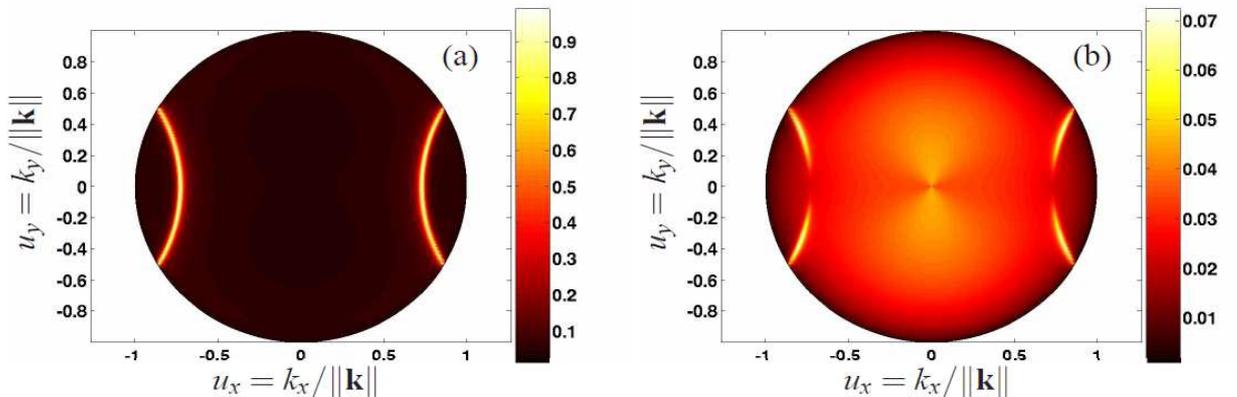


FIGURE 2.26 – Représentation polaire de l’émissivité théorique d’une source monochromatique directionnelle de SiC à  $\lambda=11.36 \mu\text{m}$  et à température ambiante pour la polarisation TM (a) et TE (b) ; image tirée de [8].

Pour une source isotrope ou omnidirectionnelle par contre, l'influence de l'angle azimuthal est quasiment négligeable. On a représenté sur la figure 2.27 l'émissivité théorique en coordonnées polaires d'une source monochromatique isotrope de SiC à  $\lambda=10.88 \mu\text{m}$  et à température ambiante pour la polarisation TM (a) et TE (b) (figure tirée de [8]). L'émissivité pour la polarisation TM est très forte pour tous les angles d'incidence et azimutaux, excepté lorsque l'on s'approche d'un angle azimutal proche de  $90^\circ$ . Cependant, pour la polarisation TE, on a une émissivité très forte pour des angles azimutaux proches de  $90^\circ$  qui est totalement complémentaire de l'émissivité de la polarisation TM.

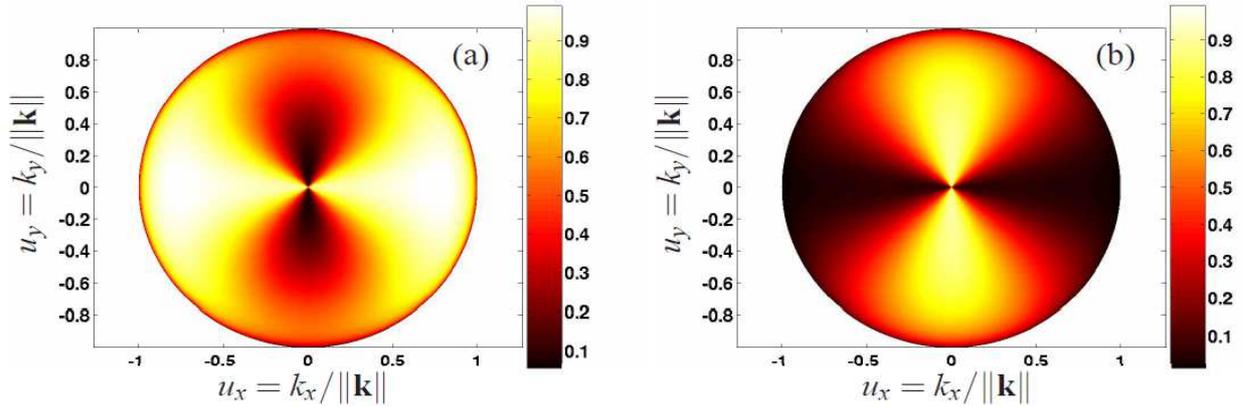


FIGURE 2.27 – Représentation polaire de l'émissivité théorique d'une source monochromatique isotrope de SiC à  $\lambda=10.88 \mu\text{m}$  et à température ambiante pour la polarisation TM (a) et TE (b); image tirée de [8].

Ces résultats concordent avec ceux prévus par la théorie que nous avons vu dans la section 1.2.3.

Cependant, ces résultats sont obtenus uniquement pour la température ambiante. Il serait intéressant d'observer l'évolution de l'émissivité en fonction de l'angle azimutal et en fonction de la température. Par souci de simplicité, nous considérerons uniquement le cas du SiC, le cas du SiO<sub>2</sub> pouvant en être déduit par analogie. Pour cela, nous nous baserons sur la relation de dispersion. Sur la figure 2.22, nous avons tracé la relation de dispersion sans réseau pour différentes températures à partir des données de propriétés optiques obtenues expérimentalement par De Sousa et al. [2] au CEMHTI. A partir de ces courbes, on peut déjà noter quelques propriétés. La partie asymptotique de la courbe de dispersion se décale vers les basses fréquences (et donc vers les grandes longueurs d'onde) quand la température augmente. Ensuite, en raison du décalage et de la diminution du domaine d'existence des SPP ( $Re(\epsilon) < -1$ ) quand la température augmente, cette partie asymptotique de la courbe diminue avec la température jusqu'à devenir quasiment inexistante pour  $T = 1460 \text{ K}$ . A l'opposé, le décalage des conditions d'existence permet théoriquement d'émettre pour de plus grandes longueurs d'onde quand la température augmente, car la partie linéaire de la relation de dispersion se décale vers les plus basses fréquences quand la température augmente.

Lorsque l'on trace la relation de dispersion périodisée pour un réseau de période  $d=6.25 \mu\text{m}$  pour 295 K et 1460 K (Figure 2.28), on a toujours les mêmes propriétés. La courbe pour la partie linéaire de 1460 K est située à des fréquences plus basses que celle de 295 K et la partie asymptotique est inexistante pour 1460 K. Pour une fréquence donnée  $\omega_c$ , il existe des  $\kappa_{//}$  donnés par la relation de dispersion pour les deux températures. On peut

donc potentiellement avoir un pic d'émissivité pour les deux températures à la même longueur d'onde mais pour des angles d'émission différents. Il est même éventuellement possible d'avoir un couple  $(F, h)$  optimisé pour les deux pics. De même si on se place à un  $k_{\parallel}$  donné et donc à un angle d'incidence donné, on peut obtenir un pic d'émissivité à une certaine longueur d'onde pour 1460 K et deux pics d'émissivité à 295 K pour deux longueurs d'onde différentes. Pour qu'un pic d'émissivité apparaisse à un angle d'émission et une longueur d'onde donnés par la relation de dispersion, il faut cependant avoir un bon couple  $(F, h)$  pour tous les pics.

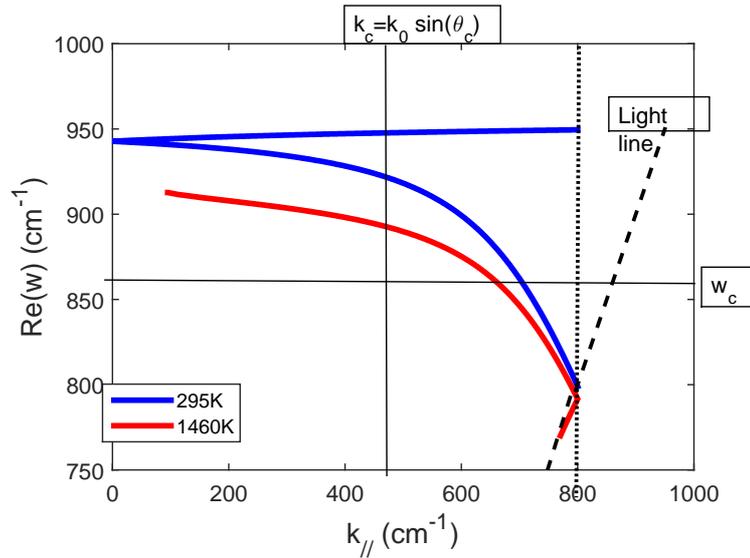


FIGURE 2.28 – Relation de dispersion périodisée pour un réseau de période  $d=6.25 \mu\text{m}$  pour 295 K et 1460 K.

On peut projeter ces relations dans le plan  $(k_x, k_y)$  comme représenté sur la figure 2.29. Les pics d'émissivité pour les deux températures varient en fonction de l'angle azimutal. Plus  $\phi$  augmente, plus le pic d'émissivité sera situé à un angle d'incidence élevé. Cependant pour un angle azimutal fixé (le long d'un rayon du cône de lumière), le pic à 1460 K sera situé à un angle d'incidence inférieur à celui de 295 K. De plus, à 1460 K, on continuera à se situer dans le cône de lumière et donc à produire des pics d'émissivité pour des angles azimutaux plus élevés que dans le cas à 295 K.

Nous avons réalisé le même type d'étude avec un réseau de période  $d=3 \mu\text{m}$  qui produit généralement des pics d'émissivité monochromatique isotrope. La fréquence de coupure  $(\pi/d)$  pour cette période étant très élevée ( $k_{\text{coupure}}=1667 \text{ cm}^{-1}$ ). Nous devons prendre en compte plus attentivement le domaine d'existence, visible sur la figure 2.22, pour nos différentes températures. A 1460 K, notre domaine s'étend jusqu'à une fréquence de  $912,7 \text{ cm}^{-1}$  et donc un  $k_{\parallel}$  maximum de  $1505 \text{ cm}^{-1}$ , ce qui est situé en deçà de la fréquence de coupure. Nous comparerons donc les résultats pour 295 K et 686 K. Nous avons tracé sur la figure 2.30 la relation de dispersion périodisée pour un réseau de période  $d=3 \mu\text{m}$  pour 295 K et 686 K. On remarque qu'à 295 K, une portion de la partie asymptotique se trouve dans le cône de lumière et peut donc produire une émission en champ lointain. Cela n'est par contre pas le cas pour 686 K. Donc à partir d'une certaine température, il n'est plus possible d'obtenir de sources monochromatiques isotropes. On réalise un schéma de principe de la relation pour 295 K projetée dans le plan  $(k_x, k_y)$  (Figure 2.31) pour étudier l'influence de l'angle azimutal. On n'a évidemment toujours aucune émission pour 686 K (non représenté). Pour 295 K, on pouvait déjà remarquer sur la figure 2.30 que la portion

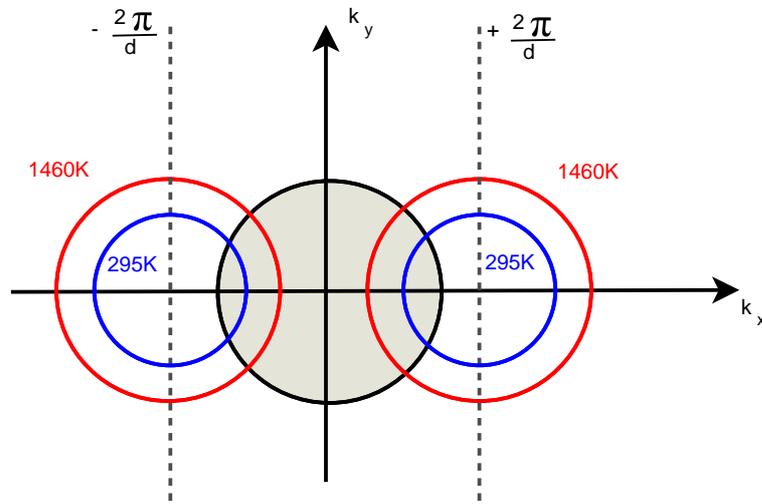


FIGURE 2.29 – Relation de dispersion dans le plan  $(k_x, k_y)$  pour un réseau de période  $d=6.25 \mu\text{m}$  pour 295 K et 1460 K.

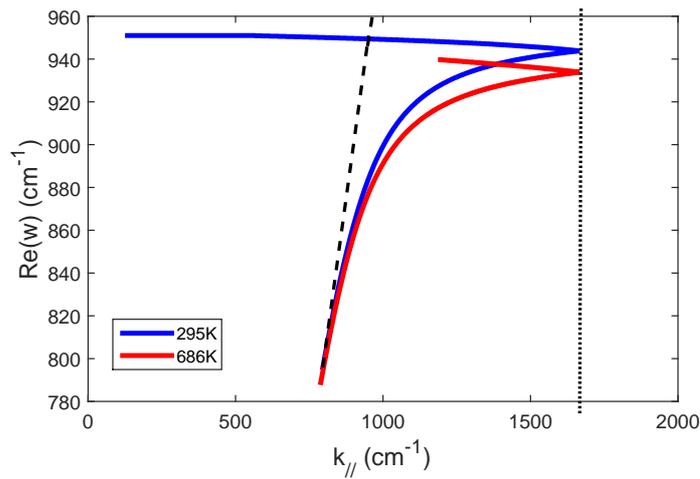


FIGURE 2.30 – Relation de dispersion périodisée pour un réseau de période  $d=3 \mu\text{m}$  pour 295 K et 686 K.

asymptotique ne couvrirait pas toute la première zone de Brillouin, laissant supposer que l'émission ne peut apparaître qu'à des angles d'incidence déjà élevés. En introduisant un angle azimutal, les possibilités de couplage pour des réseaux à faibles périodes restent intrinsèquement isotropes, mais sont théoriquement limités pour des angles faibles.

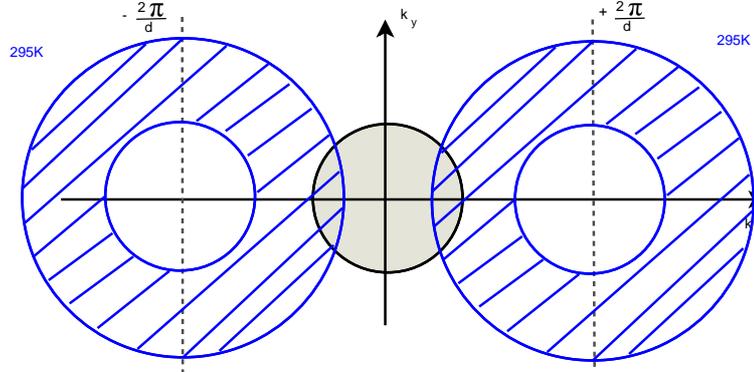


FIGURE 2.31 – Relation de dispersion dans le plan  $(k_x, k_y)$  pour un réseau de période  $d=3 \mu\text{m}$  pour 295 K et 686 K.

Dans cette section, nous avons montré que la longueur d'onde des pics d'émissivité de réseaux de SiC et de SiO<sub>2</sub> se décale vers les grandes longueurs d'onde et l'amplitude de ces pics diminue, quand la température augmente. Cette évolution est similaire à celle évoquée pour l'effet de la température sur les propriétés diélectriques du SiC et du SiO<sub>2</sub>. Nous avons ensuite montré qu'il était possible d'obtenir des pics avec une émissivité proche de 1 pour chaque température, en modifiant uniquement le couple  $(F, h)$  et donc en gardant le type de sources (isotrope ou directionnelle) intact. Une étude exhaustive faisant varier l'ensemble des paramètres a aussi été réalisée. Nous avons ensuite montré qu'il était possible d'obtenir un bon émetteur directionnel dans l'IR pour une large gamme de températures avec un réseau de SiC. Enfin, nous avons tenté d'expliquer ces différents résultats à partir de la relation de dispersion à différentes températures et nous avons observé l'effet de l'introduction d'un angle azimutal sur l'émission du réseau à différentes températures. Dans la section suivante, nous étendrons certains de ces résultats aux réseaux 2D.

## 2.3 Résultats 2D.

### 2.3.1 Bref rappel physique sur les réseaux 2D.

La double périodicité d'un réseau 2D augmente les possibilités de couplage des ondes de surface (SPP) avec les ondes incidentes. En effet, les SPP peuvent maintenant être diffractés suivant deux axes  $x$  et  $y$  de périodicité du réseau. Pour se coupler avec l'onde de surface, le champ électrique de l'onde incidente doit pouvoir relier la partie de son vecteur d'onde parallèle à la surface au vecteur d'onde de l'onde de surface [9]. La condition de couplage obéit à la loi des réseaux en 2D :

$$\mathbf{k}_{\parallel}^{\text{inc}} + \frac{p2\pi}{d_x}\mathbf{x} + \frac{q2\pi}{d_y}\mathbf{y} = \mathbf{k}_{\text{SPP}} \quad (2.1)$$

où  $\mathbf{k}_{\text{SPP}}$  est le vecteur d'onde de l'onde de surface,  $\mathbf{k}_{\parallel}^{\text{inc}}$  est la partie du vecteur d'onde parallèle à la surface de l'onde incidente,  $d_x$  et  $d_y$  sont les périodes du réseau suivant les

axes  $x$  et  $y$  et  $p$  et  $q$  sont des entiers représentant les différents ordres diffractés par le réseau. La relation de dispersion d'un phonon-polariton de surface dans le plan  $(k_x, k_y)$  à une longueur d'onde donnée avec l'interaction d'un réseau est donc représentée par des cercles centrés en  $(-/+)\frac{2\pi}{d_x}$  sur l'axe  $k_x$  et  $(-/+)\frac{2\pi}{d_y}$  sur l'axe  $k_y$ , comme représenté sur la figure 2.32. Comme dans le cas 1D, il ne peut y avoir couplage entre les ondes incidentes et les ondes de surface uniquement pour les portions de cercles localisés dans le cône de lumière, représenté par le cercle grisé sur la figure 2.32.

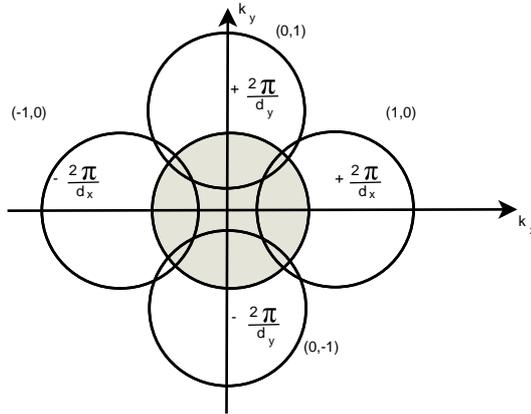


FIGURE 2.32 – Projection de la relation de dispersion avec réseau 2D dans le plan  $(k_x, k_y)$  pour une grande période. Le cône de lumière est représenté par le disque grisé. Les quatre cercles représentent la relation de dispersion pour une longueur d'onde donnée d'un phonon-polariton de surface en présence d'un réseau bidimensionnel de périodes  $d_x$  et  $d_y$ .

Dans le cas d'une émission isotrope, cela suit le même principe qu'en 1D mais suivant les deux axes. Il y a donc parfois jusqu'à quatre possibilités de couplage avec les ondes de surface si les quatre disques se superposent sur le cône de lumière.

### 2.3.2 Optimisation des réseaux 2D à différentes températures pour le SiC et le SiO<sub>2</sub>.

Les calculs pour un réseau 2D étant longs, nous nous sommes limités principalement à l'incidence normale avec un angle azimutal nul. De plus, nous avons considéré un réseau symétrique avec  $d_x = d_y$  et  $F_x = F_y$ , nous écrirons donc juste  $d$  et  $F$ .

#### SiC.

Un réseau 2D de SiC avait déjà été optimisé à incidence normale et à température ambiante dans la littérature [9] avec les paramètres suivants :  $d_x = d_y = 11.5 \mu\text{m}$ ,  $F_x = F_y = 0.88$  et  $h = 0.7 \mu\text{m}$ . Des mesures expérimentales à 400 °C ont aussi été réalisées sur ce réseau qui, de manière similaire au réseau 1D, révélaient un décalage avec les prédictions numériques réalisées avec la fonction diélectrique prise à température ambiante. Nous avons donc tracé l'émissivité de ce réseau à incidence normale en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures 2.33. On a le même type de variation que pour les réseaux 1D, lorsque l'on augmente la température, le pic d'émissivité se décale vers les grandes longueurs d'onde et son amplitude diminue. Cependant, on peut remarquer que ce réseau semble être optimisé pour 464 K plutôt que pour 295 K.

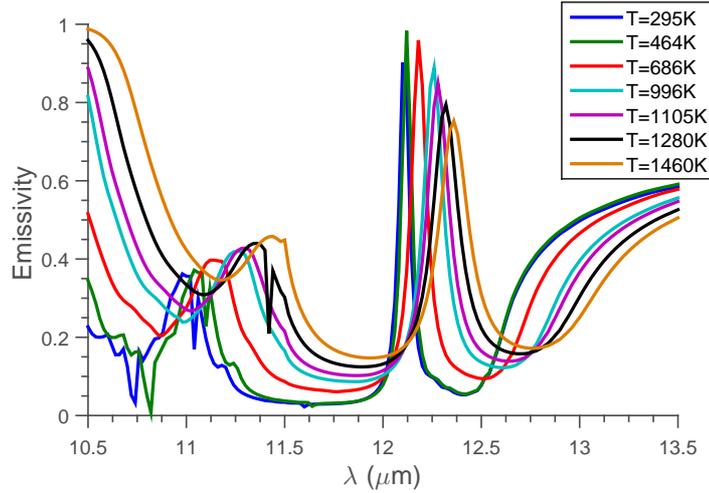


FIGURE 2.33 – Emissivité d'un réseau 2D de SiC utilisant les paramètres de [9] à incidence normale en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures.

T(K)	$\theta$ (deg)	d( $\mu\text{m}$ )	F	h ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda_{pic}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\epsilon$
295	0	11.5	0.9	0.73	12.1	0.9945
464			0.9	0.74	12.12	0.9965
686			0.7	0.67	12.18	0.9973
996			0.7	0.69	12.26	0.9908
1105			0.6	0.83	12.28	0.9991
1280			0.6	0.84	12.32	0.9969
1460			0.6	0.85	12.36	0.9858

TABLE 2.5 – Paramètres de réseaux 2D de SiC optimaux pour une source thermique directionnelle et monochromatique pour différentes températures.

Nous cherchons ensuite à savoir, de la même manière que pour le réseau 1D, s'il est possible de trouver un réseau optimal pour chaque température. Nous avons consigné les réseaux optimaux pour un réseau 2D de SiC pour chaque température dans le tableau 2.5. On garde la même période pour toutes les températures, on référence dans le tableau les couples  $(F, h)$  optimaux, ainsi que la longueur d'onde et l'amplitude du maximum des pics d'émissivité obtenus. Paradoxalement, bien qu'on ait plus de possibilités de couplage avec un réseau 2D pour obtenir un maximum pour chaque température, on doit faire varier à la fois le coefficient de remplissage et l'épaisseur pour obtenir des pics d'émissivité avec des maxima proche de 1. Cependant, il est possible d'obtenir un réseau optimal pour chaque température sans qu'il soit nécessaire de recourir à des réseaux extrêmement profonds. Certains coefficients de remplissage à 0.9 peuvent paraître un peu élevés, mais ils permettent de réduire le temps de fabrication quand on creuse les réseaux à partir d'un matériau brut (moins de matière à enlever).

### SiO<sub>2</sub>.

Pour le réseau 2D de SiO<sub>2</sub>, nous avons commencé par optimiser un réseau 2D à partir du réseau 1D de Dahan et al. [6]. Nous avons gardé la période de 2  $\mu\text{m}$  et le coefficient

de remplissage de 0.5. Puis nous avons fait varier l'épaisseur du réseau pour trouver l'épaisseur optimale. Nous avons tracé sur la figure 2.34, l'émissivité de ce réseau 2D de SiO<sub>2</sub> en fonction de l'épaisseur  $h$ . On trouve une épaisseur optimale de 1.24  $\mu\text{m}$ .

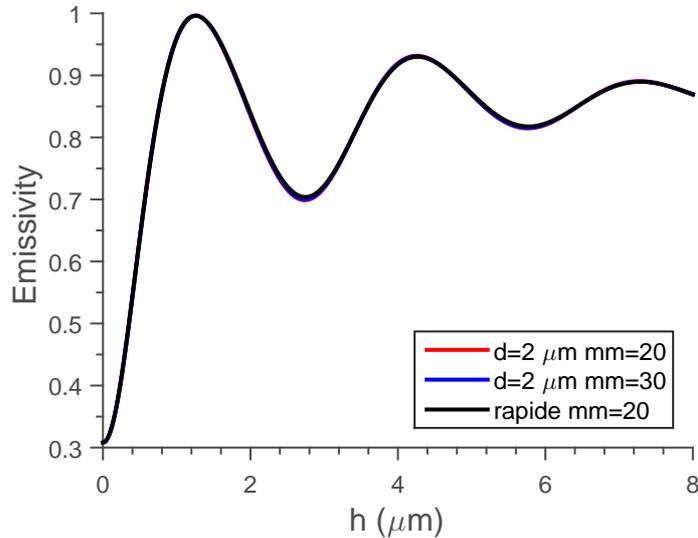


FIGURE 2.34 – Emissivité d'un réseau 2D de SiO<sub>2</sub> de période 2  $\mu\text{m}$  et de coefficient de remplissage 0.5 à incidence normale à température ambiante et à  $\lambda = 8.95 \mu\text{m}$  en fonction de l'épaisseur du réseau.

On trace ensuite l'émissivité pour ce réseau en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures (Figure 2.35). On trouve la même évolution que pour le réseau 2D de SiC et que pour les réseaux 1D.

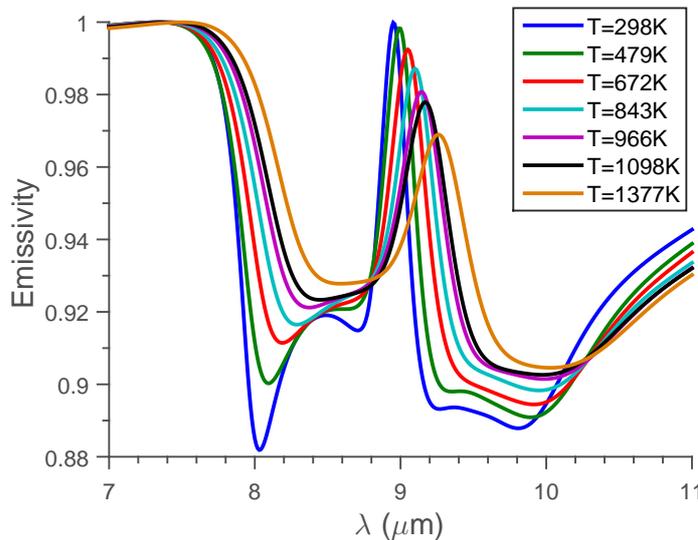


FIGURE 2.35 – Emissivité d'un réseau 2D de SiO<sub>2</sub> avec  $d = 2 \mu\text{m}$ ,  $F=0.5$  et  $h=1.24 \mu\text{m}$  à incidence normale en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures.

On recherche ensuite comme pour le réseau 2D de SiC des paramètres pour avoir un pic d'émissivité optimal pour chaque température. On liste les paramètres optimaux trouvés dans le tableau 2.6. Cette fois-ci une variation d'un unique paramètre, l'épaisseur  $h$ , permet d'optimiser le réseau pour chaque température.

T(K)	$\theta$ (deg)	d( $\mu\text{m}$ )	F	h ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda_{pic}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\epsilon$
298	0	2	0.5	1.24	8.95	0.9998
479				1.31	8.99	1
672				1.4	9.05	0.9999
843				1.44	9.1	0.9997
966				1.51	9.14	0.9997
1098				1.54	9.17	0.9995
1377				1.61	9.26	0.9993

TABLE 2.6 – Paramètres de réseaux 2D de SiO<sub>2</sub> optimaux pour une source thermique pour différentes températures.

### 2.3.3 Relation de dispersion à différentes températures.

Nous avons montré que l'augmentation de la température a plus ou moins les mêmes effets sur les réseaux 2D que sur les réseaux 1D à angle d'émission et à angle azimutal nuls. Cela vient du fait que les effets de la température sur la relation de dispersion 2D sont similaires à ceux sur la relation de dispersion pour les réseaux 1D. A titre d'exemple, nous avons schématisé, sur la figure 2.36, l'effet de la température sur la relation de dispersion pour les réseaux 2D à une longueur d'onde donnée. La figure 2.36 est une vue en coupe pour une longueur d'onde donnée de la relation de dispersion en 3D (longueur d'onde, angle d'émission et angle azimutal) des phonons polaritons de surface en présence d'un réseau 2D. Pour un angle azimutal nul, la relation de dispersion pour un réseau 2D à 2 températures différentes (295 K et 1460 K par exemple) est la même que pour un réseau 1D représentée sur la figure 2.23. Il est donc logique que pour un angle azimutal nul, la variation du pic d'émissivité d'un réseau 2D avec la température soit similaire à celle d'un réseau 1D. Pour un angle azimutal non nul, la relation de dispersion à angle azimutal fixé pour un réseau 2D à 2 températures différentes reste du même type que sur la figure 2.23, on a simplement un décalage angulaire de la relation de dispersion jusqu'à un angle azimutal de 45°, i.e. plus l'angle azimutal augmente, plus les 2 courbes représentative de la relation de dispersion à 295 K et à 1460 K se décalent vers les  $\kappa_{//}$  élevés. Ensuite, on a l'effet inverse de 45° à 90°, les deux courbes se décalent de nouveau vers les  $\kappa_{//}$  plus faibles. Pour des angles azimutaux nuls et de 90°, les relations de dispersion pour 295 K et 1460 K sont exactement les mêmes, grâce à la double périodicité suivant les axes  $x$  et  $y$ . Tout cela est représenté pour une longueur d'onde donnée sur la figure 2.36. On observe bien que pour un angle azimutal nul ( $k_y=0$ ) et pour un angle azimutal de 90° ( $k_x=0$ ), la projection de la relation de dispersion pour les 2 températures se situe aux mêmes angles d'émission pour les 2 angles azimutaux.

Nous avons montré dans cette section que la variation du pic d'émissivité d'un réseau 2D en fonction de la température est très similaire à celle que nous avons remarquée dans le cas d'un réseau 1D. Quand la température augmente, le pic d'émissivité se décale vers les grandes longueurs d'onde et son amplitude diminue. Nous avons vérifié cette propriété par une analogie à la relation de dispersion pour un réseau à différentes températures. Nous avons ensuite montré qu'il était possible d'optimiser un réseau 2D pour obtenir un pic avec une émissivité proche de 1 pour chaque température pour des réseaux 2D de SiC et de SiO<sub>2</sub>. Par la suite, il pourrait être intéressant de réaliser le même type d'étude pour des réseaux omnidirectionnels et pour tous les angles azimutaux. Nous allons maintenant

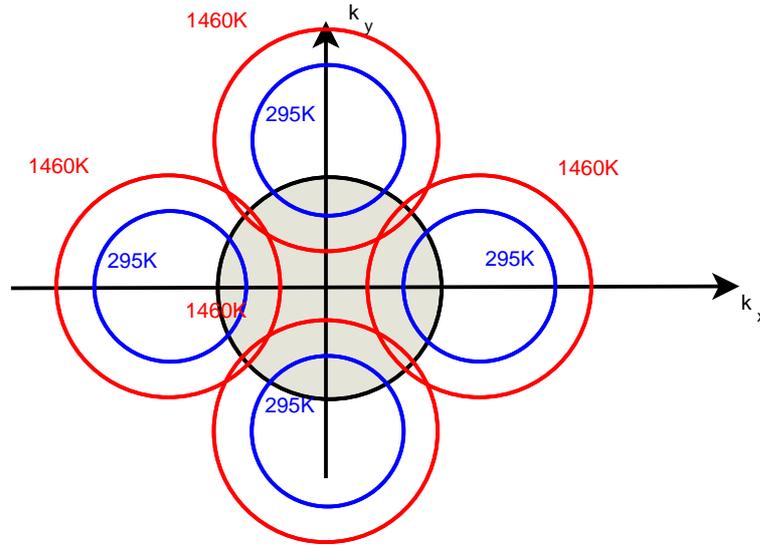


FIGURE 2.36 – Relation de dispersion dans le plan  $(k_x, k_y)$  pour un réseau 2D pour  $d=6.25\mu\text{m}$  pour 295 K et 1460 K.

présenter la fabrication de réseaux de SiC 1D et 2D et la mesure en réflectivité de leur émissivité.

## 2.4 Comparaison expérimentale.

### 2.4.1 Objectifs.

Nous avons utilisé les propriétés diélectriques du SiC et du SiO<sub>2</sub>, mesurées expérimentalement, pour étudier l'émissivité de réseaux à différentes températures. L'objectif suivant est de valider au moins certains de ces résultats expérimentalement. Nous avons donc fabriqué des réseaux de SiC à partir du même matériau que celui utilisé pour les mesures de propriétés optiques. Puis nous avons effectué des mesures de réflectivité pour en déduire l'émissivité de ces réseaux et la comparer avec l'émissivité obtenue théoriquement.

### 2.4.2 Propriétés du SiC.

Le SiC étudié est un SiC 6H acheté chez MTI Corporation [10]. Ses caractéristiques sont les suivantes [10] :

-Spécifications du substrat :

Orientation :  $\langle 0001 \rangle +/ - 0.5$

Dimension :  $1/4'' * 1/4'' * 0.26 + / - 0.03\text{mm}$

Polissage : Deux côtés polis

Rugosité de la surface :  $< 10 \text{ \AA}$  par AFM

-Propriétés typiques d'un monocristal de SiC :

Poids formulaire : 40.10

Cellule élémentaire : Hexagonal

Paramètres du cristal :  $a = 3.08 \text{ \AA}$  et  $c = 15.117 \text{ \AA}$

Polytype : ABCACB (6H)

Technique de Croissance : MOCVD

Polissage : Face de Silicon poli  
Band Gap : 3.03 eV ( Indirect)  
Type de Conductivité : N  
Résistivité : 0.02 0.2 ohm-cm  
Constante Diélectrique :  $\epsilon(11) = \epsilon(22) = 9.66$   $\epsilon(33) = 10.33$   
Conductivité Thermique @ 300K : 4 W / cm . K  
Dureté : 9 Mohs

### 2.4.3 Construction des réseaux au FIB (Focused Ion Beam).

Pour fabriquer les réseaux, le laboratoire PPRIME ayant fait l'acquisition d'un FIB (Focused Ion Beam) dans le but de réaliser des objets, des défauts et des structurations le tout à l'échelle micrométrique et nanométrique, nous avons choisi d'essayer de fabriquer nos réseaux par ce procédé. Le FIB, présent au laboratoire, est constitué de deux colonnes, une colonne FEG électronique et une colonne ionique Ga+ [11]. Le FIB utilise un faisceau d'ion pour creuser la surface d'une structure. Le but est ici de retirer assez de matière pour former nos réseaux micrométriques. Ainsi plus le coefficient de remplissage sera faible, plus il faudra retirer de matière et plus le temps de fabrication sera long. Nous avons choisi de fabriquer 3 réseaux de SiC : 1 réseau 1D et 2 réseaux 2D. A cause du choix de fabrication et des mesures que nous souhaitions effectuer, nous nous sommes imposés 3 critères à respecter dans le choix de nos réseaux :

-Tout d'abord, n'étant pas les seuls utilisateurs du FIB, il était préférable d'avoir un temps de fabrication raisonnable, i.e. privilégier les réseaux à fort coefficient de remplissage ;

-ensuite, n'ayant pas dans l'immédiat la possibilité de chauffer nos échantillons, les premières mesures de réflectivité seront réalisées à température ambiante, il fallait donc que nos réseaux présentent un pic avec une émissivité importante ( $> 0.8$ ) à température ambiante et à incidence normale ;

-enfin dans le cas où l'on pourrait faire des mesures à une température différente de l'ambiante, les réseaux devraient aussi présenter des pics d'émissivité non négligeables à température plus élevée.

Le réseau 1D a les paramètres suivants :

$$d=6.25 \mu\text{m}$$

$$F=0.41 \text{ (ce qui équivaut à une tranchée creusée de } 3.69 \mu\text{m environ)}$$

$$\text{et } h=0.65 \mu\text{m}.$$

Ce réseau est optimisé pour avoir un pic d'émissivité proche de 1 pour toutes les températures (Figure 2.37). Il est gravé sur  $500 \mu\text{m}^2$  et la gravure a pris 17h30.

Nous avons pu mesurer les paramètres exacts du réseau après gravure :

$$d=6.268 \mu\text{m}$$

$$F=0.423 \text{ (ce qui équivaut à une tranchée creusée de } 3.69 \mu\text{m environ)}$$

$$\text{et } h=0.65 \mu\text{m}.$$

Ils diffèrent assez peu des paramètres de départ, le FIB étant assez précis (Figure 2.39). En traçant l'émissivité en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures avant et après gravure (figures 2.37 et 2.38), on remarque que les performances restent très bonnes.

Le réseau 2D numéro 1 (Figure 2.40) a les paramètres suivants :  $d=10 \mu\text{m}$

$$F=0.8 \text{ (ce qui équivaut à une tranchée creusée de } 2 \mu\text{m environ)}$$

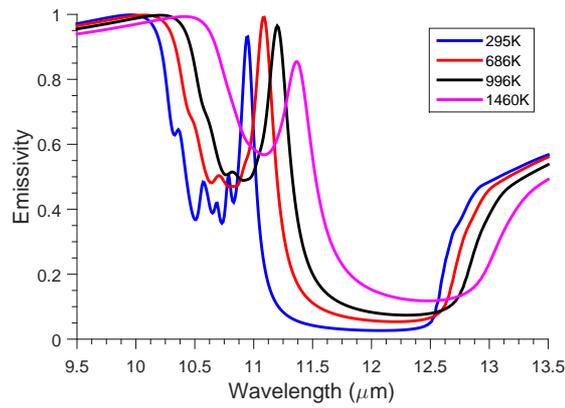


FIGURE 2.37 – Emissivité en fonction de la longueur d’onde pour différentes températures pour le réseau 1D.

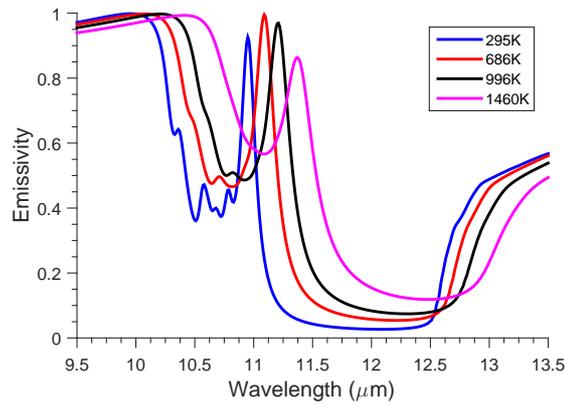


FIGURE 2.38 – Emissivité en fonction de la longueur d’onde pour différentes températures pour le réseau 1D avec les paramètres après gravure.

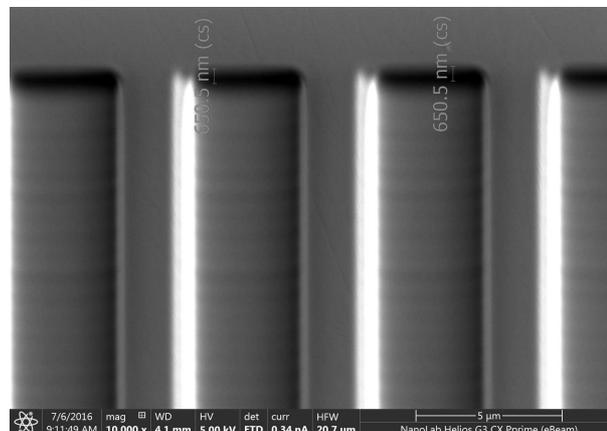


FIGURE 2.39 – Zoom et mesure de l’épaisseur du réseau 1D de SiC.

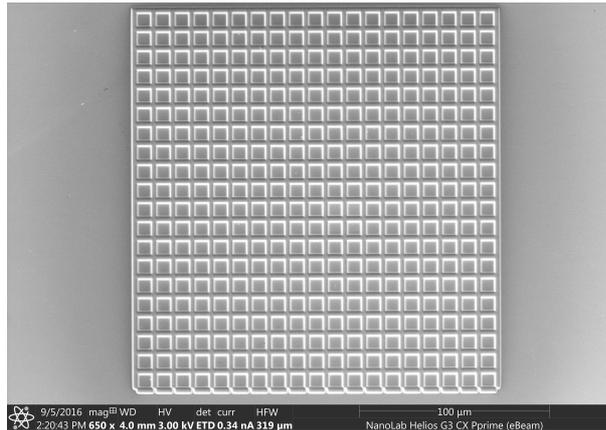


FIGURE 2.40 – Un des réseaux 2D expérimentaux.

et  $h=0.63 \mu\text{m}$ . Ce réseau est optimisé pour avoir un pic d'émissivité proche de 1 pour 686 K, il est donc aussi relativement bon pour les températures proches. Il fut d'abord gravé sur  $200 \mu\text{m}^2$ , puis agrandi à  $400 \mu\text{m}^2$  et la gravure a pris en tout 12h.

Le réseau 2D numéro 2 a les paramètres suivants :  $d=7 \mu\text{m}$

$F=0.8$  (ce qui équivaut à une tranchée creusée de  $1.4 \mu\text{m}$  environ)

et  $h=0.6 \mu\text{m}$ . Ce réseau est optimisé pour avoir un pic d'émissivité proche de 1 uniquement pour 295 K. Comme l'autre réseau 2D, il fut d'abord gravé sur  $200 \mu\text{m}^2$  et agrandi ensuite à  $400 \mu\text{m}^2$  et la gravure a pris 32h.

#### 2.4.4 Mesures et biais expérimentaux éventuels.

Nous avons réalisé des premières mesures de réflectivité sur les 3 réseaux de SiC avec un microscope Hyperion au LTN à Nantes. Bien que le microscope ne possède pas de polariseur, nous avons pu mesurer un creux de réflectivité correspondant au pic d'émission du réseau 1D. Cependant, pour les réseaux 2D, la surface gravée était trop petite pour que l'on puisse réaliser des mesures avec l'objectif du microscope. Les solutions étant soit d'agrandir les réseaux, soit d'utiliser un objectif plus précis, nous avons choisi d'agrandir la taille des réseaux à  $400 \mu\text{m}^2$ . De plus, pour des raisons de disponibilité, nous avons effectué les mesures suivantes de réflectivité avec un microscope Hyperion 3000 au CEMHTI à Orléans, disposant aussi d'un objectif plus précis. Nous avons comparé les mesures de réflectivité pour le réseau 1D à température ambiante et en lumière non polarisée réalisées au LTN à celles réalisées au CEMHTI (Figure 2.41).

Les deux mesures concordent, nous partons donc de là pour nos mesures au CEMHTI.

Le microscope dispose aussi d'un polariseur, cependant son utilisation diminue le signal reçu, nous ne l'utiliserons donc que pour une partie des mesures. L'ajustement de la zone de mesure n'est pas automatisé en azimuth, nous ne savons donc pas s'il subsiste un léger angle azimuthal, qui peut éventuellement affecter les mesures. Enfin le microscope possède une certaine ouverture numérique, qui fait qu'au lieu de mesurer uniquement à incidence normale, on effectue en réalité une moyenne sur un cône d'angle jusqu'à  $20^\circ$ .

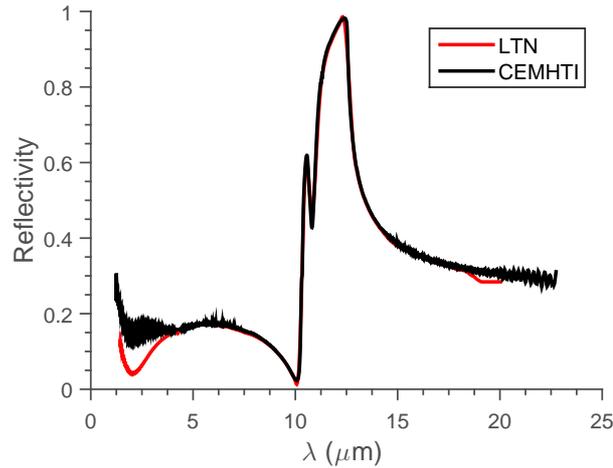


FIGURE 2.41 – Comparaison des mesures de réflectivité réalisées au CEMHTI et au LTN pour le réseau 1D en fonction de la longueur d’onde en lumière non polarisée à température ambiante.

## 2.4.5 Pics expérimentaux comparés aux pics théoriques.

### Mesure de la réflectivité des réseaux 2D.

On effectue ces mesures en lumière non polarisée pour obtenir plus de signal, nous passons en polarisation TM uniquement pour écarter l’hypothèse de la polarisation dans l’absence de pic d’émissivité pour le premier réseau 2D. Pour le premier réseau, on n’obtient en effet aucun pic d’émissivité substantiel (Figure 2.42) que l’on soit en lumière non polarisée ou en polarisation TM.

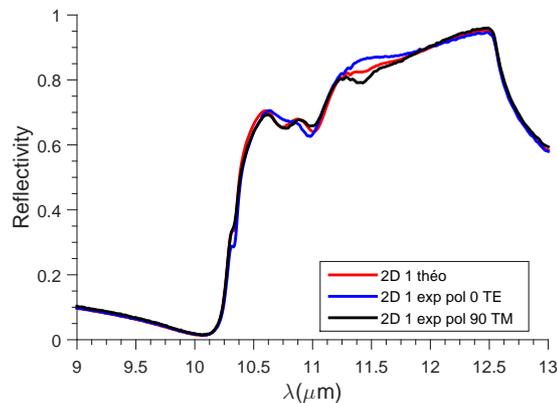


FIGURE 2.42 – Mesure de réflectivité pour le réseau 2D numéro 1 en fonction de la longueur d’onde en polarisation TE et TM comparée à la réflectivité théorique de ce réseau à température ambiante.

En réalité, cela est dû à l’ouverture numérique non négligeable du microscope et au fait que ce réseau n’est pas isotrope. Comme le montre le figure 2.43, l’émissivité varie fortement en longueur d’onde entre 0 et 20° qui correspondent à l’ouverture numérique du microscope.

Pour le réseau 2D numéro 2, on obtient bien un creux de réflectivité qui coïncide avec le creux de réflectivité théorique (Figure 2.44). En effet, cette fois-ci le réseau entre 0 et 20° d’angle d’incidence a plutôt tendance à être isotrope comme on le voit sur la

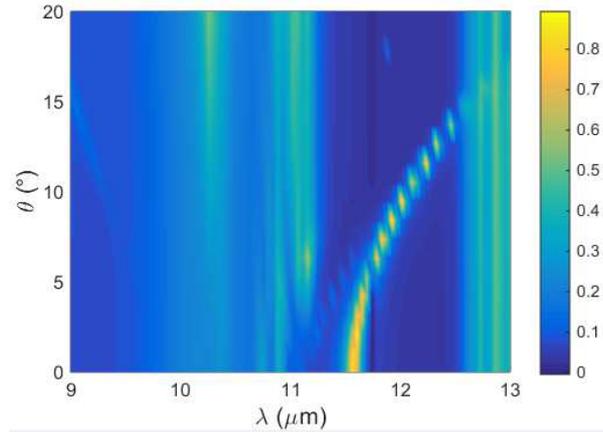


FIGURE 2.43 – Emissivité pour le réseau 2D n ° 1 en fonction de la longueur d’onde et de l’angle d’incidence en polarisation TM.

figure 2.45.

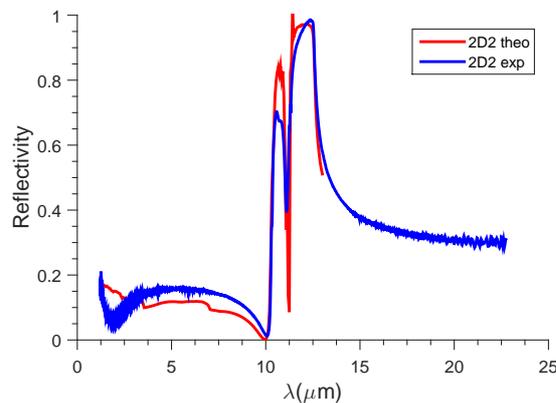


FIGURE 2.44 – Mesure de réflectivité pour le réseau 2D numéro2 en fonction de la longueur d’onde en lumière non polarisée comparée à la réflectivité théorique de ce réseau à température ambiante.

### Mesure de la réflectivité des réseaux 1D.

**A température ambiante.** On mesure l’émissivité du réseau 1D de SiC à température ambiante en polarisation TM en fonction de la longueur d’onde (Figure 2.46). Là encore, la longueur d’onde du creux de réflectivité expérimental correspond à la longueur d’onde du creux théorique. L’amplitude expérimentale est légèrement inférieure à l’amplitude théorique, ce qui est sans doute dû au manque de signal.

**Variation en fonction de la température.** Pour le réseau 1D, nous avons pu effectuer des mesures de réflectivité en fonction de la température avec une plaque chauffante. Le problème de chauffer notre réseau de cette manière est que l’on a des parasites thermiques, des multi-réflexions et multiples contributions qui peuvent gêner pour mesurer l’amplitude du creux de réflectivité, mais qui ne devrait normalement pas affecter sa position en fréquence. On présente sur la figure 2.47 les mesures de réflectivité en fonction de la longueur d’onde en polarisation TM pour différentes températures. On remarque qu’on

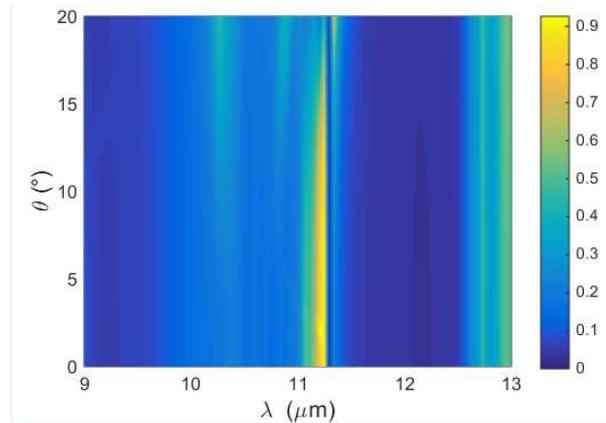


FIGURE 2.45 – Émissivité pour le réseau 2D numéro 2 en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence en polarisation TM.

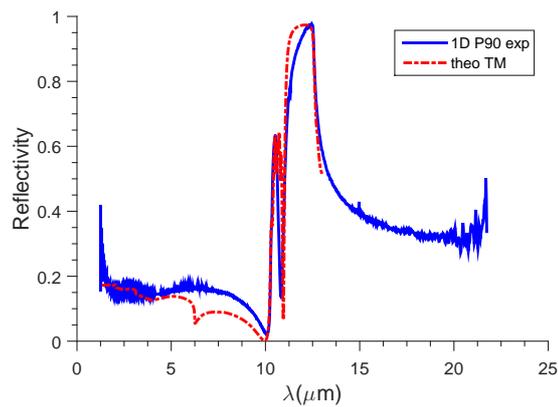


FIGURE 2.46 – Mesure de réflectivité pour le réseau 1D de SiC en fonction de la longueur d'onde en polarisation TM comparée à la réflectivité théorique de ce réseau à température ambiante.

a bien comme on s’y attendait un décalage vers les grandes longueurs d’onde, ainsi qu’une diminution de l’amplitude quand la température augmente. Pour vérifier la concordance

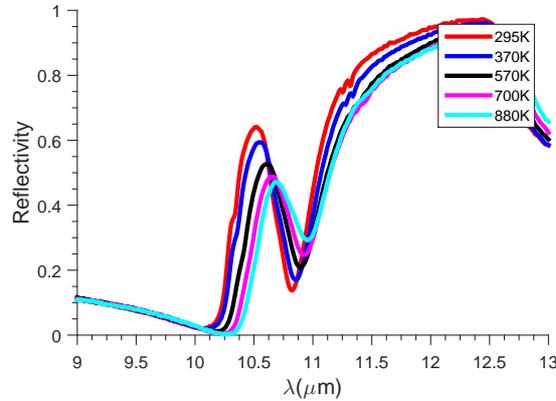


FIGURE 2.47 – Mesure de réflectivité pour le réseau 1D de SiC en fonction de la longueur d’onde en polarisation TM pour différentes températures.

entre la théorie et la mesure, on trace la variation de la longueur d’onde du maximum de réflectivité avec la température (Figure 2.48). En expérience comme en théorie, on a le même type d’évolution linéaire. Cependant, on observe un décalage de  $0.1 \mu\text{m}$  entre les courbes théorique et expérimentale. Cela ne devrait pas être le cas étant donné que le matériau utilisé pour fabriquer les réseaux est le même que celui utilisé pour faire les mesures de propriétés optiques avec lesquelles on a effectué les calculs numériques. Cependant, ces différences peuvent provenir de la manière dont on chauffe ou du fait que le matériau a pu être pollué par la fabrication au FIB (avec du Gallium par exemple) ou a mal vieilli car les mesures n’ont pu être effectuées que 8 mois après la fabrication.

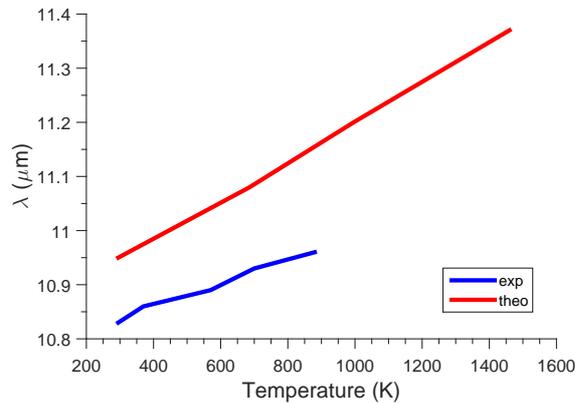


FIGURE 2.48 – variation de la longueur d’onde du maximum de réflectivité avec la température.

Un banc de mesures en émissivité devrait être bientôt prêt, qui nous permettra de pouvoir faire des mesures en température plus précises.

## 2.5 Conclusion.

La variation de la fonction diélectrique du SiC et du SiO<sub>2</sub> avec la température induit une variation similaire des pics d’émissivité de sources thermiques cohérentes de SiC et de

SiO<sub>2</sub>. La longueur d'onde de la résonance augmente avec la température et l'amplitude de ces résonances diminue quand la température augmente. Cependant, nous avons montré qu'il est possible d'optimiser le réseau pour obtenir un pic avec une émissivité proche de 1 pour les réseaux de SiC et de SiO<sub>2</sub>. Nous avons aussi montré qu'il était possible d'obtenir de bons émetteurs directionnels dans l'IR pour une large gamme de températures pour des réseaux de SiC. Nous avons étendu la plupart de ces résultats dans le cas d'un réseau bidimensionnel (2D). En effet, les pics d'émissivité d'un réseau 2D suivent la même évolution avec la température que ceux d'un réseau 1D. De même, une optimisation des réseaux est possible pour avoir de bonnes sources cohérentes pour chaque température. Enfin, nous avons obtenu de premiers résultats expérimentaux et montré que l'augmentation de la longueur d'onde avec la température suit bien une évolution linéaire. Cependant, un décalage entre la théorie et l'expérience subsiste. Comme perspectives, on pourrait envisager une étude visant à obtenir des pics d'émissivité à la même longueur d'onde pour chaque température en faisant varier l'angle d'émission. Nous pourrions aussi ajouter une étude sur des réseaux 2D omnidirectionnels en fonction de la température à l'étude 2D déjà réalisée. Enfin, nous envisageons de nouvelles mesures expérimentales en utilisant notamment un banc de mesures en émissivité contrôlé en température.

## Bibliographie

- [1] E. D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids*. San Diego, Academic Press, 1998.
- [2] D. De Sousa Meneses, P. Melin, L. del Campo, L. Cosson, and P. Echegut. Apparatus for measuring the emittance of materials from far infrared to visible wavelengths in extreme conditions of temperature. *Infrared Physics & Technology*, 69 :96–101, March 2015.
- [3] D. De Sousa Meneses, M. Malki, and P. Echegut. Optical and structural properties of calcium silicate glasses. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 352(50–51) :5301–5308, 2006.
- [4] A. Hervé, J. Drévilon, Y. Ezzahri, K. Joulain, D. De Sousa Meneses, and J.-P. Hugonin. Temperature dependence of a microstructured SiC coherent thermal source. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 180 :29–38, September 2016.
- [5] J.-J. Greffet, R. Carminati, K. Joulain, J.-P. Mulet, S. Mainguy, and Y. Chen. Coherent emission of light by thermal sources. *Nature*, 416(6876) :61–64, March 2002.
- [6] N. Dahan, A. Niv, G. Biener, V. Kleiner, and E. Hasman. Space-variant polarization manipulation of a thermal emission by a SiO<sub>2</sub> subwavelength grating supporting surface phonon-polaritons. *Applied Physics Letters*, 86(19) :191102, May 2005.
- [7] F. Marquier, K. Joulain, J.-P. Mulet, R. Carminati, J.-J. Greffet, and Y. Chen. Coherent spontaneous emission of light by thermal sources. *Physical Review B*, 69(15) :155412, 2004.
- [8] F. Marquier, C. Arnold, M. Laroche, J. J. Greffet, and Y. Chen. Degree of polarization of thermal light emitted by gratings supporting surface waves. *Optics Express*, 16(8) :5305, April 2008.

- [9] C. Arnold, F. Marquier, M. Garin, F. Pardo, S. Collin, N. Bardou, J.-L. Pelouard, and J.-J. Greffet. Coherent thermal infrared emission by two-dimensional silicon carbide gratings. *Physical Review B*, 86(3) :035316, 2012.
- [10] SiC - 6h (0001), two sides polished (2sp). <http://www.mtixtl.com/sic-6h-z-0606026-s2.aspx>.
- [11] NanoLab FIB – Labex Interactifs. <http://labex-interactifs.pprime.fr/nanolab-fib/>.



## Deuxième partie

Application au refroidissement radiatif  
d'une structure multi-couche + réseau



# Introduction

Dans cette seconde partie, nous utilisons les sources thermiques cohérentes étudiées précédemment pour une application de refroidissement radiatif. Il s'agit d'utiliser la fenêtre spectrale pour laquelle l'atmosphère est transparente entre 8 et 13  $\mu\text{m}$ . Si on émet dans cette gamme de longueur d'onde et qu'on absorbe peu dans la bande d'émission solaire, il est possible d'obtenir un refroidissement considérable de la structure uniquement par rayonnement. Des études préliminaires ont déjà été réalisées pour le refroidissement de cellules thermo-photovoltaïques, donc nécessitant une certaine absorption dans le spectre solaire, avec des structures périodiques pyramidales [1] par exemple. Marquier et al. [2] attestent que les réseaux simples ne sont pas réellement adaptés au refroidissement, car ils émettent principalement en polarisation TM, ce qui réduit nettement la puissance générée en lumière non polarisée. Cependant, en 2012, Arnold et al. [3] démontrent qu'il est théoriquement possible avec un réseau 2D bien choisi d'avoir un pic d'émissivité avec une émissivité proche de 1 de manière isotrope, i.e. pour tous les angles d'émission, et en lumière non polarisée. Cela rend les réseaux 2D plus intéressants dans des applications réelles.

Malgré tout, un réseau, même émettant dans les 2 polarisations, émet des pics relativement fins, seuls ils ne sont donc pas adaptés pour une application de refroidissement radiatif. A notre connaissance, aucune étude approfondie combinant l'effet d'émission des réseaux avec d'autres structures n'a, à ce jour, été réalisée pour le refroidissement radiatif. Or les pics d'émission des réseaux émettant très fortement peuvent être complétés par d'autres structures émettant dans des zones complémentaires de la fenêtre de transparence, telles que des structures multi-couches déjà prometteuses pour le refroidissement radiatif.

L'objectif de la deuxième partie de cette thèse sera donc d'étudier des structures multi-couches surmontées de réseaux pour la production de refroidissement radiatif. Il s'agira d'évaluer, dans un second temps, le gain en puissance de refroidissement radiatif apporté par les réseaux.

Avant cela, nous présenterons dans le chapitre 3 une étude bibliographique relative aux structures pour le refroidissement radiatif développées ces dernières années, ainsi qu'un rappel du principe du refroidissement radiatif. Nous y présenterons aussi la méthode d'optimisation (Optimisation par essaim particulaire) que nous avons choisie.

Dans le chapitre 4, nous présenterons d'abord une étude sur la cible idéale en émissivité pour réaliser le maximum de refroidissement radiatif. Nous présenterons ensuite nos premiers résultats d'optimisation pour une structure multi-couche + réseau 1D avec des réseaux 1D de SiC, SiO<sub>2</sub> et de BN (nitrure de bore), ainsi qu'une étude sur l'influence de la température, de la polarisation et de l'angle azimutal. Enfin nous présenterons une structure multi-couche+ réseau 1D simplifiée plus adaptée à une éventuelle validation expérimentale.

## Bibliographie

- [1] L. Zhu, A. Raman, K. X. Wang, M. A. Anoma, and S. Fan. Radiative cooling of solar cells. *Optica*, 1(1) :32, July 2014.
- [2] F. Marquier, M. Laroche, R. Carminati, and J.-J. Greffet. Anisotropic Polarized Emission of a Doped Silicon Lamellar Grating. *Journal of Heat Transfer*, 129(1) :11–16, June 2006.
- [3] C. Arnold, F. Marquier, M. Garin, F. Pardo, S. Collin, N. Bardou, J.-L. Pelouard, and J.-J. Greffet. Coherent thermal infrared emission by two-dimensional silicon carbide gratings. *Physical Review B*, 86(3) :035316, 2012.

# Chapitre 3

## Rétrospective sur le refroidissement radiatif et méthode d'optimisation

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Bibliographie relative au refroidissement radiatif.</b>	<b>95</b>
<b>3.2</b>	<b>Principe du refroidissement radiatif.</b>	<b>102</b>
<b>3.3</b>	<b>Optimisation par Essaim Particulaire (OEP).</b>	<b>106</b>
3.3.1	Choix de la méthode.	107
3.3.2	Principe de l'OEP.	107
3.3.3	Couplage OEP-RETICOLO.	109
<b>3.4</b>	<b>Conclusion.</b>	<b>110</b>

---

### 3.1 Bibliographie relative au refroidissement radiatif.

Refroidir un objet exposé au soleil pourrait permettre de résoudre de nombreux problèmes énergétiques : de la climatisation d'une maison au refroidissement de cellules photovoltaïques, en passant par toutes les machines produisant de la chaleur par effet Joule dont l'échauffement accélère le vieillissement.

L'atmosphère terrestre présente une fenêtre de transparence pour des longueurs d'onde comprises entre 8 et 13  $\mu\text{m}$ . Tout rayonnement émis depuis la surface de la Terre dans cette gamme de longueur d'onde est en vis à vis direct avec l'espace à la température de 3 K. L'idée d'utiliser cette fenêtre de transparence pour refroidir passivement des objets terrestres est apparue dans les années 1970 [1–3].

L'objectif d'origine était d'abord le refroidissement radiatif nocturne. En s'affranchissant de l'absorption du rayonnement solaire, le refroidissement est plus aisé. Pour ce faire, il suffit d'un objet qui émette fortement entre 8 et 13  $\mu\text{m}$  ou d'un revêtement qui soit transparent dans cette gamme de longueur d'onde dont on recouvrirait un corps noir. L'idée a été bien étudiée et différentes solutions ont été développées avec des fortes performances en refroidissement radiatif à la clé.

En 1975, Catalanotti et al. [1] décrivent la possibilité de produire du refroidissement radiatif avec une structure simple dont les propriétés optiques correspondent à la fenêtre de transparence de l'atmosphère. Ils utilisent pour cela un métal recouvert d'une couche de polyéthylène. Ils améliorent ensuite la même structure et le dispositif expérimental pour être plus performants en terme de refroidissement radiatif [2].

En 1977, Harrison et Walton [3] utilisent le même type de structure et dispositif expérimental, mais ils remplacent le plastique par de la peinture blanche avec des pigments de  $\text{TiO}_2$ . Les conditions expérimentales sont différentes de [1] et [2], mais ils obtiennent de bons refroidissements nocturnes dans certaines conditions. Cependant, les capacités de l'émetteur se dégradent très vite en présence de soleil.

Granqvist et al. ont poursuivi l'idée [4–6] en cherchant à lier les propriétés des surfaces à un bon refroidissement radiatif. Ils ont alors fabriqué des couches de  $\text{SiO}$  ou de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  déposées sur de l'aluminium (Figure 3.1). Ils ont attribué leurs résultats à une absorption forte du  $\text{SiO}$  alliée à des interférences destructives.

Berdahl et al. ont cherché à définir plus précisément une efficacité pour le refroidissement radiatif, toujours plutôt nocturne. Ils ont comparé de manière théorique et expérimentale l'efficacité du refroidissement de différents revêtements : la peinture blanche enrichie en  $\text{TiO}_2$  (déjà étudiée dans [3]) s'avère meilleure que le PVF (aluminized polyvinyl fluoride film) [7] et des films de  $\text{MgO}$  ou de  $\text{LiF}$  sur de l'aluminium surpassent eux-même la peinture [8] avec une température de la structure de  $3^\circ\text{C}$  inférieure.

Orel et al. [9] ont utilisé un substrat métallique recouvert d'une peinture blanche enrichie en pigments  $\text{BaSO}_4$ , permettant une forte émittance dans la gamme  $[8-13]\mu\text{m}$ .

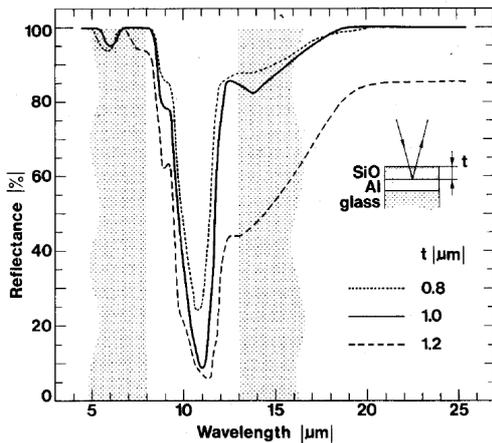


FIGURE 3.1 – Réflectivité du  $\text{SiO}$  sur de l'Al pour le refroidissement radiatif nocturne [5].

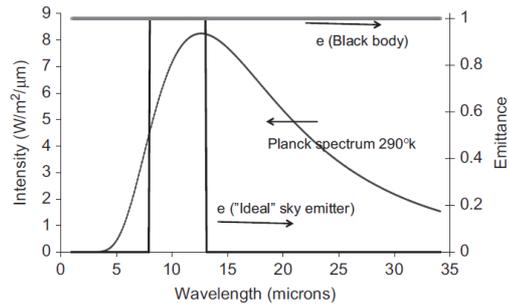


FIGURE 3.2 – Emissivité d'un émetteur "corps noir" comparé à l'émissivité d'un émetteur sélectif "idéal" [10].

Plus récemment, Smith [10] a étudié les conséquences d'une limitation de l'ouverture (et donc de l'accès au ciel) sur le refroidissement radiatif nocturne pour un corps noir émettant sur toute la gamme spectrale et un émetteur sélectif "idéal", émettant uniquement entre  $8$  et  $13 \mu\text{m}$  (Figure 3.2). Il s'agit de choisir la meilleure cible selon que l'on bloque une partie du rayonnement incident de l'atmosphère provenant des angles les plus éloignés du zénith (faible ouverture) ou que l'on laisse la totalité de ce rayonnement arriver (ouverture totale). Pour la plupart des applications, il s'avère qu'une ouverture modérée avec une surface ayant une forte émissivité sur une large gamme spectrale va donner les meilleurs résultats.

Gentle [11] a obtenu aussi un bon refroidissement de nuit en utilisant un composite, contenant un mélange de nanoparticules de  $\text{SiO}_2$  et de  $\text{SiC}$ , reposant sur une couche d'aluminium. Suryawanshi et al. [12] ont utilisé eux-aussi des matériaux composites pour le refroidissement radiatif nocturne. Il s'agit là de nanotubes de carbone, mélangés à de l'acrylate pour former des matériaux composites pour améliorer le refroidissement radiatif.

Ces matériaux agiraient comme des sortes de "ventilateurs moléculaires" ("molecular fan") en cumulant deux propriétés : une augmentation de l'émissivité des surfaces qu'ils recouvrent et une forte conductivité thermique pour transférer la chaleur vers la surface qui l'évacuera.

Tous ces systèmes ont pour principale application le refroidissement des bâtiments. Gentle et al. [13] ont proposé dans cette optique d'optimiser les toits pour qu'ils se refroidissent d'eux-mêmes. En effet, les toits peuvent être rendus réfléchissants pour qu'ils n'absorbent pas le rayonnement solaire, mais le problème est qu'en contrepartie ils se refroidissent mal la nuit s'ils sont réfléchissants dans l'IR.

Le refroidissement radiatif diurne offre un défi supplémentaire. Des auteurs s'y sont intéressés très tôt, mais les solutions envisagées à l'époque ne permettaient pas une réflexion suffisante dans le spectre solaire (avec un maximum de 85% seulement), ni une émission suffisante dans la fenêtre de transparence de l'atmosphère pour compenser. En effet, Nilsson et al. [14, 15] ont proposé, au début des années 90, d'utiliser un film recouvrant un corps noir. Ce film, transparent uniquement dans la zone spectrale [8-13]  $\mu\text{m}$ , permettrait de réfléchir le rayonnement solaire, tout en autorisant le rayonnement dans la fenêtre de transparence de l'atmosphère. Il est constitué de polyéthylène enrichi avec des pigments de ZnS. Cependant, le refroidissement radiatif diurne n'est pas obtenu à cause d'une réflexion insuffisante dans le visible (inférieure à 85%). En effet, si on a un pourcentage d'absorption trop élevé du rayonnement solaire, la puissance générée par une émission idéale dans la fenêtre [8-13]  $\mu\text{m}$  ne suffira pas à compenser celle absorbée. Pour avoir un refroidissement passif, la réflexion dans le visible et le proche IR doit donc être supérieure à environ 90% [14] pour pouvoir être compensée et surpassée par l'émission entre 8 et 13  $\mu\text{m}$ . Malgré tout, cette limitation de réflexion est révélatrice de la difficulté d'obtenir à la fois une bonne réflexion solaire et une transmission correcte dans l'IR, bien souvent un compromis est nécessaire [15].

Plus récemment, des auteurs sont parvenus à un refroidissement radiatif diurne permettant de descendre la température de la structure jusqu'à une température inférieure à la température ambiante. En 2013, Raphaëli et al. [16] ont proposé une structure photonique (Figure 3.3). La partie inférieure de la structure, composée d'un substrat d'argent sur lequel repose un multi-couche diélectrique, assure la réflexion solaire. Le diélectrique permet d'augmenter la réflexion par rapport aux substrats uniquement métalliques. L'émission entre 8 et 13  $\mu\text{m}$  est ensuite réalisée par la couche supérieure (une structure photonique 2D de SiC et de  $\alpha$ -Quartz), utilisant les modes des phonons-polaritons. Le SiC a en effet une résonance à 12,5  $\mu\text{m}$  et le quartz à 9  $\mu\text{m}$ . Ces deux matériaux ont de plus la propriété d'être de faibles absorbeurs dans le visible, ce qui les rend très intéressants pour le refroidissement radiatif diurne. Ce travail fut le premier à proposer une structure absorbant assez peu dans la bande d'émission solaire et émettant très fortement dans la fenêtre de transparence de l'atmosphère pour permettre un refroidissement radiatif diurne, excédant même les 100  $\text{W}/\text{m}^2$  à température ambiante. L'année suivante, la même équipe a proposé une nouvelle structure dans l'article [17]. Ils sont les premiers à proposer une structure expérimentale réalisant un refroidissement radiatif, permettant d'avoir une structure, exposée au soleil, avec une température de 5 degrés en dessous de la température ambiante. Pour cela, ils utilisent un multi-couche alternant  $\text{HfO}_2$  et  $\text{SiO}_2$ . Les couches inférieures plus fines sont censées optimiser la réflexion solaire et celle du dessus plus épaisses produisent l'émission entre 8 et 13  $\mu\text{m}$ , grâce à la résonance du phonon-polariton du  $\text{SiO}_2$  et à l'émission du  $\text{HfO}_2$  dans cette gamme de longueur d'onde, auxquels peuvent s'ajouter des effets d'interférence.

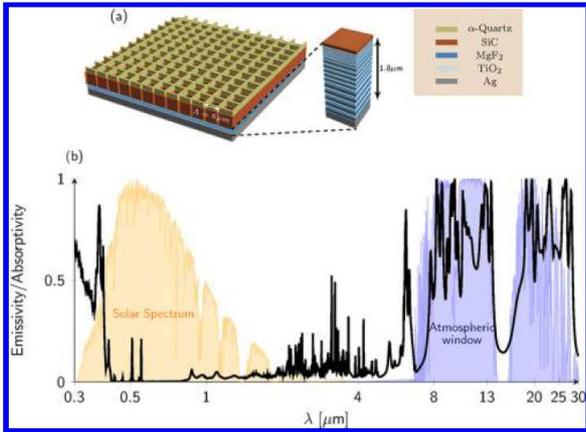


FIGURE 3.3 – Structure photonique pour le refroidissement radiatif diurne [16].

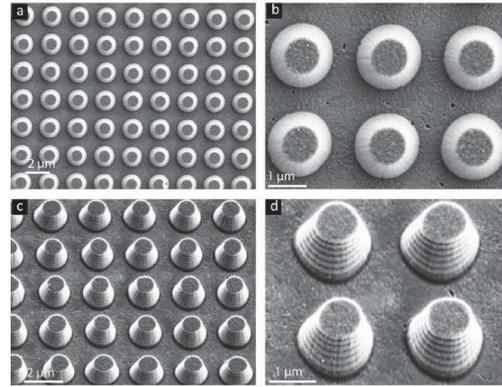


FIGURE 3.4 – Métamatériau conique pour le refroidissement radiatif diurne [18].

En 2014, Hossein et al. [18] ont montré qu'il était possible de produire un refroidissement radiatif diurne avec un métamatériau en y adjoignant un réflecteur solaire, permettant de descendre de  $9^\circ\text{C}$  en dessous de la température ambiante en plein jour. Ce métamatériau, composé de cônes faits d'un empilement d'aluminium et de germanium reposant sur un substrat d'aluminium (Figure 3.4), présente une insensibilité à la polarisation, d'une bonne émission angulaire et d'une émissivité proche de l'unité entre 8 et  $13\ \mu\text{m}$ .

En 2016, Huang et Ruan [19] utilisent une double-couche d'acrylique dopée avec des particules de  $\text{TiO}_2$  de taille variable dans la couche supérieure pour réfléchir le spectre solaire. La couche inférieure contient elle des particules de carbone pour émettre dans la fenêtre de transparence de l'atmosphère. Ils obtiennent ainsi une puissance de refroidissement de plus de  $100\ \text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ . Ils proposent aussi une étude entre 2 émetteurs idéaux (figure 3.5) le premier émettant fortement entre 8 et  $13\ \mu\text{m}$  et le deuxième émettant entre 4 et  $20\ \mu\text{m}$ . Le premier émetteur permet d'obtenir une température d'équilibre plus faible, mais on peut produire une plus grande puissance de refroidissement avec l'émetteur 2.

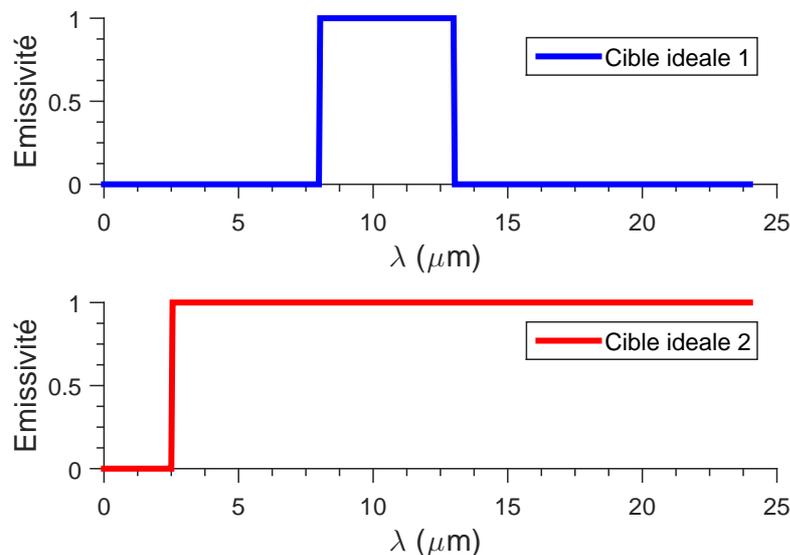


FIGURE 3.5 – Cibles idéales extraites de [19].

Chen et al. [20] ont proposé sur le même principe de chercher une structure permettant de baisser le plus possible la température ; cette structure serait de plus située dans une région peuplée, donc peu favorable en terme d'humidité, de pollution et de température, à l'opposée d'une région désertique en altitude à faible humidité permettant une réduction de température nocturne jusqu'à 40 ° C. Leur structure expérimentale composée de Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> sur du Si et de l'Al, permet de diminuer la température de 37 ° C en moyenne et jusqu'à 48 ° C au moment du pic d'irradiance solaire, l'émetteur étant protégé du rayonnement solaire direct.

Quelques structures ont été réalisées dans une optique un peu différente : il s'agit toujours d'obtenir un refroidissement radiatif diurne, mais le but est de refroidir des objets qui ont besoin d'absorber le rayonnement du spectre solaire, pour des raisons techniques telles que les cellules photovoltaïques ou pour des raisons esthétiques, pour conserver la couleur d'un objet par exemple. Cependant la chaleur produite par une partie de l'absorption solaire est indésirable. En 2013, Zhu, Raman et Fan [21] ont proposé une structure de nanotubes de  $\alpha$ -Quartz sur des nanotubes de silicium reposant sur une couche d'aluminium. L'ajout des nanotubes de  $\alpha$ -Quartz, ceux-ci étant transparents dans le visible, permet de préserver la couleur rosée de la structure (Figure 3.6) tout en procurant un certain refroidissement grâce à l'émission thermique liée aux résonances des phonons-polaritons. L'année suivante, ils ont appliqué une méthode similaire pour refroidir les cellules solaires [22]. Là encore, le but était d'obtenir une structure transparente aux longueurs d'onde solaires, pour que les cellules fonctionnent, et fortement émissive entre 4 et 20  $\mu\text{m}$ . Cela peut permettre de limiter la température de fonctionnement à une température plus faible pour limiter le vieillissement prématuré des cellules. Ils réalisent pour cela 2 configurations différentes (Figure 3.7) :

- dans la première, une couche de SiO<sub>2</sub> est ajoutée au dessus des cellules de Si. La silice pure, transparente dans le spectre solaire, a une bonne émissivité dans l'IR, grâce à des résonances phonons-polaritons prononcées.

- dans la seconde, la couche de SiO<sub>2</sub> additionnelle est surmontée d'une structure périodique pyramidale en SiO<sub>2</sub>. L'émissivité obtenue est très proche de celle de la cible idéale entre 4 et 20  $\mu\text{m}$ . Cela est dû aux pyramides qui permettent un changement graduel d'indice optique entre le SiO<sub>2</sub> et l'air, qui permet d'éviter les creux d'émission dus aux résonances des phonons-polaritons et d'obtenir une émissivité proche de 1 sur toute la gamme désirée. Les pyramides ont en plus l'avantage d'avoir une superhydrophobicité et d'être auto-nettoyantes, ce qui est pratique pour des applications extérieures.

La même équipe a utilisé à nouveau le changement graduel d'indice optique pour le refroidissement de cellules solaires avec une structure photonique de SiO<sub>2</sub> [23]. Des mesures expérimentales ont montré que cette structure permet une diminution de la température de 13 degrés par rapport à l'absorbeur solaire sans structure photonique.

Deux autres groupes ont effectué des études similaires. Safi et Munday [24] ont proposé de placer la structure pour le refroidissement radiatif en dessous de la cellule, ce qui permet de limiter l'absorption solaire et d'améliorer l'efficacité des cellules en diminuant la température de fonctionnement. Wu et Povinelli [25] ont quant à eux étudié des cellules solaires de GaAs auxquelles ils ont ajouté des nanotubes de GaAs (Figure 3.8). Ces nanotubes augmentent l'émissivité des cellules mais ne permettent pas de baisser suffisamment leur température de fonctionnement. Ils proposent l'ajout d'un film de benzocyclobutene (BCB), transparent dans le solaire, qui augmente l'émission dans la zone [8-13]  $\mu\text{m}$  et donc permet de faire baisser la température de fonctionnement. En 2016, Zhou et al. [26] ont proposé d'utiliser du verre sodocalcique (soda lime-glass) pour refroidir les systèmes thermophotovoltaïques. Une couche simple permet déjà de diminuer beaucoup la

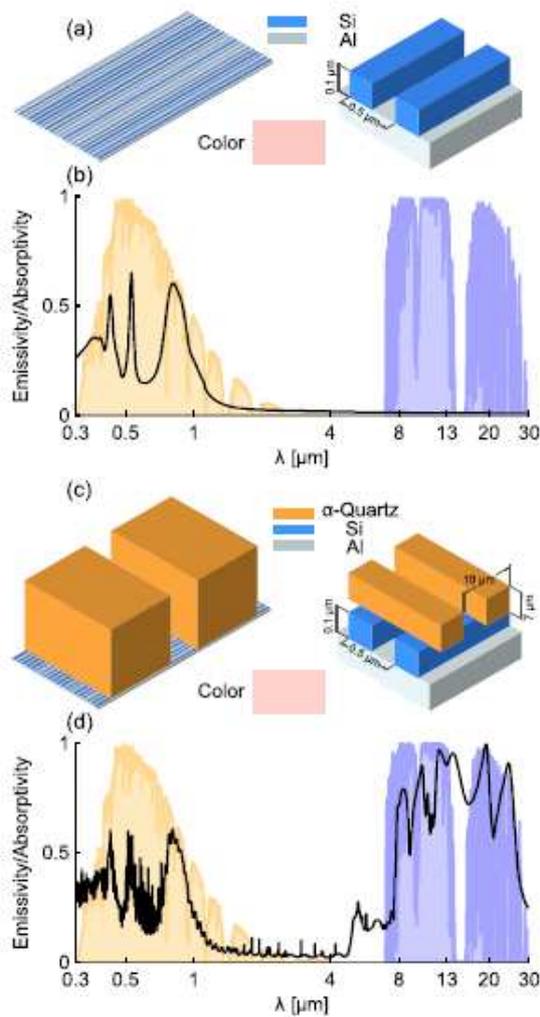


FIGURE 3.6 – Structure conservant la couleur de l'objet pour le refroidissement radiatif de cellules photovoltaïques [21].

température, voire de l'abaisser sous la température ambiante. En superposant un cristal photonique du même verre au dessus, les performances en sont encore augmentées.

Les études sur le refroidissement radiatif se multipliant, Family et Mengüç [28] ont proposé une revue de l'ensemble des matériaux pouvant être utilisés pour le refroidissement radiatif : matériaux de base, peinture, revêtements, matériaux à changement de phase, matériaux nanostructurés.

En 2017, Kecebas et al. [29] ont repris la structure de [17] en ajoutant une couche de  $Al_2O_3$  qui absorbe pour des longueurs d'onde proche de  $12 \mu m$  reproduisant une plus grande émission dans la zone  $[8-13] \mu m$ .

Kou et al. [30] ont repris l'étude de [19] sur les 2 émetteurs idéaux. Leur but étant d'obtenir une forte puissance de refroidissement, ils se sont focalisés sur un émetteur qui émet entre 4 et  $20 \mu m$  et pas uniquement entre 8 et  $13 \mu m$ . Leur structure, un miroir de silice recouvert d'un polymère, permet de descendre en moyenne de 8 degrés en dessous de la température ambiante, mais produit surtout une puissance de refroidissement de  $120 W/m^2$  en plein jour et en présence de conduction et de convection.

Dernièrement, un nouveau type de structure a été proposé [27] pour le refroidissement

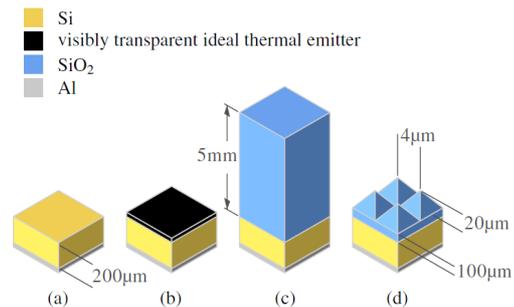


FIGURE 3.7 – Structures pour le refroidissement radiatif de cellules solaires [22].

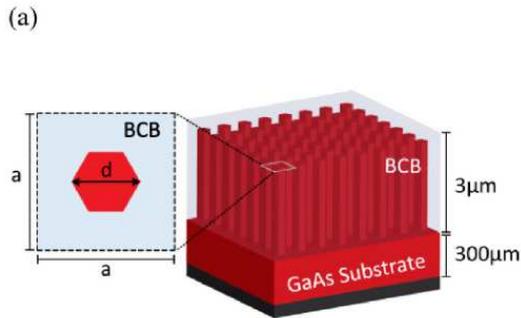


FIGURE 3.8 – Nanotubes de GaAs pour le refroidissement radiatif de cellules solaires [25].

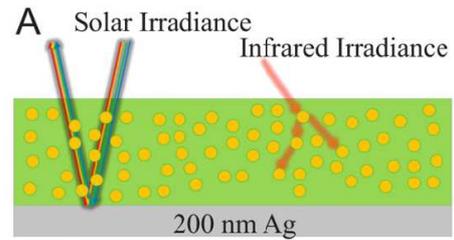


FIGURE 3.9 – Métamatériau hybride sur une couche d'argent pour le refroidissement radiatif diurne [27].

radiatif diurne. Il s'agit d'un métamatériau, un polymère transparent dans le visible dans lequel est encapsulé aléatoirement des microsphères de  $\text{SiO}_2$  (Figure 3.9). L'émission dans la fenêtre de transparence de l'atmosphère est due à des résonances des microsphères (phonon-enhanced Fröhlich resonances) et la réflexion solaire est réalisée par un revêtement épais d'argent situé sous le polymère. Le système semble ingénieux et la fabrication peu coûteuse.

Différentes solutions existant déjà pour produire du refroidissement radiatif diurne, le but de notre étude était d'imaginer une configuration différente, qui intégrerait les capacités de contrôle de l'émission thermique des réseaux. Nous avons vu dans la première partie, les différents types d'émission thermique que pouvaient apporter les réseaux. Ils présentent très souvent des pics d'émissivité situés dans la fenêtre de transparence de l'atmosphère, c'est notamment le cas pour le SiC, le  $\text{SiO}_2$  et le BN.

Comme cela a été démontré plus haut ainsi que dans d'autres références bibliographiques [31, 32], des structures multi-couches peuvent permettre d'émettre dans la fenêtre de transparence de l'atmosphère ou d'y produire des pics d'émissivité similaires à ceux des réseaux. Cependant cette émission ne recouvre pas souvent entièrement la zone  $[8-13] \mu\text{m}$ . Nous avons pensé dans ce travail que l'émission d'un réseau pourrait compléter cela.

L'idée de cette partie sera donc d'allier les performances des multi-couches et des réseaux pour produire du refroidissement radiatif diurne. Le réseau, augmentant lui-même l'émissivité dans la fenêtre de transparence de l'atmosphère, pourra aussi coupler avec le champ lointain des modes non radiatifs du multi-couche situés dans cette bande spectrale.

Dans cette partie, nous allons d'abord présenter le principe général du refroidissement radiatif ainsi que la manière dont nous calculons la puissance de refroidissement. Nous aborderons ensuite la méthode d'optimisation par essaim particulière que nous avons choisie et couplée à notre code RETICOLO pour optimiser nos structures multi-couches et réseaux, de manière à ce que leur émissivité se rapproche d'une émissivité cible. Le choix d'une cible idéale, qui soit la meilleure possible, sera ensuite proposé. Nous présenterons ensuite nos résultats pour trois types de réseaux 1D : BN, SiC et  $\text{SiO}_2$ . Nous étudions l'influence du réseau et de la structure multi-couche, ainsi que la différence entre les polarisations TM et TE, due à l'existence des SPP uniquement en polarisation TM. Pour cela, nous proposons ensuite une étude avec une extension aux réseaux 2D. Et finalement, nous proposerons une approche vers une validation expérimentale de certains résultats.

## 3.2 Principe du refroidissement radiatif.

Le refroidissement est l'une des grandes problématiques énergétiques actuelles. Le nombre de systèmes que l'on désire refroidir est en constante augmentation. La climatisation des bâtiments, la conservation des aliments et le refroidissement des cellules photovoltaïques n'en sont que quelques exemples. Le refroidissement est le plus communément réalisé par des machines frigorifiques. Mais peu de systèmes utilisent le rayonnement. Ceux-ci sont principalement utilisés pour les applications spatiales, à cause de l'absence de convection et de conduction dans le vide. Sur Terre, la présence de l'atmosphère rend les choses plus compliquées. L'atmosphère terrestre possède une fenêtre de transparence entre 8 et 13  $\mu\text{m}$ , fenêtre spectrale où le rayonnement émis par des objets terrestres est maximum, étant donné que leur température est de l'ordre de 300 K. On remarque donc que l'on peut refroidir ces objets par un transfert radiatif direct vers l'espace. Cependant, la puissance de chauffe apportée par le rayonnement solaire est telle qu'il faut éviter absolument l'absorption dans la fenêtre d'émission du soleil. Pour obtenir un refroidissement radiatif, il faut donc idéalement avoir une émissivité égale à 1 entre 8 et 13  $\mu\text{m}$ , et être un réflecteur idéal dans la bande d'émission solaire, comme représenté sur la figure 3.10. Associé à l'échange thermique avec l'espace à 3 Kelvins, on a potentiellement un formidable dissipateur thermique.

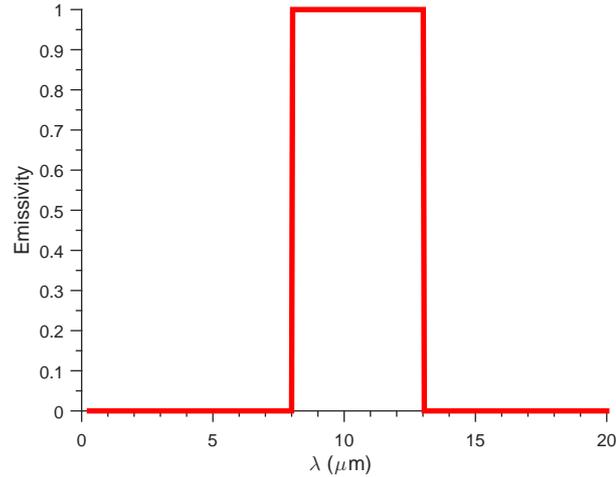


FIGURE 3.10 – Cible idéale pour le refroidissement radiatif.

On peut définir la puissance de refroidissement radiatif par l'équation suivante[17] :

$$P_{cool}(T) = P_{rad}(T) - P_{atm}(T_{amb}) - P_{sun} - P_{cond+conv} \quad (3.1)$$

On va ensuite définir chacune des puissances constituant les termes de cette équation (Figure 3.11) :

- $P_{rad}$  est la puissance rayonnée par la structure :

$$P_{rad}(T) = A \int d\Omega \cos(\theta) \int_0^\infty d\lambda I_{BB}(T, \lambda) \epsilon(\lambda, \theta) \quad (3.2)$$

où A est la surface de la structure,

$\int d\Omega = 2\pi \int_0^{\pi/2} \sin(\theta) d\theta$  est l'intégrale angulaire sur un hémisphère.

$I_{BB}(T, \lambda) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/(\lambda k_B T)} - 1}$  est la luminance du corps noir, d'après la loi de Planck, où c

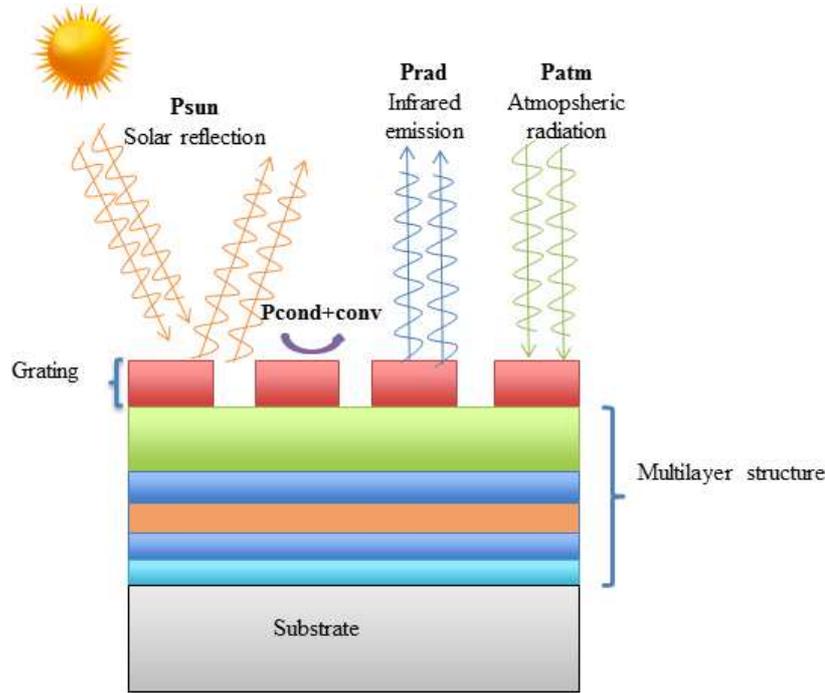


FIGURE 3.11 – Schéma des différentes contributions au refroidissement radiatif.

est la vitesse de la lumière,  $h$  la constante de Planck,  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $\lambda$  la longueur d'onde et  $T$  la température.

$\epsilon(\lambda, \theta)$  est l'émissivité de la structure, égale à l'absorptivité de la structure d'après la loi de Kirchhoff.

Ici, on doit faire attention à la structure que nous étudions, car l'émissivité du multicouche ne dépend pas de la polarisation et de l'angle azimutal, mais ce n'est pas le cas pour le réseau, il peut avoir une émission différente pour les deux polarisations TE et TM et leur émission peut aussi dépendre de l'angle azimutal. Donc l'équation pour l'intégrale angulaire sur un hémisphère devrait être  $\int d\Omega = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \sin(\theta) d\theta$  et l'émissivité devrait être une fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  et de la direction d'émission  $(\theta, \phi)$ . Cependant, nous allons montrer dans les prochaines sections que nous avons choisi des réseaux ayant une émissivité omnidirectionnelle, i.e. ayant des pics d'émissivité présents à la même longueur d'onde pour tous les angles d'incidence. Marquier et al. [33, 34] ont montré que, pour des sources omnidirectionnelles, la dépendance à l'angle azimutal était négligeable. Nous avons testé cela pour nos structures pour quelques angles azimutaux et nous observons le même comportement. La seule différence est donc l'émissivité du réseau entre les polarisations TM et TE. Nous pouvons donc garder  $\int d\Omega = 2\pi \int_0^{\pi/2} \sin(\theta) d\theta$ , mais pour avoir un résultat réaliste, nous devons prendre l'émissivité moyenne de la structure entre les polarisations TM et TE. Pour le reste de l'étude et pour des raisons de simplicité, comme l'émission des réseaux 1D en incidence normale se produit majoritairement en polarisation TM, l'émissivité de la structure ainsi que la puissance de refroidissement radiatif seront présentées seulement pour une des polarisations (TM). Pour évaluer l'impact de l'angle azimutal sur la puissance de refroidissement radiatif de nos structures, nous réaliserons une étude pour certaines de nos structures en prenant en compte l'émissivité moyenne entre les polarisations TM et TE pour le calcul de la puissance de refroidissement radiatif.

$-P_{atm}$  est la puissance absorbée due au rayonnement atmosphérique incident :

$$P_{atm}(T_{amb}) = A \int d\Omega \cos(\theta) \int_0^\infty d\lambda I_{BB}(T_{amb}, \lambda) \epsilon(\lambda, \theta) \epsilon_{atm}(\lambda, \theta) \quad (3.3)$$

où  $\epsilon_{atm}(\lambda, \theta) = 1 - t(\lambda)^{1/\cos(\theta)}$  avec  $t(\lambda)$  la transmittance atmosphérique au zénith. La transmittance varie en fonction de la colonne de vapeur d'eau et de la masse d'air. La masse d'air correspond à l'épaisseur d'atmosphère traversée par le rayonnement pour passer de la Terre à l'espace ou de l'espace à la Terre. Elle est égale à 1 au niveau de la mer lorsque l'on regarde vers le zénith. La colonne de vapeur d'eau définit l'humidité de l'air, plus elle est élevée, plus on aura de vapeur d'eau dans l'air. Au contraire, une faible hauteur de colonne de vapeur d'eau se traduira par un air plus sec. La transmission de la fenêtre atmosphérique [8-13]  $\mu\text{m}$  est affectée par l'eau dans l'atmosphère. Une augmentation de la colonne de vapeur d'eau se traduit donc par une diminution de la transmission. Ici, on a considéré (Figure 3.12) une colonne de vapeur d'eau de 1 mm et une masse d'air de 1.5 [35], en reprenant des valeurs choisies dans d'autres études [19]. Ainsi la comparaison avec d'autres études dépendra uniquement de la température ambiante du lieu d'étude et de l'émissivité de notre structure.

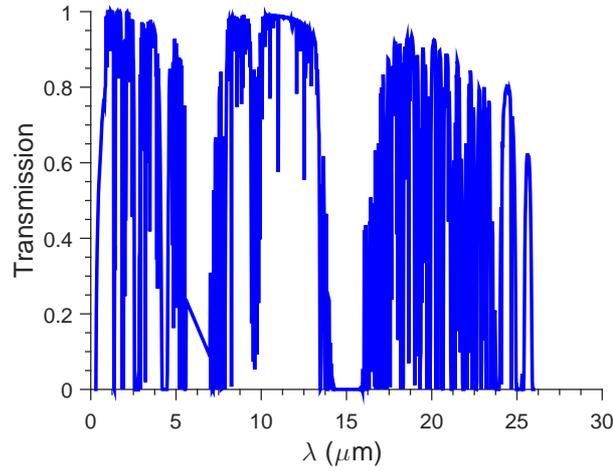


FIGURE 3.12 – Transmittance atmosphérique avec une colonne de vapeur d'eau de 1 mm et une masse d'air de 1.5.

$-P_{sun}$  est la puissance solaire absorbée :

$$P_{sun} = A \int_0^\infty d\lambda \epsilon(\lambda, \theta_{sun}) I_{AM1.5}(\lambda) \quad (3.4)$$

où  $I_{AM1.5}(\lambda)$  est la luminance solaire, il s'agit de la part de rayonnement solaire après la traversée d'1.5 fois l'atmosphère, qui correspond à un ciel clair. On a pris une irradiance normale directe de  $900 \text{ W.m}^{-2}$  au zénith [36] (Figure 3.13).

$-P_{cond+conv}$  est la puissance perdue due à la convection et à la conduction :

$$P_{cond+conv}(T, T_{amb}) = Ah_c(T_{amb} - T) \quad (3.5)$$

où  $h_c$  est un coefficient combinant les coefficients de transfert de chaleur par conduction et par convection, ainsi que les effets des contacts de notre structure avec les surfaces externes et l'air environnant.

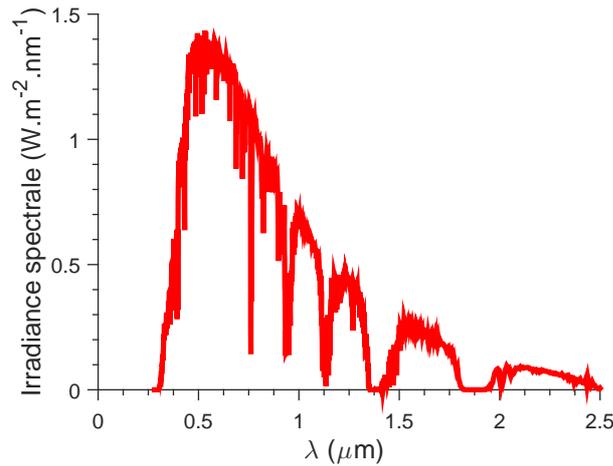


FIGURE 3.13 – Irradiance solaire spectrale avec une densité de puissance intégrée de  $900 \text{ W/m}^2$ .

On pourrait ajouter une puissance venant d'un rayonnement de la haute atmosphère pouvant être absorbé par la structure, étant donné que l'émissivité de l'atmosphère n'est pas 1, parce qu'ayant une transmittance non nulle. Étant donné la température de l'univers, cette puissance est négligeable.

On ne produit du refroidissement radiatif qu'à partir du moment où la puissance  $P_{cool}$  est positive. On a donc 3 cas distincts qui dépendent de la température  $T_s$  de la structure que l'on cherche à refroidir : une puissance de refroidissement radiatif nulle, une puissance négative et une puissance positive.

-Lorsque la puissance de refroidissement radiatif s'annule ( $P_{cool}(T_s) = 0$ ), la température de la structure  $T_s$  correspond alors à la température d'équilibre ou température stationnaire. Il s'agit de la température à laquelle la structure peut rester sans changement des conditions extérieures ( $T_{amb}$ , convection et conduction, éclairage,...).

-Lorsque  $P_{cool}$  est positif, il y a effectivement refroidissement radiatif et un surplus de puissance, qui permettrait dans ces conditions de diminuer encore la température de la structure  $T_s$ . Si on laisse la structure seule dans les mêmes conditions, elle va naturellement se refroidir.

-Lorsque  $P_{cool}$  est négatif, cela signifie que la température  $T_s$  pour laquelle est calculée la puissance de refroidissement radiatif  $P_{cool}$  est trop faible pour pouvoir être atteinte par la structure avec ces conditions extérieures données. Il n'y a pas de refroidissement radiatif. Si on laisse la structure dans ces conditions, elle va naturellement se réchauffer. Il faut donc diminuer les facteurs extérieurs pouvant diminuer  $P_{cool}$  tels que la convection et la conduction ou améliorer les propriétés d'émissivité de la structure en diminuant par exemple l'absorption dans le spectre solaire.

Pour avoir le meilleur refroidissement radiatif, on doit optimiser le terme  $P_{cool}$ . Pour cela, il faut rendre maximum la puissance rayonnée par la structure, notamment dans les zones où l'atmosphère est transparente et minimiser la puissance solaire absorbée ainsi que la puissance renvoyée par l'atmosphère. La puissance produite par la convection et la conduction pourra tour à tour être favorable ou défavorable au système. En effet, si la température ambiante  $T_{amb}$  est inférieure à la température de la structure, la convection permettra de refroidir un peu plus le système, lui étant bénéfique. Une étude sur l'émissivité d'une structure idéale, qui produirait une puissance maximale du refroidissement radiatif, sera abordée dans la suite.

Dans toute la suite, quand on considérera des calculs de puissance de refroidissement, on effectuera ces calculs pour une journée de 24h pour avoir les puissances de refroidissement de jour comme de nuit. Pour cela, on utilisera les données de températures relevées à Poitiers Biard [37] pour la journée ensoleillée du 16 mars 2017 (Figure 3.14).

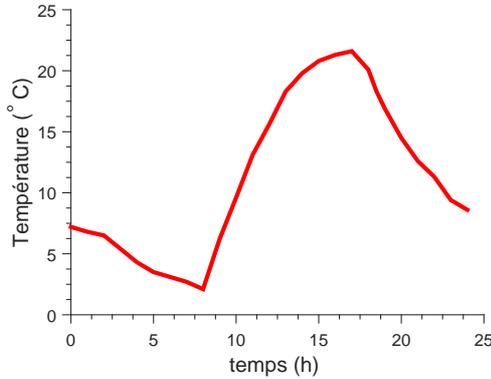


FIGURE 3.14 – Température en fonction du temps le 16 mars 2017 à Poitiers.

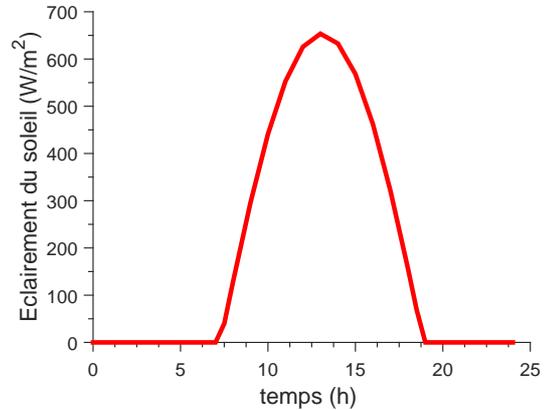


FIGURE 3.15 – Éclairement en fonction du temps le 16 mars 2017 à Poitiers.

Nous avons calculé l'éclairement au cours du temps pour l'intégrer au calcul de  $P_{sun}$  (Figure 3.15). Pour cela, nous avons utilisé un programme simple calculant la hauteur du soleil pour une position géographique donnée (Annexe B). Ce jour-là, on a un maximum d'éclairement de  $650 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$  à 14 h et une température maximale de 22 degrés à 17 h. Pour simplifier l'évaluation en puissance de nos différentes structures optimisées, on se placera dans le cas  $T_s = T_{amb}$ . Dans ce cas particulier, si la structure se refroidit naturellement sous la température ambiante, la puissance de chauffe pour augmenter la température de la structure  $T_s$  jusqu'à la température ambiante sera égale à la puissance de refroidissement  $P_{cool}$  générée par la structure. Bien que ce cas de figure soit plus adapté à l'expérimental, il nous permettra d'évaluer la puissance de refroidissement au cours d'une journée de nos structures optimisées.

### 3.3 Optimisation par Essaim Particulaire (OEP).

Les structures que nous étudions sont des multi-couches surmontés par des réseaux 1D. Les multi-couches sont caractérisés pour chaque couche par le matériau la constituant et son épaisseur. Le réseau est lui aussi caractérisé par le matériau le constituant et son épaisseur, mais aussi par sa période  $h$  et son coefficient de remplissage  $F$ . Le but est d'optimiser ces différents paramètres de manière à ce que l'émissivité de la structure multi-couche + réseau se rapproche au maximum d'une émissivité cible "idéale" fixée au préalable. Cependant, pour optimiser autant de paramètres un algorithme d'optimisation de type algorithme génétique ou optimisation par essaim particulaire est nécessaire. Pour évaluer rapidement si l'émissivité en fonction de la longueur d'onde d'une combinaison multi-couches associée à un réseau se rapproche de l'émissivité cible idéale fixée au préalable, nous avons choisi de coupler notre code RETICOLO à un code d'optimisation par essaim particulaire (OEP).

### 3.3.1 Choix de la méthode.

L'optimisation par essaim particulaire fait partie des méthodes méta-heuristiques. Il s'agit de méthodes d'optimisation par itération successives jusqu'à l'obtention d'un minimum local ou global. L'idée étant de se rapprocher au plus près d'une cible idéale.

Les deux méthodes métaheuristiques les plus connues sont les algorithmes génétiques (AG) et les optimisations par essaim particulaire (OEP). L'OEP est particulièrement adaptée pour des espaces de recherche continus ou mixtes (comportant des variables discrètes) [38]. Comme nous cherchons à optimiser l'épaisseur des couches et le coefficient de remplissage, l'épaisseur et la période du réseau (des variables continues), ainsi que le type de matériau pour chaque couche (des variables discrètes), notre espace de recherche est constitué d'un mélange de variables continues et discrètes, cette méthode est donc très adaptée à notre problème.

L'OEP a déjà été utilisée avec succès pour optimiser des systèmes multi-couches comme des émetteurs sélectifs [31, 39]. Nous utiliserons donc l'OEP pour optimiser notre structure. Nous nous concentrerons dans la suite uniquement sur le principe de l'OEP et son couplage avec RETICOLO pour notre étude.

### 3.3.2 Principe de l'OEP.

L'optimisation par essaim particulaire a été initialement présentée par Kennedy et Eberhart [40]. L'algorithme est construit sur un système collaboratif basé sur des populations de particules, permettant de converger vers un minimum (Figure 3.16). On génère au départ une population de  $N$  particules et on décide du nombre  $M$  d'itérations. Chaque particule  $i$  est caractérisée par sa position  $x_i$  et sa vitesse  $v_i$ , choisies au hasard au départ. Les "informatrices" de chacune des particules sont choisies aléatoirement, indépendamment de leur position dans l'espace de recherche : ce sera le voisinage de chaque particule [38]. Les particules se déplacent ensuite dans l'espace à la recherche d'un optimum. A partir de là, la première étape est d'évaluer grâce à une fonction d'évaluation  $f$  à quel point chaque particule se rapproche de l'optimum. Ensuite, on compare la solution de chaque particule à celles obtenues actuellement ou par le passé par cette particule et par les autres particules de l'essaim, cela permet de mettre à jour la mémoire individuelle de chaque particule et collective de l'essaim. La dernière étape est l'étape d'imitation. A chaque itération, la position est implémentée en tenant compte de sa vitesse à l'itération précédente[41] :

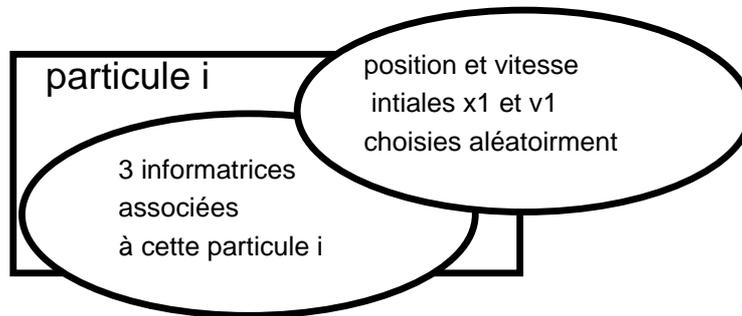
$$x_i(t) = x_i(t - 1) + v_i(t - 1) \quad (3.6)$$

La particularité de la méthode consiste en la manière dont la vitesse est choisie, elle tient compte de 3 paramètres : sa meilleure position passée, la meilleure position de ses voisines et sa vitesse actuelle [38], selon l'équation :

$$v_i(t) = c_1 v_i(t - 1) + c_2 r_1 (p_i - x_i(t - 1)) + c_3 r_2 (g_i - x_i(t - 1)) \quad (3.7)$$

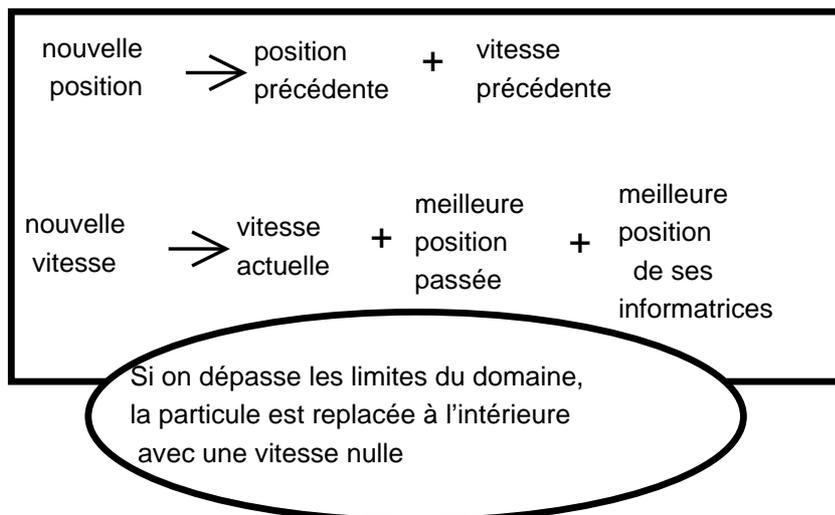
où  $r_1$  et  $r_2$  sont des coefficients aléatoires choisis entre 0 et 1,  $p_i$  est la mémoire de la meilleure position trouvée jusqu'à maintenant par la particule  $i$ ,  $g_i$  est la mémoire de la meilleure position trouvée par les voisines informatrices de la particule  $i$ . Les coefficients  $c_1$ ,  $c_2$  et  $c_3$  sont respectivement les coefficients d'inertie (relatif à la vitesse précédente de la particule et à la direction générale de la particule), cognitif (relatif à la meilleure position passée de la particule) et social (relatif à la meilleure position passée de ses voisines) [38, 39]. La valeur de ces coefficients fait l'objet d'une importante littérature,

Initialisation



- Calcul fonction d'évaluation
- Implémentation mémoire particule si meilleure position
- Implémentation meilleure position informatrice

A un temps t



Fin

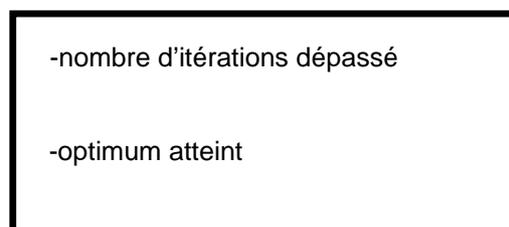


FIGURE 3.16 – Schéma de principe de l'OEP.

synthétisée par Clerc, on utilisera pour la suite ces coefficients conseillés :  $c_1 = 0.729$  et  $c_2 = c_3 = 1.494$  [38].

Dans le cas d'un espace de recherche comprenant des paramètres physiques, on peut avoir une limitation du domaine de recherche autorisé en fonction des paramètres réels acceptables. Si une particule en dépasse les limites, elle sera replacée dans l'espace de recherche avec une vitesse nulle.

A chaque itération, toutes ces opérations sont répétées jusqu'à ce qu'on atteigne l'optimum ou que le nombre d'itérations maximal soit dépassé.

#### 3.3.3 Couplage OEP-RETICOLO.

Pour développer notre algorithme d'OEP couplé à RETICOLO, nous sommes partis d'un algorithme en open source développé par M. Omran et M. Clerc [42]. Ici une "particule" représente un type de structure multi-couche avec réseau. Nous avons fixé au départ le nombre de couches. Nous avons fait des tests avec 4, 5 et 6 couches. Nous avons aussi fixé le matériau du réseau, choisi parmi le  $\text{SiO}_2$ , le  $\text{SiC}$  et le  $\text{BN}$ . Les paramètres à optimiser sont donc l'épaisseur  $h$ , le coefficient de remplissage  $F$  et la période  $d$  du réseau, ainsi que le type de matériau et l'épaisseur de chaque couche  $(t_1, \dots, t_n, d_1, \dots, d_n)$  avec  $n$  le nombre de couches. Par la suite, par affinage, on fixera aussi  $t_1$  comme étant de l'argent (Ag). En effet, comme on le verra plus tard, l'argent est le meilleur métal pour servir de couche réfléchissante au niveau de la bande d'émission solaire et si on le place entre deux couches, il empêchera la transmission rendant toute couche située en dessous inutile. On le place donc en tant que dernière couche. On fixera aussi  $t_n$  comme étant le même matériau que celui constituant le réseau, de manière à garder une continuité entre la couche supérieure et le réseau et ainsi faciliter la gravure du réseau. On débute la simulation avec un essaim de 20 particules, possédant une position et une vitesse de départ choisies au hasard, et un nombre maximal d'itérations fixé à 500. Les limites de l'espace de recherche sont :

- l'intervalle  $[0.03, 1]$   $\mu\text{m}$  pour les épaisseurs, de cette manière le réseau reste peu épais, n'oscillant pas vers la cavité, cela permet aussi de privilégier les couches fines pour le multi-couche, des couches plus épaisses pouvant être obtenue par une combinaison de deux couches avec le même matériau ;

- entre 1 et 4 pour le type de matériau, chaque chiffre correspondant à un matériau sélectionné dans la base de données de RETICOLO comprenant les indices optiques des matériaux, on limite le choix à 4 matériaux par optimisation (par exemple  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{SiC}$ ,  $\text{BN}$ ,  $\text{HfO}_2$ ) pour limiter le temps de calcul et permettre de meilleures optimisations ;

- l'intervalle  $[1, 13]$   $\mu\text{m}$  pour la période du réseau, on peut ainsi créer des pics d'émissivité isotropes ou directionnels ; on se limitera ensuite à des petites périodes pour privilégier les pics isotropes ;

- l'intervalle  $[0.1, 0.9]$  pour le coefficient de remplissage, on ne va pas jusqu'à 0 ou 1 afin de conserver un réseau. Comme décrit précédemment, les particules se déplacent ensuite dans l'espace à la recherche d'un optimum. A chaque étape de la recherche, on calcule l'émissivité et la réflectivité en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'émission de ces structures grâce à RETICOLO et on les compare à ceux d'une cible idéale prédéfinie suivant l'équation (Nous étudierons les différentes cibles idéales possibles dans la partie suivante) :

$$f = \Sigma_p \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} [\epsilon_{cible}(\lambda, \theta) - \epsilon_{struc}^p(\lambda, \theta)]^2 d\theta d\lambda + \Sigma_p \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} [\rho_{cible}(\lambda, \theta) - \rho_{struc}^p(\lambda, \theta)]^2 d\theta d\lambda \quad (3.8)$$

avec  $\epsilon_{cible}(\lambda, \theta)$  et  $\rho_{cible}(\lambda, \theta)$  l'émissivité et la réflectivité de la cible en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence et  $\epsilon_{struc}^p(\lambda, \theta)$  et  $\rho_{struc}^p(\lambda, \theta)$  l'émissivité et la réflectivité de la structure en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence en polarisation p.

Le but étant d'avoir une finesse f la plus faible possible, à chaque étape, on implémente ensuite la position et la vitesse de chaque "particule", suivant les équations 3.6 et 3.7.

### 3.4 Conclusion.

Dans ce chapitre, nous avons présenté tous les outils qui nous serviront dans le chapitre suivant. Nous avons réalisé une étude bibliographique répertoriant nombres de structures produisant du refroidissement radiatif. Nous avons ensuite présenté le principe du refroidissement radiatif, ainsi que la manière dont nous calculerons la puissance de refroidissement radiatif d'une structure. Enfin, nous avons introduit l'algorithme d'optimisation par essaim particulaire que nous utiliserons en complément de RETICOLO pour approcher l'émissivité en fonction de la longueur d'onde de nos structures d'une "émissivité idéale" que nous présenterons dans le chapitre suivant.

## Bibliographie

- [1] S. Catalanotti, V. Cuomo, G. Piro, D. Ruggi, V. Silvestrini, and G. Troise. The radiative cooling of selective surfaces. *Solar Energy*, 17(2) :83–89, 1975.
- [2] B. Bartoli, S. Catalanotti, B. Coluzzi, V. Cuomo, V. Silvestrini, and G. Troise. Nocturnal and diurnal performances of selective radiators. *Applied Energy*, 3(4) :267–286, 1977.
- [3] A. W. Harrison and M. R. Walton. Radiative cooling of TiO<sub>2</sub> white paint. *Solar Energy*, 20(2) :185–188, 1978.
- [4] C. G. Granqvist and A. Hjortsberg. Surfaces for radiative cooling : Silicon monoxide films on aluminum. *Applied Physics Letters*, 36(2) :139–141, January 1980.
- [5] C. G. Granqvist and A. Hjortsberg. Radiative cooling to low temperatures : General considerations and application to selectively emitting SiO films. *Journal of Applied Physics*, 52(6) :4205–4220, June 1981.
- [6] C. G. Granqvist, A. Hjortsberg, and T. S. Eriksson. Radiative cooling to low temperatures with selectivity IR-emitting surfaces. *Thin Solid Films*, 90(2) :187–190, 1982.
- [7] P. Berdahl, M. Martin, and F. Sakkal. Thermal performance of radiative cooling panels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 26(6) :871–880, June 1983.

- [8] P. Berdahl. Radiative cooling with MgO and/or LiF layers. *Applied optics*, 23(3) :370–370, 1984.
- [9] B. Orel, M. Klanjšek Gunde, and A. Krainer. Radiative cooling efficiency of white pigmented paints. *Solar Energy*, 50(6) :477–482, 1993.
- [10] G. B. Smith. Amplified radiative cooling via optimised combinations of aperture geometry and spectral emittance profiles of surfaces and the atmosphere. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 93(9) :1696–1701, September 2009.
- [11] A. R. Gentle and G. B. Smith. Radiative Heat Pumping from the Earth Using Surface Phonon Resonant Nanoparticles. *Nano Letters*, 10(2) :373–379, February 2010.
- [12] C. N. Suryawanshi and C.-T. Lin. Radiative Cooling : Lattice Quantization and Surface Emissivity in Thin Coatings. *ACS Applied Materials & Interfaces*, 1(6) :1334–1338, June 2009.
- [13] A. R. Gentle, J. L. C. Aguilar, and G. B. Smith. Optimized cool roofs : Integrating albedo and thermal emittance with R-value. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 95(12) :3207–3215, December 2011.
- [14] T. M. J. Nilsson, G. A. Niklasson, and C. G. Granqvist. A solar reflecting material for radiative cooling applications : ZnS pigmented polyethylene. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 28(2) :175–193, November 1992.
- [15] T. M. J. Nilsson and G. A. Niklasson. Radiative cooling during the day : simulations and experiments on pigmented polyethylene cover foils. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 37(1) :93–118, 1995.
- [16] E. Rephaeli, A. Raman, and S. Fan. Ultrabroadband Photonic Structures To Achieve High-Performance Daytime Radiative Cooling. *Nano Letters*, 13(4) :1457–1461, 2013.
- [17] A. P. Raman, M. A. Anoma, L. Zhu, E. Rephaeli, and S. Fan. Passive radiative cooling below ambient air temperature under direct sunlight. *Nature*, 515(7528) :540–544, November 2014.
- [18] M. M. Hossain, B. Jia, and M. Gu. A Metamaterial Emitter for Highly Efficient Radiative Cooling. *Advanced Optical Materials*, 3(8) :1047–1051, August 2015.
- [19] Z. Huang and X. Ruan. Nanoparticle embedded double-layer coating for daytime radiative cooling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 104 :890–896, January 2017.
- [20] Z. Chen, L. Zhu, A. Raman, and S. Fan. Radiative cooling to deep sub-freezing temperatures through a 24-h day–night cycle. *Nature Communications*, 7 :13729, December 2016.
- [21] L. Zhu, A. Raman, and S. Fan. Color-preserving daytime radiative cooling. *Applied Physics Letters*, 103(22) :223902, November 2013.
- [22] L. Zhu, A. Raman, K. X. Wang, M. A. Anoma, and S. Fan. Radiative cooling of solar cells. *Optica*, 1(1) :32, July 2014.

- 
- [23] L. Zhu, A. P. Raman, and S. Fan. Radiative cooling of solar absorbers using a visibly transparent photonic crystal thermal blackbody. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 112(40) :12282–12287, June 2015.
- [24] T. S. Safi and J. N. Munday. Improving photovoltaic performance through radiative cooling in both terrestrial and extraterrestrial environments. *Optics Express*, 23(19) :A1120–1128, September 2015.
- [25] S.-H. Wu and M. L. Povinelli. Solar heating of GaAs nanowire solar cells. *Optics Express*, 23(24) :A1363, November 2015.
- [26] Z. Zhou, X. Sun, and P. Bermel. Radiative cooling for thermophotovoltaic systems. volume 9973, pages 997308–997308–8, 2016.
- [27] Y. Zhai, Y. Ma, S. N. David, D. Zhao, R. Lou, G. Tan, R. Yang, and X. Yin. Scalable-manufactured randomized glass-polymer hybrid metamaterial for daytime radiative cooling. *Science*, page eaai7899, February 2017.
- [28] R. Family and M. P. Mengüç. Materials for Radiative Cooling : A Review. *Procedia Environmental Sciences*, 38 :752–759, 2017.
- [29] M. A. Kecebas, M. P. Menguc, A. Kosar, and K. Sendur. Passive radiative cooling design with broadband optical thin-film filters. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 198 :179–186, September 2017.
- [30] J.-l. Kou, Z. Jurado, Z. Chen, S. Fan, and A. J. Minnich. Daytime Radiative Cooling Using Near-Black Infrared Emitters. *ACS Photonics*, 4(3) :626–630, March 2017.
- [31] E. Nefzaoui, J. Drevillon, and K. Joulain. Selective emitters design and optimization for thermophotovoltaic applications. *Journal of Applied Physics*, 111(8) :084316, April 2012.
- [32] J. Drevillon, K. Joulain, P. Ben-Abdallah, and E. Nefzaoui. Far field coherent thermal emission from a bilayer structure. *Journal of Applied Physics*, 109(3) :034315, February 2011.
- [33] F. Marquier, M. Laroche, R. Carminati, and J.-J. Greffet. Anisotropic Polarized Emission of a Doped Silicon Lamellar Grating. *Journal of Heat Transfer*, 129(1) :11–16, June 2006.
- [34] F. Marquier, C. Arnold, M. Laroche, J. J. Greffet, and Y. Chen. Degree of polarization of thermal light emitted by gratings supporting surface waves. *Optics Express*, 16(8) :5305, April 2008.
- [35] IR Transmission Spectra | Gemini Observatory. <https://www.gemini.edu/sciops/telescopes-and-sites/observing-condition-constraints/ir-transmission-spectra>.
- [36] Solar Spectral Irradiance : Air Mass 1.5. <http://rredc.nrel.gov/solar/spectra/am1.5/>.
- [37] Poitiers-Biard (Vienne - France) | Relevés météo en temps réel - Infoclimat. <http://www.infoclimat.fr/observations-meteo/temps-reel/poitiers-biard/07335.html>.

- [38] M. Clerc. *L'optimisation par essaim particulaires*. Hermes Science Publications. Hermes science publications edition, 2004.
- [39] E. Nefzaoui. *Conception et optimisation de sources thermiques cohérentes pour applications thermo-photovoltaïques*. phdthesis, Université de Poitiers, March 2013.
- [40] J. Kennedy and R. Eberhart. Particle swarm optimization. *Proc. Int. Conf. Neural Networks*, 4 :1942–1948, 1995.
- [41] J. Dréo, A. Pétrowski, P. Siarry, and E Taillard. *Metaheuristics for Hard Optimization : Methods and Case Studies*. Springer Science & Business Media, January 2006.
- [42] Programs. [https ://particleswarm.info/Programs.html](https://particleswarm.info/Programs.html).



# Chapitre 4

## Optimisation d'une structure multi-couche + réseau pour une application de refroidissement radiatif.

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Cible du refroidissement radiatif.</b>	<b>115</b>
4.1.1	Introduction.	115
4.1.2	Optimisation à partir des équations du refroidissement radiatif.	116
4.1.3	Optimisation de la cible - comparaison de différentes cibles idéales.	119
4.1.4	Cibles retenues.	132
<b>4.2</b>	<b>Optimisation d'une structure multi-couches associées à un réseau 1D.</b>	<b>133</b>
4.2.1	Design des structures étudiées.	133
4.2.2	Couche métallique.	134
4.2.3	Apport de la structure multi-couche.	134
4.2.4	Apport du réseau théorique.	135
4.2.5	Résultats pour les 3 types de réseaux.	137
4.2.6	Évolution du refroidissement radiatif au cours de la journée dans certains cas.	148
4.2.7	Étude d'une structure dans les 2 polarisations TM et TE.	151
<b>4.3</b>	<b>Vers une validation expérimentale de certains de ces résultats.</b>	<b>153</b>
4.3.1	Méthodes de fabrication et limitations expérimentales.	153
4.3.2	Structures multi-couches+ réseau simplifiées.	153
<b>4.4</b>	<b>Conclusion.</b>	<b>155</b>

---

## 4.1 Cible du refroidissement radiatif.

### 4.1.1 Introduction.

Pour obtenir un refroidissement radiatif, il faut idéalement avoir une émissivité égale à 1 entre 8 et 13  $\mu\text{m}$ , et être un réflecteur idéal dans la fenêtre d'émission du soleil. Mais au delà de ces deux gammes de longueurs d'onde, les valeurs de l'émissivité pour les autres longueurs d'onde sont libres. Certains auteurs ont proposés différentes cibles

en adéquation avec ces critères. Par exemple, [1] propose 2 cibles idéales distinctes et compare leur puissance de refroidissement en fonction de la température de la structure (Figure 4.1).

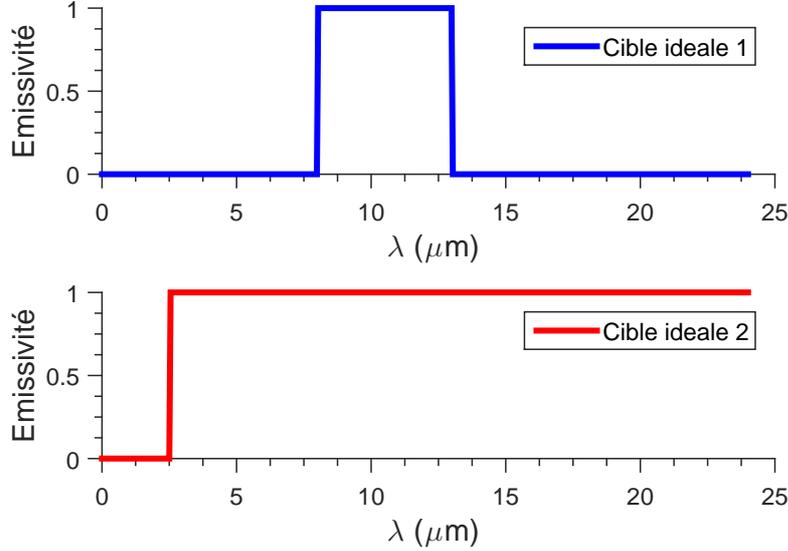


FIGURE 4.1 – Cibles idéales extraites de [1].

La plupart des études réalisées dans les différents articles présentés dans la bibliographie [2–6] prennent donc comme spectre d'émissivité cible un de ces 2 spectres. Dans un autre article [7], les auteurs étudient la sensibilité de la puissance de refroidissement au pourcentage de rayonnement absorbé dans le spectre solaire. Cependant à notre connaissance, aucune étude exhaustive sur les cibles idéales et leur sensibilité n'a été fournie. C'est donc ce que nous nous attacherons à faire dans cette section. Nous présenterons d'abord les différentes manières d'optimiser la cible à partir des équations du refroidissement radiatif. Puis nous comparerons les puissances obtenues le long d'une journée-type par différentes cibles.

#### 4.1.2 Optimisation à partir des équations du refroidissement radiatif.

Dans cette section, nous présenterons à partir des équations du refroidissement radiatif comment on envisage d'optimiser les cibles d'émissivité "idéales" que l'on souhaite obtenir avec nos structures pour obtenir une puissance de refroidissement maximale.

$P_{cond+conv}$ .

La contribution de  $P_{cond+conv}$  n'influence pas la forme des courbes cibles idéales d'émissivité de la structure (Figure 4.1) :

$$P_{cond+conv}(T_s, T_{amb}) = Ah_c(T_{amb} - T_s) \quad (4.1)$$

En effet, cette expression est indépendante de l'émissivité  $\epsilon(\lambda, \theta)$  de la structure, elle dépend uniquement du coefficient  $h_c$  et de la différence entre  $T_{amb}$  et  $T_s$ . Elle peut être égale à 0 si  $T_{amb} = T_s$ . La convection peut contribuer au refroidissement de la structure dans le cas où la température ambiante  $T_{amb}$  est inférieure à la température de la structure. Mais dans le cas contraire, elle la réchauffera et diminuera la puissance de refroidissement.

$P_{sun}$ .

$$P_{sun} = A \int_0^{\infty} d\lambda \epsilon(\lambda, \theta_{Sun}) I_{AM1.5}(\lambda) \quad (4.2)$$

$P_{sun}$  doit être minimal pour maximiser  $P_{cool}$ . La luminance  $I_{AM1.5}$  est non nulle uniquement entre  $0.3 \mu\text{m}$  et  $4 \mu\text{m}$ , donc pour diminuer au maximum  $P_{sun}$ , il faut que l'émissivité  $\epsilon(\lambda, \theta)$  de la structure soit nulle pour cette gamme de longueur d'onde. Nous verrons aussi dans la suite l'effet de l'absorption d'un pourcentage de ce rayonnement solaire. A partir d'un certain pourcentage d'absorption, la puissance  $P_{sun}$  deviendra telle que la puissance rayonnée vers l'espace par la structure  $P_{rad}$  ne suffira plus à garder  $P_{cool}$  positif. Il n'y aura alors plus de refroidissement radiatif possible, nous fixerons alors un pourcentage d'absorption solaire à ne pas dépasser.

$P_{rad}$ .

$$P_{rad}(T_s) = A \int d\Omega \cos(\theta) \int_0^{\infty} d\lambda I_{BB}(T_s, \lambda) \epsilon(\lambda, \theta) \quad (4.3)$$

La puissance  $P_{rad}$  est une puissance que l'on cherche à maximiser pour avoir une puissance de refroidissement la plus élevée possible. Elle dépend directement de l'émissivité de la structure. La plus grande partie de la puissance est produite par l'émission dans la fenêtre de transparence de l'atmosphère. Cependant, il existe aussi une seconde fenêtre de transparence entre  $16$  et  $20 \mu\text{m}$  (Figure 3.12), ainsi que quelques pics de transparence en dehors de ces fenêtres, on devrait donc logiquement avoir une puissance  $P_{rad}$  plus importante avec la cible idéale 2 qu'avec la cible idéale 1 (Figure 4.1). Cependant, avoir une forte émissivité en dehors des fenêtres de transparence peut aussi augmenter  $P_{atm}$ , ce qui diminuera la puissance de refroidissement.

$P_{atm}$ .

$$P_{atm}(T_{amb}) = A \int d\Omega \cos(\theta) \int_0^{\infty} d\lambda I_{BB}(T_{amb}, \lambda) \epsilon(\lambda, \theta) \epsilon_{atm}(\lambda, \theta) \quad (4.4)$$

Si on compare les expressions de  $P_{rad}$  et  $P_{atm}$ , outre l'éventuelle différence de température entre  $T_{amb}$  et  $T_s$ , les différences viennent de la présence de l'émissivité de l'atmosphère dans l'expression de  $P_{atm}$ . On a plusieurs cas selon les valeurs des températures ambiante et de la structure :

Si on fixe la température de la structure égale à la température ambiante :

- si  $\epsilon_{atm}(\lambda, \theta)$  est égal à 1, on est dans le cas le moins favorable,  $P_{rad}(T_s) - P_{atm}(T_{amb}) = 0$ , toute la puissance produite par le rayonnement de la structure vers l'espace est annulée par celle apportée par l'atmosphère, on ne produit alors aucun refroidissement radiatif même en l'absence de convection et de conduction et d'absorption dans la bande d'émission solaire.

- si au contraire,  $\epsilon_{atm}(\lambda, \theta)$  est égal à 0,  $P_{rad}(T_s) - P_{atm}(T_{amb}) = P_{rad}(T_s)$  et en l'absence de convection et de conduction et d'absorption dans la bande d'émission solaire, on aura une puissance de refroidissement radiatif maximale. On a représenté sur la figure 4.2 la variation de  $\epsilon_{atm}$  en fonction de la transmittance de l'atmosphère et suivant l'angle d'incidence suivant lequel on regarde la structure.

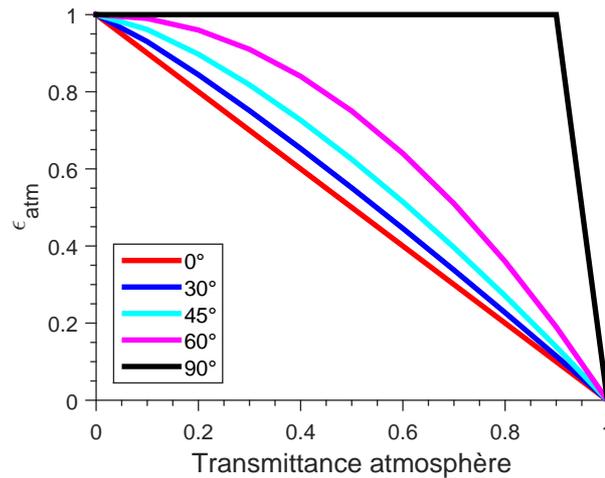


FIGURE 4.2 – Emissivité de l’atmosphère en fonction de la transmittivité de l’atmosphère pour différents angles d’incidence.

A incidence normale,  $\epsilon_{atm}$ , dont on a donné l’équation dans la section 3.2 page 104, est inversement linéaire à la transmittivité de l’atmosphère. Pour les angles supérieurs, on a une variation dans le même sens, mais on reste de manière générale beaucoup plus proche de  $\epsilon_{atm} = 1$ , le cas défavorable.

L’idéal serait donc théoriquement une structure qui émet uniquement dans les fenêtres de transparence de l’atmosphère et nulle part ailleurs. Or comme nous l’avons précédemment mentionné, émettre en dehors de ces fenêtres de transparence peut augmenter la puissance  $P_{rad}$ , cette puissance peut éventuellement compenser la puissance  $P_{atm}$  dans les zones où l’atmosphère a une transmittance moyenne (différente de  $\epsilon_{atm}(\lambda, \theta) = 1$ ), ce qui peut contribuer à augmenter la puissance de refroidissement. Différentes cibles seront donc étudiées dans ce qui suit pour essayer de trouver le meilleur compromis.

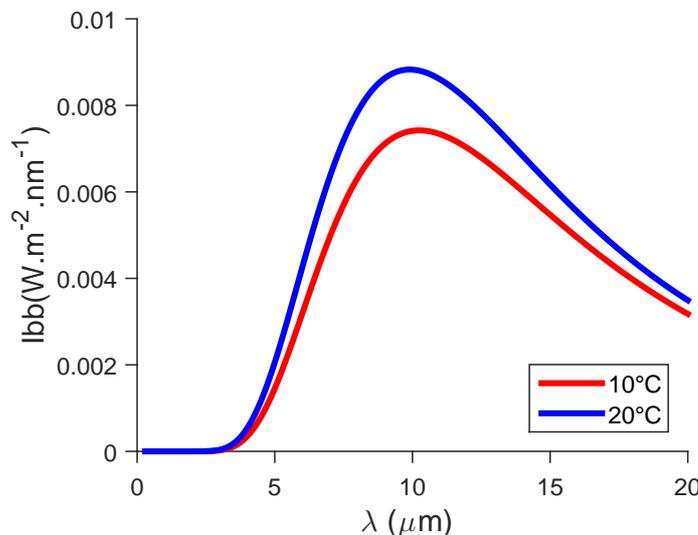


FIGURE 4.3 – Luminance du corps noir en fonction de la longueur d’onde pour  $T=10^\circ C$  et  $T=20^\circ C$ .

Si  $T_{amb} > T_s$ , un refroidissement est déjà présent. Comme on le voit sur la figure 4.3, la luminance du corps noir  $I_{BB}$  est plus forte pour  $T_{amb}$  que pour  $T_s$  et elle est maximale vers  $10\mu m$ , donc si  $\epsilon_{atm}(\lambda, \theta) = 1$ , le cas défavorable,  $P_{rad}(T_s) - P_{atm}(T_{amb}) < 0$ . Donc

plus on va chercher à refroidir "bas", i.e. à des températures de plus en plus basses par rapport à la température ambiante, plus cela va être compliqué, d'autant plus que dans ces cas-là, la convection va contribuer à réchauffer l'objet.

Si par contre  $T_{amb} < T_s$ , la luminance  $I_{BB}$  est plus forte pour  $T_s$  que pour  $T_{amb}$ , donc même dans le cas  $\epsilon_{atm}(\lambda, \theta)$  égal à 1,  $P_{rad}(T_s) - P_{atm}(T_{amb}) > 0$ . Il est donc en quelque sorte "plus facile de refroidir".

### 4.1.3 Optimisation de la cible - comparaison de différentes cibles idéales.

Dans cette section, on réalisera dans un premier temps une comparaison de différentes cibles d'émissivité idéale pour trouver le compromis, que nous avons évoqué précédemment, entre une émission uniquement dans les fenêtres de transparence de l'atmosphère ou une émission sur un spectre plus large, de manière à avoir le meilleur refroidissement radiatif possible. Nous réaliserons aussi une étude en fonction de la température d'équilibre pour trouver quelles structures nous permettent d'avoir la température de structure  $T_s$  la plus basse possible.

#### Différentes cibles dans la gamme de longueur d'onde [0-20] $\mu\text{m}$ .

On étudie donc différentes cibles d'émissivité "idéales" pour nos structures. Pour cela, on se limite tout d'abord à la gamme de longueur d'onde [0-20]  $\mu\text{m}$ , car certaines propriétés de nos matériaux ne peuvent être trouvées que sur cette gamme de longueur d'onde et de plus la luminance du corps noir est faible au delà de 20  $\mu\text{m}$  pour des températures ambiantes. Cette gamme de longueur d'onde englobe cependant la majorité des zones d'intérêt : la bande d'émission solaire, ainsi que la première fenêtre de transparence atmosphérique [8-13]  $\mu\text{m}$  et une grande partie de la deuxième [16-20]  $\mu\text{m}$  (Figure 3.12). Nous réaliserons par la suite une étude sur l'effet de la prise en compte de la gamme [20-25]  $\mu\text{m}$ . Pour cette étude entre les différentes cibles, on négligera d'abord les effets conducto-convectifs ainsi que l'absorption solaire, avant d'en étudier l'influence.

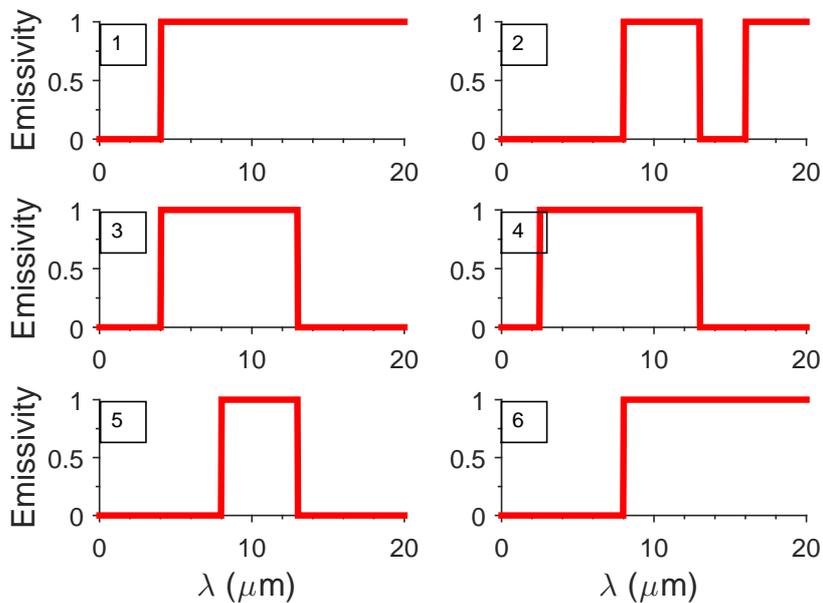


FIGURE 4.4 – 6 cibles idéales.

6 cibles différentes ont été étudiées (Figure 4.4) :

-la cible 1 avec une émissivité égale à 1 entre 4 et 20  $\mu\text{m}$  écarte uniquement la bande d'émission solaire et correspond à une des émissivités cibles proposées par [1] ;

-la cible 2 conserve une émissivité égale à 1 uniquement pour les 2 fenêtres de transparence atmosphérique [8-13]  $\mu\text{m}$  et [16-20]  $\mu\text{m}$  ;

-la cible 3 propose une émissivité égale à 1 entre 4 et 13  $\mu\text{m}$  donc pour la première fenêtre de transparence, ainsi que pour la gamme de longueur d'onde située entre cette fenêtre de transparence et la bande d'émission solaire, il s'agit d'une zone où la luminance du corps noir à température ambiante est toujours relativement forte et peut donc générer une forte puissance rayonnée par la structure  $P_{rad}$  ;

-la cible 4 entre 2.5 et 13  $\mu\text{m}$  conserve les mêmes caractéristiques que la source précédente mais avec une émissivité égale à 1 entre 2.5 et 4  $\mu\text{m}$  une zone où le rayonnement solaire est extrêmement faible et où on peut éventuellement produire de la puissance  $P_{rad}$  ;

-la cible 5 avec une émissivité égale à 1 entre 8 et 13  $\mu\text{m}$  correspond à la première fenêtre de transparence de l'atmosphère et est la cible utilisée dans la plupart des études, car sa gamme de longueur d'onde correspond aussi au maximum du pic de luminance du corps noir à température ambiante ;

-la cible 6 avec une émissivité égale à 1 entre 8 et 20  $\mu\text{m}$  englobe les 2 fenêtres de transparence et y ajoute la zone entre les 2 fenêtres. Elle permet d'envisager le cas où les 2 créneaux de la cible 2 ne sont pas atteignables dans la réalité.

#### Avec des températures $T_{amb} = T_s$ .

Dans un premier temps, on néglige le terme de la puissance solaire absorbée ( $P_{sun} = 0$ ), car son effet se limite à la gamme de longueur d'onde [0-2.5]  $\mu\text{m}$ , où l'émissivité est nulle pour les 6 cibles. On considère d'abord la température de la structure  $T_s$  égale à la température ambiante  $T_{amb}$ , donc pas de convection, le bilan thermique devient alors :  $P_{cool} = P_{rad} - P_{atm}(T_{amb})$

On se place dans 2 cas différents pour le choix de la température ambiante avec les températures au cours de la journée du 16 mars 2016 à Poitiers, présentées dans la section 3.2, et au cours de la journée du 20 juin 2017 à Poitiers qui présentent des gammes de températures plus élevées comme on le voit sur la figure 4.5.

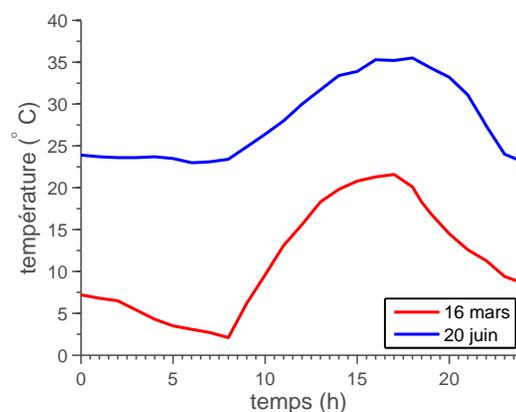


FIGURE 4.5 – Températures mesurées à Poitiers au cours des journées du 16 mars 2017 et du 20 juin 2017.

On trace les puissances de refroidissement en fonction du temps pour les 6 cibles au cours de la journée ensoleillée du 16 mars 2017 à Poitiers (Figure 4.6) et pour celle du

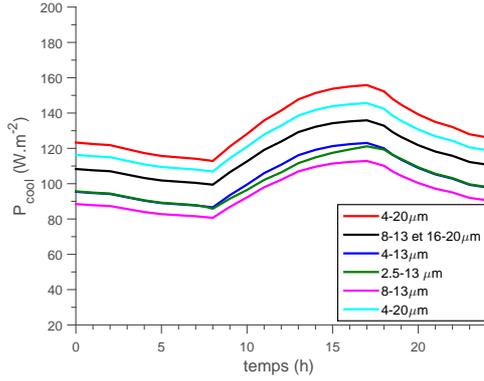


FIGURE 4.6 – Puissance de refroidissement au cours du temps pour les 6 cibles (sans convection) avec  $T_{amb}=T_s$  avec les températures relatives au 16 mars.

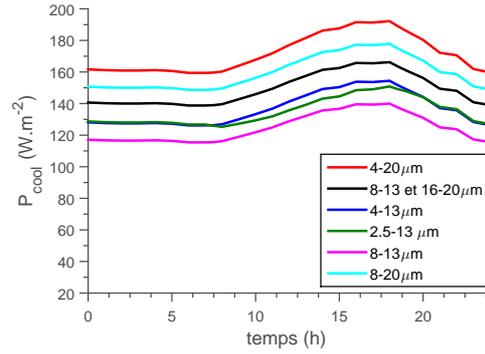


FIGURE 4.7 – Puissance de refroidissement au cours du temps pour les 6 cibles (sans convection) avec  $T_{amb}=T_s$  avec les températures relatives au 20 juin.

20 juin (Figure 4.7). Elles suivent la même tendance, mais évoluent entre  $80 \text{ W/m}^2$  et  $160 \text{ W/m}^2$  pour le mois de mars et entre  $120 \text{ W/m}^2$  et  $200 \text{ W/m}^2$  pour le mois de juin. L'intervalle de temps entre 10h et 18h constitue le moment où l'on produit le plus de puissance de refroidissement. Cela peut paraître paradoxal, mais sans convection, la puissance dépend principalement de la température. D'une certaine manière, plus la structure est chaude, plus cela augmente ses possibilités de refroidissement. A ce moment, l'atmosphère se réchauffe progressivement et comme la température de la structure est égale à la température ambiante, la structure monte aussi en température progressivement. De même, c'est pour cela que les puissances de refroidissement radiatif pour chacune des cibles sont généralement plus élevées pour le mois de juin, où les températures sont bien supérieures à celle de la journée de mars. Nous reparlerons ultérieurement de l'influence de la température ambiante sur les performances de la structure dans le cas où  $T_s=T_{amb}$ .

Les 3 cibles les plus performantes en terme de puissance de refroidissement semblent être les cibles 1 ([4-20]  $\mu\text{m}$ ), 6 ([8-20]  $\mu\text{m}$ ) et 2 ([8-13] et [16-20]  $\mu\text{m}$ ), car elles possèdent une émissivité égale à 1 sur une plus grande plage de longueur d'onde que les autres et émettent donc sur un plus grand spectre, notamment dans la seconde fenêtre de transparence de l'atmosphère qui se situe environ entre 16 et 20  $\mu\text{m}$ . Elle produisent ainsi plus de puissance  $P_{rad}$ . La cible 1 [4-20]  $\mu\text{m}$  surpasse les autres cibles en terme de puissance de refroidissement produite, parce que la puissance rayonnée par la structure  $P_{rad}$  dans la gamme de longueur d'onde [4-8]  $\mu\text{m}$  est supérieure à celle absorbée due au rayonnement atmosphérique dans cette même gamme, car l'atmosphère n'est que moyennement opaque dans cette zone. De même, la fenêtre d'émission [8-20]  $\mu\text{m}$  s'avère plus performante que les fenêtres [8-13] et [16-20]  $\mu\text{m}$ , car elle émet dans une gamme de longueur d'onde plus large en dépit du fait que l'atmosphère soit majoritairement opaque entre 13 et 16  $\mu\text{m}$ .

#### Avec des températures $T_{amb} \neq T_s$ sans effets conducto-convectifs.

On envisage ensuite le cas où la température de la structure est différente de la température ambiante, mais toujours dans un cas où la structure serait parfaitement isolée, donc sans effets conducto-convectifs. Pour cela, on trace, sur la figure 4.8, l'évolution de  $P_{cool}$  en fonction de la température de la structure  $T_s$  pour les 6 cibles et pour une température ambiante de 300 K. (Ce type d'étude a déjà été réalisé, mais seulement pour les 2 cibles [8-13]  $\mu\text{m}$  et [4-20]  $\mu\text{m}$  [1, 5].)

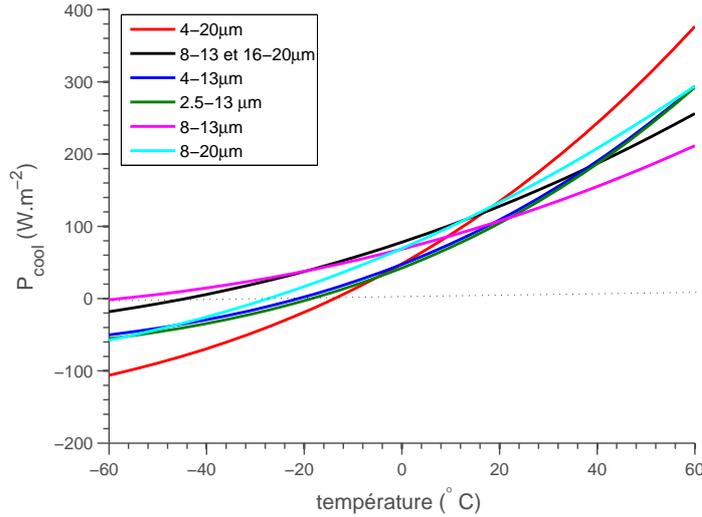


FIGURE 4.8 – Puissance de refroidissement en fonction de  $T_s$  pour les 6 cibles sans effets conducto-convectifs.

Pour chacune des cibles, les températures d'équilibre, i.e. la température pour laquelle  $P_{cool}$  s'annule, sont différentes. Il s'agit de la température la plus basse qu'on pourra atteindre avec chacune des cibles dans les conditions fixées ( $T_{amb}=300$  K et sans effets conducto-convectifs).

Parmi les 6 cibles, on a 2 extrêmes. Ainsi la cible  $[4-20] \mu m$  se distingue par la puissance très élevée qu'elle peut atteindre, jusqu'à  $375 W/m^2$  à  $60^{\circ}C$ . En revanche, sa température d'équilibre est la plus élevée de toutes :  $T_{ss} = -13^{\circ}C$ . Cela reste tout même bas, mais on ne pourra pas atteindre des températures plus basses avec cette cible dans ces conditions extérieures. La cible  $8-13 \mu m$  au contraire ne permet pas d'atteindre des puissances de refroidissement très élevées  $P_{cool} = 210 W/m^2$  à  $60^{\circ}C$ . Mais elle a la température d'équilibre la plus basse  $T_{ss} = -60^{\circ}C$ . De plus, la cible  $[4-20] \mu m$  commence à produire plus de puissance de refroidissement que la cible  $[8-13] \mu m$  dès que la température de la structure dépasse  $10^{\circ}C$ . Ces différences proviennent du fait que la cible  $[4-20] \mu m$  absorbe plus de puissance provenant de l'atmosphère que la cible  $[8-13] \mu m$ , cela devient un désavantage quand la température de la structure devient nettement plus basse que la température ambiante à 300 K. A l'opposé, la cible  $[8-13] \mu m$  ne profite pas de la puissance additionnelle rayonnée par la cible  $[4-20] \mu m$  en dehors de la fenêtre de transparence.

Les 4 autres cibles sont des hybrides entre les cibles  $[4-20] \mu m$  et  $[8-13] \mu m$ . Ainsi, l'évolution de la puissance de refroidissement en fonction de  $T_s$  de la cible  $[8-13 \text{ et } 16-20] \mu m$  est très proche de celle de la cible  $[8-13] \mu m$ , la puissance de refroidissement à  $60^{\circ}C$  est un peu plus élevée grâce au rayonnement de la cible dans la 2ème fenêtre de transparence entre 16 et  $20 \mu m$ , mais en contrepartie, la température d'équilibre est un peu plus élevée. On remarque que les évolutions des puissances de refroidissement pour les cibles  $[2.5-13] \mu m$  et  $[4-13] \mu m$  sont très proches parce que leur émissivité est très similaire. Leurs évolutions se rapprochent de la cible  $[4-20] \mu m$ . Enfin, la cible  $[8-20] \mu m$  constitue un bon compromis entre les deux extrêmes produisant une puissance de  $295 W/m^2$  à  $60^{\circ}C$  et une température d'équilibre de  $-26^{\circ}C$ .

### Avec un pourcentage d'absorption solaire.

On envisage maintenant la prise en compte d'un pourcentage d'absorption solaire par la structure sur les 2 cibles extrêmes [8-13]  $\mu\text{m}$  et [4-20]  $\mu\text{m}$ , toujours sans effets conducto-convectifs. Pour cela, on considère d'abord l'évolution de  $P_{cool}$  en fonction de la température de la structure  $T_s$  pour ces 2 cibles avec une absorption de 0 à 20 % ( $\epsilon_{soleil}$  de 0 à 0.2) du rayonnement du spectre solaire avec un éclairage maximal (Figures 4.9 et 4.10).

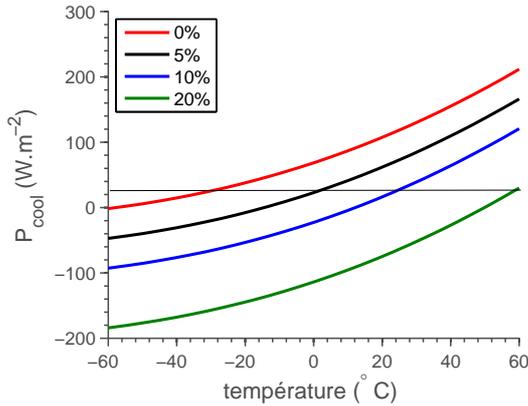


FIGURE 4.9 – Puissance de refroidissement en fonction de la température de la structure  $T_s$  pour la cible [8-13]  $\mu\text{m}$  avec un pourcentage d'absorption solaire de 0 à 20%.

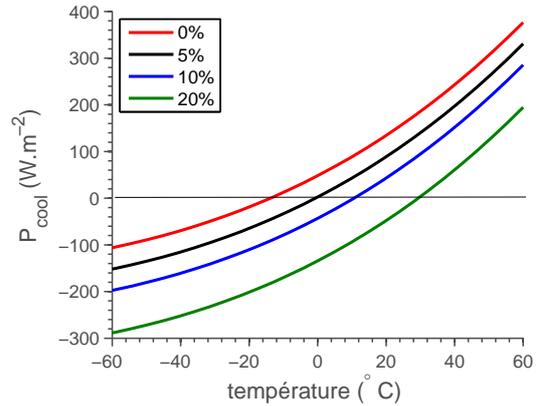


FIGURE 4.10 – Puissance de refroidissement en fonction de la température de la structure  $T_s$  pour la cible [4-20]  $\mu\text{m}$  avec un pourcentage d'absorption solaire de 0 à 20%.

Le but est de voir à partir de quel moment l'absorption solaire compense totalement l'effet du refroidissement radiatif. On n'a évidemment pas d'effet sur la puissance de refroidissement la nuit. La puissance solaire absorbée ne dépend pas de la température, elle dépend de l'éclairage solaire et de l'absorptivité de la structure dans le spectre solaire. Pour un éclairage maximal de  $1000 \text{ W/m}^2$ , on a pour 5% d'absorption solaire une puissance absorbée de  $45 \text{ W/m}^2$ , pour 10%  $P_{sun}=90 \text{ W/m}^2$  et pour 20%  $P_{sun}=180 \text{ W/m}^2$ . Ainsi, pour chacune des deux cibles, la courbe de l'évolution de  $P_{cool}$  en fonction de  $T_s$  est décalée de 45, 90 et  $180 \text{ W/m}^2$  pour 5, 10 et 20% d'absorption solaire respectivement. Cela a pour effet de décaler la température d'équilibre et le maximum de puissance de refroidissement pouvant être atteint par les deux cibles. Cependant, comme l'amplitude de puissances de refroidissement atteintes par la cible [8-13]  $\mu\text{m}$  était plus faible, l'effet du pourcentage d'absorption solaire est plus fort sur cette cible. Ainsi entre 0 et 5% d'absorption solaire, la température d'équilibre de la cible [8-13]  $\mu\text{m}$  passe de  $-60^\circ \text{C}$  à  $-13^\circ \text{C}$ , tandis que celle de la cible [4-20]  $\mu\text{m}$  passe de  $-13^\circ \text{C}$  à  $0^\circ \text{C}$ . Pour 10% d'absorption, les températures d'équilibre des deux cibles deviennent égales autour de  $10^\circ \text{C}$ . Puis entre 10 et 20%, les températures d'équilibre des deux cibles dépassent la température ambiante (fixée à 300 K) ce qui signifie qu'au delà de ce pourcentage d'absorption solaire, on ne peut plus refroidir la structure en dessous de la température ambiante. Il faudrait donc dans l'idéal éviter de dépasser 10% d'absorption solaire et limiter au maximum l'absorption de la structure dans le spectre solaire.

Cependant, en réalité, on ne fait pas face à un éclairage maximal tout le temps. L'éclairage varie au cours de la journée, selon le jour de l'année et selon la latitude. On évalue donc la puissance solaire  $p_{sun}$  générée par une absorption solaire de 5, 10 et

20% pour l'éclairement de la journée du 16 mars 2017 (Figure 4.11). On peut retrouver l'éclairement de cette journée en fonction du temps sur la figure 3.15. La puissance  $P_{sun}$  évolue au cours de la journée et au maximum d'éclairement solaire ( $650 \text{ W/m}^2$  à 14 h), on a 30, 60 et  $120 \text{ W/m}^2$  pour 5, 10 et 20% d'absorption.  $120 \text{ W/m}^2$  représente quasiment la totalité de la puissance produite, sans absorption solaire et sans effets conducto-convectifs, par la plupart des 6 cibles à ce moment de la journée (Figure 4.6), tandis que  $60 \text{ W/m}^2$  en représente la moitié. 10% d'absorption reste donc là encore la limite à ne pas dépasser, dans le pire des cas.

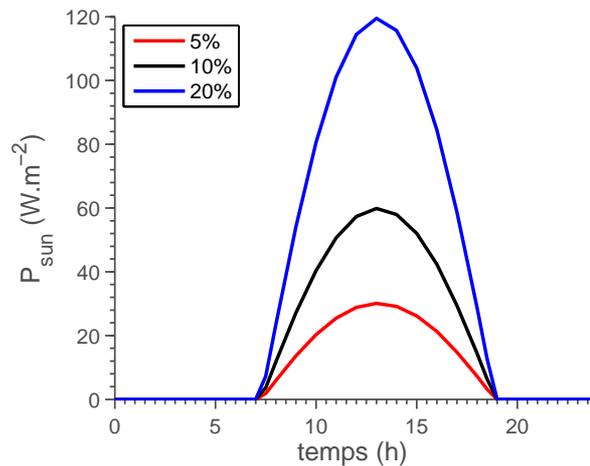


FIGURE 4.11 – Puissance solaire absorbée pour 5, 10 et 20 % d'absorption solaire avec une variation de l'éclairement solaire au cours de la journée du 16 mars à Poitiers.

L'ajout d'une certaine absorption de la puissance solaire se traduisant par le retrait d'une quantité fixe de puissance à  $P_{cool}$ , la cible  $[8-13] \mu\text{m}$  se trouve le plus souvent désavantagé par l'absorption dans le spectre solaire par rapport aux autres cibles et notamment par rapport à la cible  $[4-20] \mu\text{m}$ . Il faudra donc limiter au maximum l'absorption solaire pour toutes les cibles et en particulier pour la cible  $[8-13] \mu\text{m}$ .

#### Avec des émissivités idéales de type triangle.

L'obtention d'une structure réelle ayant une émissivité égale à 1, donc en forme de créneaux, sur une large gamme de longueur d'onde pouvant être compliqué, nous avons testé des émissivités idéales de type triangle (Figure 4.12). Des structures s'approchant d'une émissivité égale à 1 de manière graduelle, n'étant pas limitées à une émissivité égale soit à 1 soit à 0, pourront ainsi être envisagées. On envisage 2 types de cibles reprenant l'évolution des cibles précédentes mais de manière graduelle. La cible 1 reprend la gamme de longueur d'onde de la cible 5 précédente ( $8-13 \mu\text{m}$ ) toujours sans prise en compte de la bande d'émission solaire. La cible 2 reprend la cible  $4-20 \mu\text{m}$  sans absorption solaire. On a représenté sur la figure 4.12 les deux nouvelles cibles "triangles" comparées à leurs cibles "portes" respectives.

On trace la puissance de refroidissement radiatif  $P_{cool}$  en fonction du temps de ces 2 cibles "triangles" comparées aux cibles "portes" associées (Figure 4.13). Le profil de puissance des cibles "triangles" suit celui des cibles "portes", mais étant donné que le profil triangulaire de l'émissivité la réduit de moitié, la puissance des cibles "triangles" est logiquement réduite à la moitié de la puissance des cibles "portes". Un profil de cible de type "triangle" n'est donc recommandé, un profil de type "porte" légèrement évasé serait sans plus approprié.

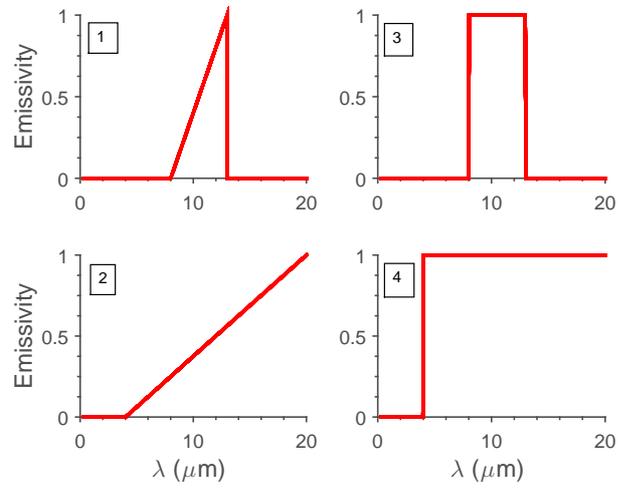


FIGURE 4.12 – cibles triangulaires.

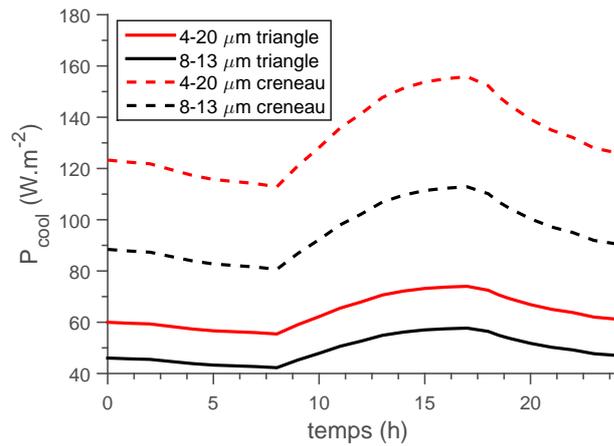


FIGURE 4.13 – Puissance de refroidissement au cours du temps pour les cibles triangulaires comparée à la puissance des cibles "portes" associées, sans absorption solaire et sans effets conducto-convectifs.

### Prise en compte des effets conducto-convectifs.

On envisage ensuite la prise en compte des effets conducto-convectifs avec  $T_s$  différente de  $T_{amb}$  et la présence d'un coefficient de convection et de conduction  $h_c$  non nul, le bilan thermique devient alors :  $P_{cool} = P_{rad} - P_{atm}(T_{amb}) - P_{cc}$

Des études prenant en compte les effets conducto-convectifs ont précédemment été réalisés par Rephaeli et al. [7] et par Kou et al. [5], mais succincte et ne prenant en compte que 2 cibles.

On étudiera l'évolution de la température d'équilibre et de la puissance de refroidissement pour les 6 cibles en présence de conduction et de convection dans le cas général d'une température de structure  $T_s$  variant avec une température ambiante fixe. Puis on se placera dans 2 cas particuliers et on observera l'évolution de la puissance de refroidissement au cours d'une journée (donc avec une température ambiante  $T_{amb}$  variant au cours de la journée) :

- dans le 1<sup>er</sup> cas particulier, on fixera  $T_s=20^\circ\text{C}$ , ce qui pourrait correspondre à la température de fonctionnement optimal de cellules photovoltaïques par exemple ;

- dans le 2<sup>eme</sup>, on considérera une température  $T_s$  évoluant en conservant un  $\Delta T$  de  $5^\circ\text{C}$  en dessous de la température ambiante ( $T_s=T_{amb}-5$ ). Cela correspond à un cas de climatisation où l'on désire conserver une température inférieure à  $5^\circ\text{C}$  par rapport à la température extérieure, comme recommandé pour limiter le choc thermique entre l'extérieur et l'intérieur [8].

Concernant le choix du coefficient de convection et de conduction  $h_c$ , on choisit 2 cas de figure :

- le cas d'un coefficient de convection naturelle classique :  $h_c=6\text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  ;

- comme notre structure est prévue principalement pour être disposée horizontalement et pour se refroidir, on est dans un cas particulier du point de vue de la convection. On se situe alors dans le cas de convection naturelle au-dessus d'une plaque froide, cela a pour effet de diminuer la convection naturelle environ de moitié par rapport au cas convection naturelle au-dessus d'une plaque chaude [9]. On prend donc pour ce cas  $h_c=3\text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ .

**Cas général.** On se placera d'abord dans le cas général d'une température de structure  $T_s$  différente de la température ambiante  $T_{amb}$  fixée à 300 K. On a tracé la puissance de refroidissement radiatif en fonction de la température de la structure  $T_s$  pour les 6 cibles pour  $h_c=3\text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  (Figure 4.14) et pour  $h_c=6\text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  (Figure 4.15).

Pour une température  $T_s$  supérieure à la température ambiante (300 K ou  $27^\circ\text{C}$ ), la puissance de conduction et de convection est favorable au refroidissement radiatif. C'est pour cela que pour l'ensemble des cibles, la puissance  $P_{cool}$  au delà de  $27^\circ\text{C}$  est plus élevée par rapport au cas sans effets conducto-convectifs et elle est d'autant plus élevée que le coefficient  $h_c$  est élevé. En dessous de  $27^\circ\text{C}$  par contre les effets conducto-convectifs sont défavorables au refroidissement, cela a pour effet de diminuer  $P_{cool}$  pour toutes les cibles et donc d'augmenter leur température d'équilibre. De plus, l'écart entre les températures d'équilibre des différentes cibles est lui aussi diminué. Ainsi, sans effets conducto-convectifs, les températures d'équilibre s'étaient de  $T_{ss}=-60^\circ\text{C}$  pour la cible [8-13]  $\mu\text{m}$  à  $T_{ss}=-13^\circ\text{C}$  pour la cible [4-20]  $\mu\text{m}$ . Avec un coefficient  $h_c=3\text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ , elles sont comprises entre  $0$  et  $4^\circ\text{C}$  et pour  $h_c=6\text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ , elles sont concentrées vers  $12^\circ\text{C}$ . Pour  $h_c=6\text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ , peu importe la cible choisie, on ne pourra pas descendre en dessous de  $12^\circ\text{C}$  en gardant les mêmes conditions extérieures (température ambiante et effets conducto-convectifs). Néanmoins, cela reste une diminution de température de  $15^\circ\text{C}$ , ce qui reste très honorable.

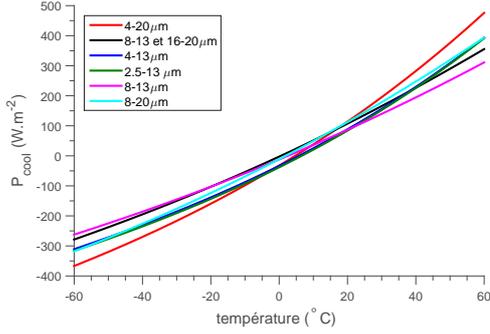


FIGURE 4.14 – Puissance de refroidissement en fonction de la température de la structure  $T_s$  pour les 6 cibles avec un coefficient relatif à la conduction et à la convection  $h_s=3 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ .

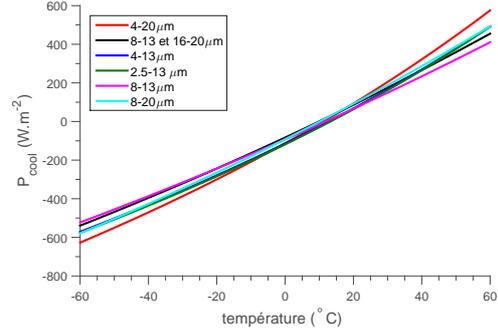


FIGURE 4.15 – Puissance de refroidissement en fonction de la température de la structure  $T_s$  pour les 6 cibles avec un coefficient relatif à la conduction et à la convection  $h_s=6 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ .

Pour mieux visualiser l'effet sur la puissance de refroidissement radiatif de l'introduction d'un coefficient  $h_c$  non nul, on trace pour les 2 cibles extrêmes [8-13]  $\mu\text{m}$  et [4-20]  $\mu\text{m}$ ,  $P_{cool}$  en fonction de  $T_s$  pour le cas sans effets conducto-convectifs et pour des coefficients  $h_c$  de 3 et 6  $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  (Figure 4.16). Avec l'augmentation du coefficient  $h_c$ , la température en dessous de laquelle la cible [8-13]  $\mu\text{m}$  produit plus de puissance  $P_{cool}$  que la cible [4-20]  $\mu\text{m}$  se rapproche de plus en plus de la température d'équilibre. Ainsi pour  $h_c=6 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  pour cette température ambiante, la cible [8-13]  $\mu\text{m}$  ne produit jamais plus de  $P_{cool}$  que la cible [4-20]  $\mu\text{m}$  et leurs températures d'équilibre sont égales. Dans ce cas-là, la cible [4-20]  $\mu\text{m}$  est plus avantageuse. Il est néanmoins nécessaire de s'isoler au mieux de la conduction et de la convection, surtout lorsque l'on désire refroidir à une température largement inférieure à la température ambiante.

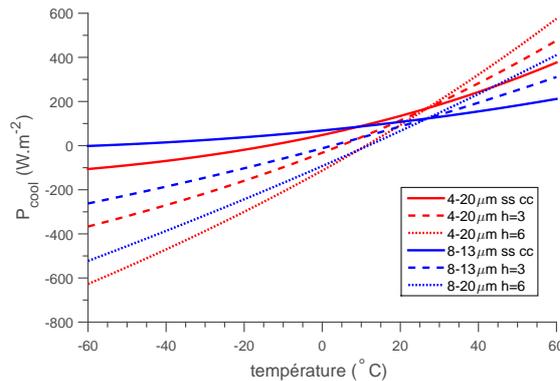


FIGURE 4.16 – Comparaison des puissances de refroidissement en fonction de la température de la structure  $T_s$  pour les 2 cibles extrêmes [8-13]  $\mu\text{m}$  et [4-20]  $\mu\text{m}$  et pour des coefficients  $h_c=0$  (pas d'effets conducto-convectifs), 3 et 6  $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ .

Ainsi, on a vu qu'à une température ambiante de  $27^\circ\text{C}$  et avec une coefficient  $h_c$  de 6  $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ , on ne pouvait pas descendre plus bas que  $12^\circ\text{C}$ . Mais il s'agit d'un résultat à température ambiante fixe, ce qui est rarement le cas en réalité, nous allons donc étudier l'influence des effets conducto-convectifs sur la puissance de refroidissement radiatif au cours d'une journée avec variation de la température ambiante. Pour cela, il faut d'abord définir l'objectif que l'on vise : faut-il refroidir un objet en permanence à une température

$T_s$  fixe ou bien rester légèrement en dessous de la température ambiante tout au long de la journée comme dans le cadre de la climatisation par exemple. On s'intéresse donc à 2 cas particuliers correspondant à des températures  $T_s$  égale à  $20^\circ\text{C}$  et  $T_s=T_{amb}-5^\circ\text{C}$  (Figure 4.17). Pour avoir réellement un refroidissement, notamment dans le cas  $T_s=20^\circ\text{C}$ , on doit se placer à des températures plus élevées et donc pour une journée très chaude. On a choisi d'utiliser les températures de la journée du 20 juin 2017 à Poitiers (en rouge sur la figure 4.17).

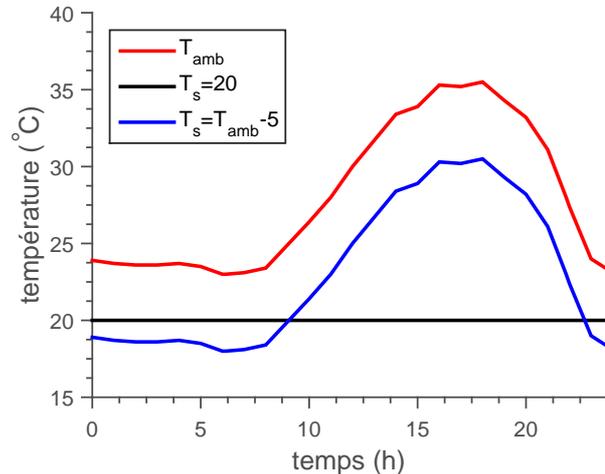


FIGURE 4.17 – Comparaison des températures de la journée choisie (20 juin 2017 à Poitiers) (en rouge) avec  $T_s=20^\circ\text{C}$  (en noir) et  $T_s=T_{amb}-5^\circ\text{C}$  (en bleu).

**Cas avec une température de structure fixée  $T_s=20^\circ\text{C}$ .** On s'intéresse d'abord au cas où l'on souhaite refroidir notre structure à une température fixe tout au long de la journée. Ici, on fixe  $T_s=20^\circ\text{C}$ , ce qui peut correspondre à un cas de refroidissement de cellules photovoltaïques à une température optimale pour leur fonctionnement et leur efficacité, lors d'une chaude journée de juin. Il s'agit d'un cas problématique uniquement en été dans notre région. On trace la puissance de refroidissement au cours du temps pour la journée du 20 juin 2017 à Poitiers pour les 6 cibles et pour un coefficient  $h_c$  de  $3\text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$  (Figure 4.18) et de  $6\text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$  (Figure 4.19).

Les puissances ont la même tendance au cours du temps et sont comprises entre 40 et  $140\text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$  pour  $h_s=3\text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$  et entre -10 et  $130\text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$  pour  $h_s=6\text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ . En effet, à un instant  $t$ , on a un écart de température  $T_{amb}-T_s$  fixé et par conséquent, l'ensemble des cibles subiront la même diminution de  $P_{cool}$ . De plus, nous avons choisi un cas où la température ambiante est toujours supérieure à  $20^\circ\text{C}$  donc les effets conducto-conductifs sont défavorables au refroidissement tout au long de la journée. Cependant, l'écart de température est plus grand en journée et notamment au midi solaire. C'est donc à ce moment que la puissance de conduction et de convection  $P_{cc}$  est la plus grande et se fait donc le plus ressentir. Lorsque l'on passe de  $h_s=3\text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$  à  $h_s=6\text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ , la puissance de conduction et de convection  $P_{cc}$  est multipliée par deux. Ainsi, pour  $h_s=3\text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$  au midi solaire, l'ensemble des cibles produisaient encore du refroidissement, tandis que pour  $h_s=6\text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$  au midi solaire, les cibles  $[4-13]\mu\text{m}$  et  $[2.5-13]\mu\text{m}$  ont des  $P_{cool}$  négatifs, il n'est donc plus possible d'atteindre la température  $T_s=20^\circ\text{C}$  à ce moment de la journée avec ces deux cibles.

A titre de comparaison, on a ensuite tracé, pour la journée du 20 juin, les puissances

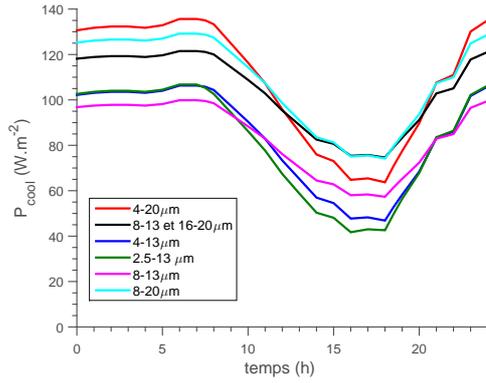


FIGURE 4.18 – Puissance de refroidissement au cours du temps pour les 6 cibles avec  $T_s=20^\circ\text{C}$ , avec un coefficient relatif à la conduction et à la convection  $h_s=3\text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  et pour les températures de la journée du 20 juin 2017.

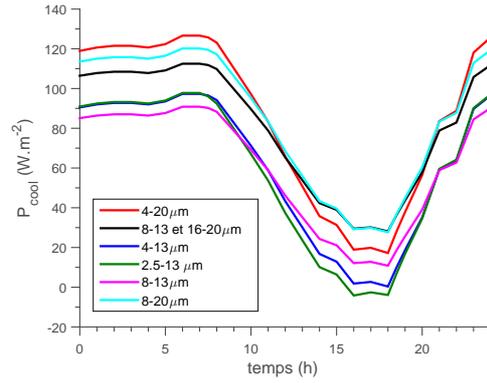


FIGURE 4.19 – Puissance de refroidissement au cours du temps pour les 6 cibles avec  $T_s=20^\circ\text{C}$ , avec un coefficient relatif à la conduction et à la convection  $h_s=6\text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  et pour les températures de la journée du 20 juin 2017.

de refroidissement au cours du temps pour les 2 cibles extrêmes  $[8-13]\ \mu\text{m}$  et  $[4-20]\ \mu\text{m}$  dans le cas  $T_s=T_{amb}$  et pour des coefficients  $h_c=0$  (pas de conduction et de convection), 3 et 6  $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  avec  $T_s=20^\circ\text{C}$  (Figure 4.20). On peut tout d’abord observer que, sans effets conducto-convectifs, l’influence d’une différence de température entre  $T_s$  et  $T_{amb}$  est plus grande pour la cible  $[4-20]\ \mu\text{m}$  que pour la cible  $[8-13]\ \mu\text{m}$ . En effet, la cible  $[4-20]\ \mu\text{m}$  subit une diminution de  $80\text{ W.m}^{-2}$  à 16 h entre le cas  $T_s=T_{amb}$  et le cas  $h_c=0\text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  avec  $T_s=20^\circ\text{C}$ , tandis que la cible  $[8-13]\ \mu\text{m}$  ne subit qu’une diminution de  $40\text{ W.m}^{-2}$ . Cela est dû au fait que la cible  $[4-20]\ \mu\text{m}$  émet en dehors des fenêtres de transparence, elle absorbe donc aussi plus de puissance de la part de l’atmosphère, d’autant plus quand la température ambiante est très supérieure à la température de la structure  $T_s$ . Avec l’ajout d’effets conducto-convectifs avec des coefficients  $h_c=3$  et 6  $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ , la puissance de refroidissement radiatif  $P_{cool}$  de chacune des cibles diminue encore. La nuit lorsque l’écart de température entre  $T_s$  et  $T_{amb}$  est de moins de  $5^\circ\text{C}$ , la cible  $[4-20]\ \mu\text{m}$  reste plus performante de  $40\text{ W.m}^{-2}$  par rapport à la cible  $[8-13]\ \mu\text{m}$ . Par contre, lorsque l’écart de température est le plus élevée environ  $15^\circ\text{C}$  entre 16 h et 18 h, les puissances de refroidissement des 2 cibles, en présence d’effets conducto-convectifs, deviennent comparables.

Enfin, même avec un coefficient  $h_c=6\text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ , les puissances des 2 cibles restent positives, cela signifie que les 2 cibles permettent de refroidir jusqu’à  $20^\circ\text{C}$  dans ces conditions et qu’elles pourraient même atteindre une température plus basse.

**Cas avec une température de structure fixée  $T_s = T_{amb}-5^\circ\text{C}$**  On s’intéresse maintenant au cas où l’on souhaite conserver un écart de  $5^\circ\text{C}$  entre la température de la structure et la température ambiante. Cela pourrait, par exemple, correspondre à un cas de climatisation, lors de la même chaude journée de juin. Les températures étant élevées, il est conseillé de conserver un écart pas trop élevé ( $5^\circ\text{C}$  par exemple) entre l’intérieur et l’extérieur d’un bâtiment pour éviter les chocs thermiques. Là encore, le cas est problématique uniquement en été dans notre région.

Sur les figures 4.21 et 4.22, les puissances  $P_{cool}$  de chacune des cibles ont la même tendance au cours du temps. Par contre, comme l’écart de température entre  $T_s$  et  $T_{amb}$

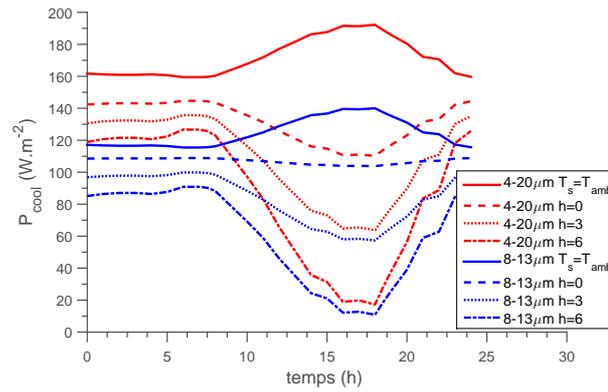


FIGURE 4.20 – Comparaison des puissances de refroidissement au cours du temps (toujours pour la journée du 20 juin 2017) pour les 2 cibles extrêmes [8-13]  $\mu\text{m}$  et [4-20]  $\mu\text{m}$  et pour des coefficients  $h_c=0$  (pas de conduction et de convection), 3 et 6  $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  avec  $T_s=20^\circ\text{C}$ , ainsi que pour le cas  $T_s=T_{amb}$ .

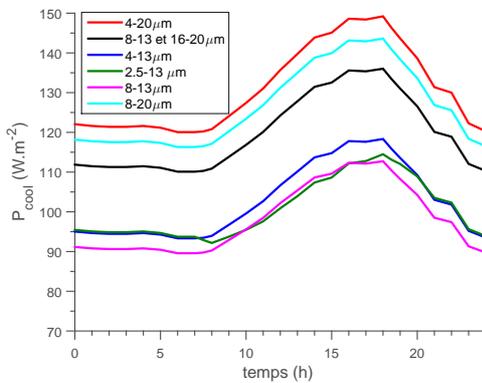


FIGURE 4.21 – Puissance de refroidissement au cours du temps pour les 6 cibles avec  $T_s=T_{amb}-5^\circ\text{C}$ , avec un coefficient relatif à la conduction et à la convection  $h_s=3 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  et pour les températures de la journée du 20 juin 2017.

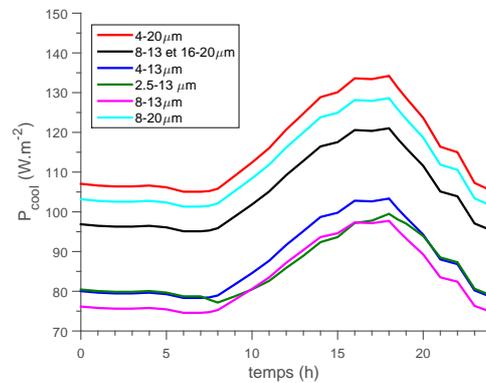


FIGURE 4.22 – Puissance de refroidissement au cours du temps pour les 6 cibles avec  $T_s=T_{amb}-5^\circ\text{C}$ , avec un coefficient relatif à la conduction et à la convection  $h_s=6 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  et pour les températures de la journée du 20 juin 2017.

est généralement plus faible que dans le cas précédent, l'influence des effets conducto-convectifs est moins forte. De plus, comme l'écart de température reste fixe, la puissance  $P_{cc}$  de conduction et de convection reste fixe et défavorable au refroidissement tout au long de la journée.

On remarque une séparation des cibles en deux groupes : le premier regroupant les cibles [4-20]  $\mu\text{m}$ , [8-20]  $\mu\text{m}$  et [8-13 et 16-20]  $\mu\text{m}$  a des puissances de refroidissement comprises entre 110 et 150  $\text{W.m}^{-2}$  pour  $h_s=3 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  et entre 95 et 135  $\text{W.m}^{-2}$  pour  $h_s=6 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ ; le deuxième groupe, constitué des cibles [4-13]  $\mu\text{m}$ , [2.5-13]  $\mu\text{m}$  et [8-13]  $\mu\text{m}$ , a des puissances de refroidissement comprises entre 90 et 120  $\text{W.m}^{-2}$  pour  $h_s=3 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  et entre 75 et 105  $\text{W.m}^{-2}$  pour  $h_s=6 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ . Une émissivité dans la seconde fenêtre de transparence entre 16 et 20  $\mu\text{m}$  reste donc un avantage. Par contre une émissivité entre 2.5 et 8  $\mu\text{m}$  semble avoir moins d'influence. Nous vérifierons ce point ultérieurement.

Comme dans le premier cas, on a tracé, pour la journée du 20 juin, les puissances de

refroidissement au cours du temps pour les 2 cibles extrêmes [8-13]  $\mu\text{m}$  et [4-20]  $\mu\text{m}$  dans le cas  $T_s=T_{amb}$  et pour des coefficients  $h_c=0$  (pas de conduction et de convection), 3 et 6  $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$  avec  $T_s=T_{amb}-5^\circ\text{C}$  (Figure 4.23).

On observe à nouveau, pour les mêmes raisons que précédemment mais pour un écart de température plus faible que, sans effets conducto-convectifs, l'influence d'une différence de température entre  $T_s$  et  $T_{amb}$  est plus grande pour la cible [4-20]  $\mu\text{m}$  (diminution de 20  $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$  environ) que pour la cible [8-13]  $\mu\text{m}$  (diminution de 10  $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ ).

En introduisant des effets conducto-convectifs, à  $T_s$  et  $T_{amb}$  fixés, on diminue de la même quantité  $P_{cc}$  les puissances de refroidissement des 2 cibles en augmentant le coefficient  $h_c$ . Cependant, la cible [4-20]  $\mu\text{m}$  est à nouveau plus performante que la cible [8-13]  $\mu\text{m}$ . En effet, la puissance  $P_{cool}$  de la cible [4-20]  $\mu\text{m}$  pour  $h_c=6\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$  équivaut à la puissance  $P_{cool}$  de la cible [8-13]  $\mu\text{m}$  pour  $h_c=0\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$  (donc sans conduction et convection).

Cependant, pour toutes les cibles, on atteint facilement la température  $T_s=T_{amb}-5^\circ\text{C}$  avec ces conditions extérieures fixées et des effets conducto-convectifs.

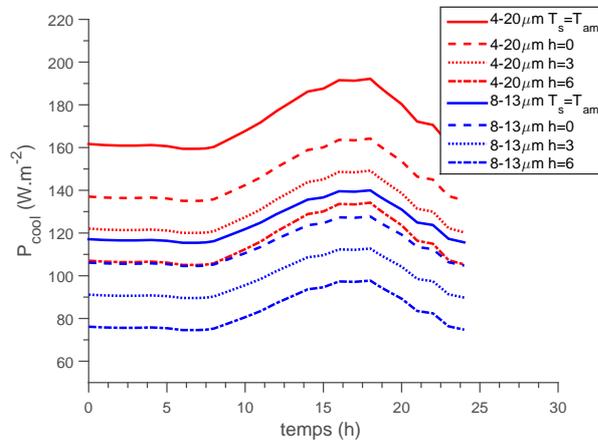


FIGURE 4.23 – Comparaison des puissances de refroidissement au cours du temps (toujours pour la journée du 20 juin 2017) pour les 2 cibles extrêmes [8-13]  $\mu\text{m}$  et [4-20]  $\mu\text{m}$  et pour des coefficients  $h_c=0$  (pas de conduction et de convection), 3 et 6  $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$  avec  $T_s=T_{amb}-5^\circ\text{C}$ , ainsi que pour le cas  $T_s=T_{amb}$ .

Ainsi, pour augmenter la puissance de refroidissement produite, il est intéressant de s'isoler au mieux de la conduction et de la convection. La présence d'effets conducto-convectifs se traduit pour toutes les cibles par une diminution de la puissance  $P_{cool}$ . Cependant, la cible [4-20]  $\mu\text{m}$ , ayant plus de puissance de refroidissement "en réserve" permet de mieux gérer la diminution entraînée par les effets conducto-convectifs.

### Influence des gammes [2.5-8] $\mu\text{m}$ et [20-25] $\mu\text{m}$ .

Jusqu'à maintenant, on a considéré des cibles de 0 à 20  $\mu\text{m}$ , cependant la deuxième fenêtre de transparence s'étend au delà de 20  $\mu\text{m}$  jusqu'à 25 $\mu\text{m}$ , la prise en compte de la gamme 20-25  $\mu\text{m}$  peut donc représenter un gain de puissance. De même, on désire évaluer le gain effectif de puissance apporté par la prise en compte de la gamme de longueur d'onde [2.5-8]  $\mu\text{m}$  et plus particulièrement par la gamme [4-8]  $\mu\text{m}$ . On évalue ces gains en traçant en fonction de la température de la structure (pour une température ambiante de 300 K) la différence de puissance de refroidissement radiatif entre les cibles [8-20]  $\mu\text{m}$  et [8-25]  $\mu\text{m}$  pour la gamme [20-25]  $\mu\text{m}$ ; entre les cibles [2.5-13]  $\mu\text{m}$  et [8-13]  $\mu\text{m}$  pour la gamme

[2.5-8]  $\mu\text{m}$  et entre les cibles [4-13]  $\mu\text{m}$  et [8-13]  $\mu\text{m}$  pour la gamme [4-8]  $\mu\text{m}$  (Figure 4.24). Cette étude est réalisée sans prendre en compte les effets conducto-convectifs.

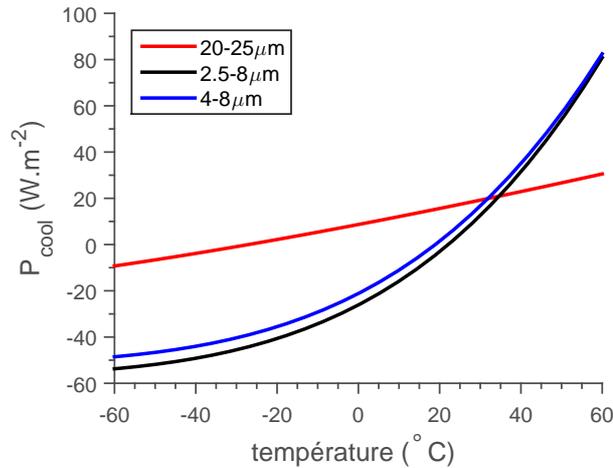


FIGURE 4.24 – Gain de puissance de refroidissement en fonction de  $T_s$  en prenant en compte les gammes [20-25]  $\mu\text{m}$ , [2.5-8]  $\mu\text{m}$  et [4-8]  $\mu\text{m}$ , sans effets conducto-convectifs.

Prendre en compte la gamme [20-25]  $\mu\text{m}$  permet, pour une température ambiante de  $27^{\circ}\text{C}$  et sans effets conducto-convectifs, un gain de puissance dès  $-26^{\circ}\text{C}$  et jusqu'à  $30 \text{ W}/\text{m}^2$  à  $T_s=60^{\circ}\text{C}$ .

Les gains produits par les gammes [2.5-8]  $\mu\text{m}$  et [4-8]  $\mu\text{m}$  sont très proches, ceux de la gamme [2.5-8]  $\mu\text{m}$  sont légèrement inférieurs parce que cette gamme prend en compte une tout petite partie du spectre solaire.

La gamme [4-8]  $\mu\text{m}$  permet un gain de puissance uniquement pour une température de structure supérieure à  $18^{\circ}\text{C}$ . Pour une température de structure  $T_s=60^{\circ}\text{C}$ , elle permet un gain de puissance de près de  $80 \text{ W}/\text{m}^2$ .

Cela est dû en fait au rayonnement du corps, plus la température augmente et plus le corps noir émet vers les courtes longueurs d'onde (Figure 4.3). Ainsi quand la température augmente, la prise en compte de la section entre 2.5 et 8  $\mu\text{m}$  devient intéressante.

En conclusion, dans la plupart des applications, on peut considérer sans souci la gamme [20-25]  $\mu\text{m}$  pour utiliser la totalité de la seconde fenêtre de transparence entre 16 et 25  $\mu\text{m}$ . Cependant, pour les gammes [2.5-8]  $\mu\text{m}$  et [4-8]  $\mu\text{m}$ , on doit d'abord envisager les températures auxquelles on se place pour éviter une perte de puissance.

#### 4.1.4 Cibles retenues.

Dans la suite, nous chercherons à nous affranchir au maximum des phénomènes conducto-convectifs, nous travaillerons donc avec les cibles idéales permettant de produire le meilleur refroidissement radiatif en négligeant les effets conducto-convectifs. Nous nous limiterons aussi à la zone 0-20  $\mu\text{m}$  pour l'étude générale et les optimisations à cause d'un manque de données sur les propriétés optiques de certains matériaux. Nous pourrions ensuite élargir la zone de recherche. Les seules cibles éligibles sont alors les cibles [4-20]  $\mu\text{m}$ , [8-20]  $\mu\text{m}$  et [8-13]  $\mu\text{m}$ .

Ensuite tout dépend de ce que l'on veut :

- si on veut un maximum de puissance de refroidissement, mieux vaut choisir la structure [4-20]  $\mu\text{m}$  ou [8-20]  $\mu\text{m}$  ;

- par contre si l'on désire la meilleure température d'équilibre (ou température stationnaire), il vaut mieux choisir une structure du type [8-13]  $\mu\text{m}$ .

En pratique, nous travaillerons avec deux de ces cibles pour trouver des structure optimales : les cibles [4-20]  $\mu\text{m}$  et [8-13]  $\mu\text{m}$ . Ces deux cibles étant en forme de créneaux, nous avons introduit une dernière cible pour nos tests :  $\epsilon=0$  entre 0 et 4  $\mu\text{m}$  et  $\epsilon=1$  entre 8 et 13  $\mu\text{m}$ , l'émissivité étant libre pour le reste des longueurs d'onde.

## 4.2 Optimisation d'une structure multi-couches associées à un réseau 1D.

### 4.2.1 Design des structures étudiées.

Les structures étudiées sont des multi-couches sur lesquels on a gravé un réseau sur la couche supérieure (Figure 4.25). Les structures choisies comportent donc 3 éléments :

1. une couche métallique pour réfléchir au maximum le rayonnement solaire ;
2. un multi-couches permettant d'une part d'augmenter la réflexion du spectre solaire et d'autre part de contribuer à l'émission thermique dans la fenêtre atmosphérique ([8-13]  $\mu\text{m}$ ) ;
3. le réseau, qui est un élément supplémentaire et qui présente une certaine nouveauté par rapport à ce qui a déjà été fait en refroidissement radiatif diurne, permet d'augmenter l'émission entre 8 et 13 microns.

Nous allons décrire les attentes que nous avons pour chacun de ces 3 éléments avant de présenter et d'étudier nos structures optimisées.

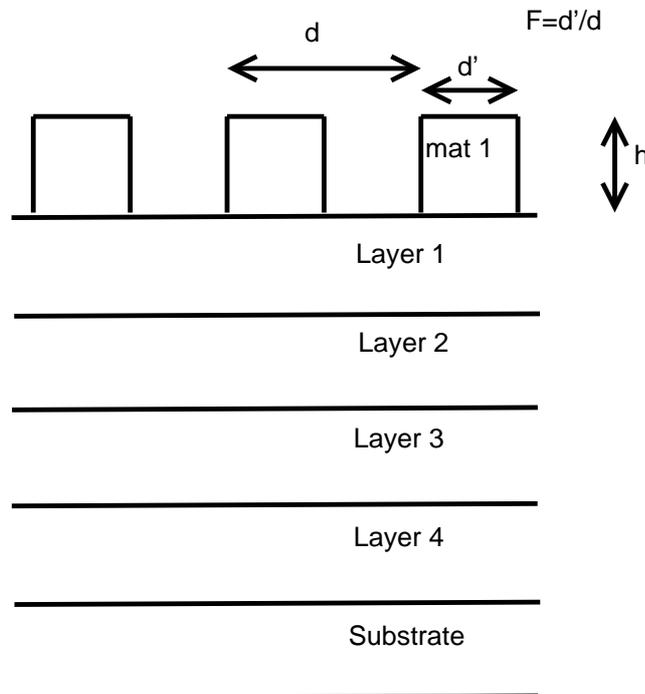


FIGURE 4.25 – Exemple d'une structure (réseaux + multi-couches) optimisée.

### 4.2.2 Couche métallique.

La couche métallique est utilisée comme substrat ou juste au-dessus d'un substrat d'une part pour arrêter toute transmission de rayonnement au delà de cette couche et d'autre part pour réfléchir au mieux le rayonnement du spectre solaire. Pour cela, nous avons testé différents métaux en comparant leur réflectivité pour déterminer le plus performant. Beaucoup s'avèrent n'avoir pas une assez bonne réflectivité dans le spectre solaire, notamment le chrome (Cr), le fer (Fe), le molybdène (Mo), le nickel (Ni), le platine (Pt) et le tungstène (W). Les quatre métaux ressortant comme étant les plus performants pour réfléchir le rayonnement solaire incident sont : l'or, l'argent, l'aluminium et le cuivre (Figure 4.26).

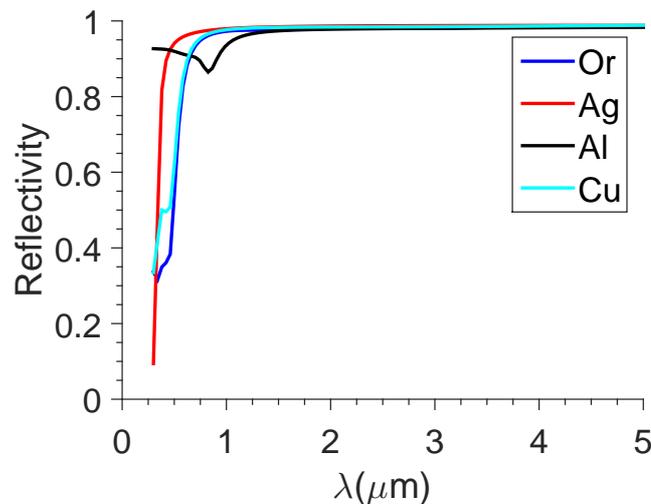


FIGURE 4.26 – Comparaison des réflectivités d'une couche épaisse d'or (en bleu), d'argent (en rouge), d'aluminium (en noir) et de cuivre (en cyan).

Nous avons choisi pour faire cette comparaison, les données de permittivité répertoriées à partir de modèles et de mesures par Rakic et al. [10]. Nous avons choisi ces données de permittivité, car elles sont plus fines aux faibles longueurs d'onde et permettent de différencier la réflectivité de différents métaux à des longueurs d'onde correspondant au spectre d'émission solaire. En effet, les approximations des modèles de Drude et de Lorentz, qui prêtent à tout ces métaux une réflectivité parfaite même aux faibles longueurs d'onde, ne permettent pas de différencier ces quatre métaux. L'aluminium bien que plus performant que les autres aux très faibles longueurs d'onde reste le moins performant sur une large partie du spectre solaire, ce qui le rend au final moins efficace. L'or et le cuivre ont des performances similaires, mais leur réflectivité décroît à des longueurs d'onde plus grandes que dans le cas de l'argent. On préférera donc l'argent au cuivre et à l'or, dans le cas de couche de métaux simples. La combinaison d'argent avec les matériaux diélectriques constituant la structure multi-couche supérieure pourra par la suite améliorer la réflexion dans le spectre solaire.

### 4.2.3 Apport de la structure multi-couche.

Les structures multi-couches ont été beaucoup utilisées dans le but de produire un refroidissement radiatif diurne comme cela l'a été rappelé dans le chapitre 3 avec des structures multi-couches simples [2, 4] ou avec une addition de cristaux photoniques [7].

Des multi-couches sont aussi utilisés dans d'autres domaines pour contrôler l'émissivité d'une source en fonction de sa longueur d'onde. Comme pour les réseaux, il est possible de créer des sources thermiques cohérentes ou des émetteurs sélectifs avec des bi-couches [11] ou des multi-couches [12, 13]. On peut aussi simplement accroître la sélectivité spectrale avec une structure multi-couches [14]. Des interférences de Fabry-Pérot sont présentes dans certaines de ces structures, notamment celles considérées dans les références [12, 13]. Elles apparaissent dans les structures composées d'une structure métallique, surmontées de couches transparentes et réfléchives alternées ou simplement par une cavité résonante située entre deux couches métalliques. Ces interférences permettent de contrôler et de modeler l'émissivité de ces structures. Ce phénomène a été démontré expérimentalement par le groupe de Z. Zhang [15–17].

L'idée ici est d'utiliser la possibilité d'accroître la sélectivité spectrale pour d'une part atténuer toute émission résiduelle dans le spectre solaire. Cela peut être réalisé par la combinaison de matériaux diélectriques avec la couche métallique ou par l'alternance de matériaux à fort et faible indices [2]. D'autre part, le multi-couches doit aussi contribuer à l'émission thermique dans la bande [8-13]  $\mu\text{m}$ . Pour cela, nous avons choisi principalement des matériaux supportant des SPP, comme le SiC, le SiO<sub>2</sub> et le BN [18], et ayant des résonances dans la fenêtre de transparence atmosphérique. Une des possibilités serait que l'association des multi-couches permette de coupler ces SPP en champ lointain. L'association de multi-couches pourrait aussi permettre de créer des cavités résonantes ou de Fabry-Pérot augmentant l'émission de la structure. Le but est de créer des pics d'émission complémentaires à ceux du réseau dans la bande [8-13]  $\mu\text{m}$  ou d'augmenter l'émission dans cette même zone. Pour cela, on ajoute à la liste des 3 matériaux précédents, le dioxyde d'hafnium (HfO<sub>2</sub>). HfO<sub>2</sub> présente une bonne émission dans la gamme de longueur d'onde [8-13]  $\mu\text{m}$  [19]. Il peut donc servir de matériau absorbant pour former une cavité résonante, avec un matériau optiquement transparent tel que le SiO<sub>2</sub> optiquement transparent pour les longueurs d'onde de la bande d'émission solaire par exemple. Une combinaison des propriétés des matériaux et d'effet d'interférence peut aussi produire une émission thermique dans la gamme spectrale [8-13]  $\mu\text{m}$  [2].

Bien que l'influence du multi-couches sur le contrôle de l'émissivité de notre structure globale sera abordée, notre intérêt principal sera focalisé sur l'influence du réseau.

#### 4.2.4 Apport du réseau théorique.

Comme on l'a vu dans la première partie, les réseaux peuvent sous certaines conditions être des sources thermiques cohérentes et produire des pics d'émissivité monochromatiques directionnels ou monochromatiques et isotropes.

Pour cette étude, nous avons choisi le SiC et le SiO<sub>2</sub>, déjà étudiés dans la première partie, présentant des résonances autour de 11  $\mu\text{m}$  et de 9  $\mu\text{m}$  respectivement (Figure 4.27 a et b). Le dernier matériau considéré est le BN présentant une résonance autour de 8.5  $\mu\text{m}$  (Figure 4.27c). Il peut lui aussi être ajouté à la liste des matériaux polaires supportant des SPP, susceptibles d'être couplés avec le champ lointain, grâce à un réseau micrométrique creusé à sa surface. Ces 3 matériaux ont de plus été sélectionnés parce que leur résonance et donc leur pics d'émissivité sont localisés dans la fenêtre atmosphérique ([8-13]  $\mu\text{m}$ ). Dans la partie précédente, les paramètres du réseau étaient optimisés pour avoir des pics d'émissivité spectralement fins et avec un maximum proche de 1. Cependant, en choisissant des paramètres  $d$ ,  $F$  et  $h$  différents pour les réseaux, il est possible d'avoir des pics toujours situés dans la fenêtre [8-13]  $\mu\text{m}$  et avec un maximum proche de 1, mais sur une bande spectrale plus large, ce qui contribue à augmenter l'émission dans la fenêtre de

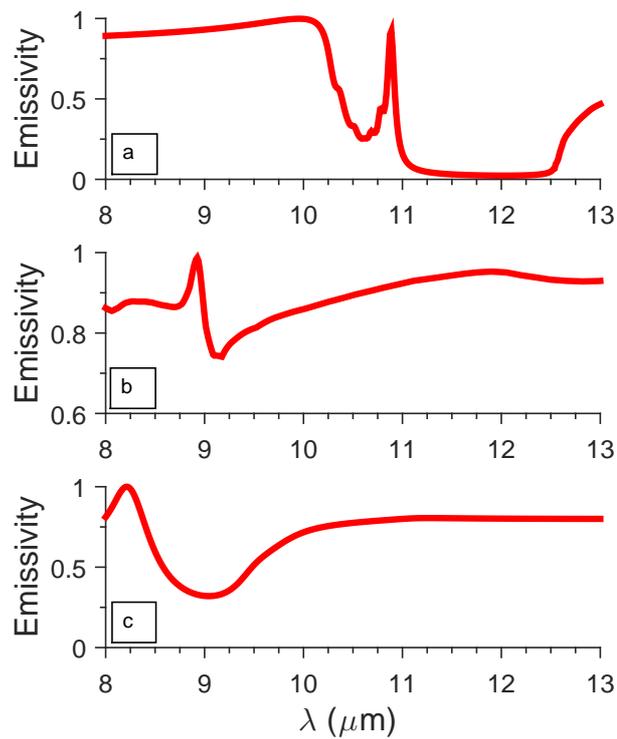


FIGURE 4.27 – Emissivité en fonction de la longueur d'onde pour un réseau : de SiC de période  $d=3 \mu\text{m}$ , de coefficient de remplissage  $F=0.4$  et d'épaisseur  $h=0.35 \mu\text{m}$  (a) ; de  $\text{SiO}_2$  de période  $d=2 \mu\text{m}$ , de coefficient de remplissage  $F=0.5$  et d'épaisseur  $h=0.7 \mu\text{m}$  (b) ; de BN de période  $d=3 \mu\text{m}$ , de coefficient de remplissage  $F=0.5$  et d'épaisseur  $h=0.7 \mu\text{m}$  (c).

transparence de l'atmosphère.

Au delà du ou des pics d'émissivité fournis par le réseau lui-même, la présence du réseau au dessus du multi-couches pourrait engendrer plusieurs phénomènes. Il pourrait être possible de faire apparaître d'autres pics d'émissivité par couplage entre le multi-couches et le réseau. En effet, le multi-couches, composé de matériaux supportant des SPP et susceptible d'exhiber des modes guidés parallèlement aux couches, pourrait, associé au réseau, coupler ces modes avec le champ lointain. La présence du réseau pourrait aussi constituer l'équivalent d'une couche supplémentaire du multi-couches. Ainsi il pourrait accentuer des résonances déjà présentes dans le multi-couches ou en créer de nouvelles.

#### 4.2.5 Résultats pour les 3 types de réseaux.

Nous avons obtenu des résultats intéressants pour les 3 types de réseaux. Nous avons utilisé 3 cibles "idéales" différentes, basées sur l'étude sur les meilleures cibles pour le refroidissement radiatif (paragraphe 4.1.4), dans l'OEP pour obtenir ces résultats : une avec une émissivité égale à 1 uniquement entre 8 et 13  $\mu\text{m}$ , la seconde avec une émissivité égale à 1 entre 4 et 20  $\mu\text{m}$ . Cependant une forme d'émissivité en créneau n'est pas forcément une forme obtenue naturellement, nous avons donc testé une troisième émissivité cible avec une émissivité fixée à 0 entre 0 et 4  $\mu\text{m}$  et à 1 entre 8 et 13  $\mu\text{m}$  et libre pour les autres gammes de longueurs d'ondes (Figure 4.28).

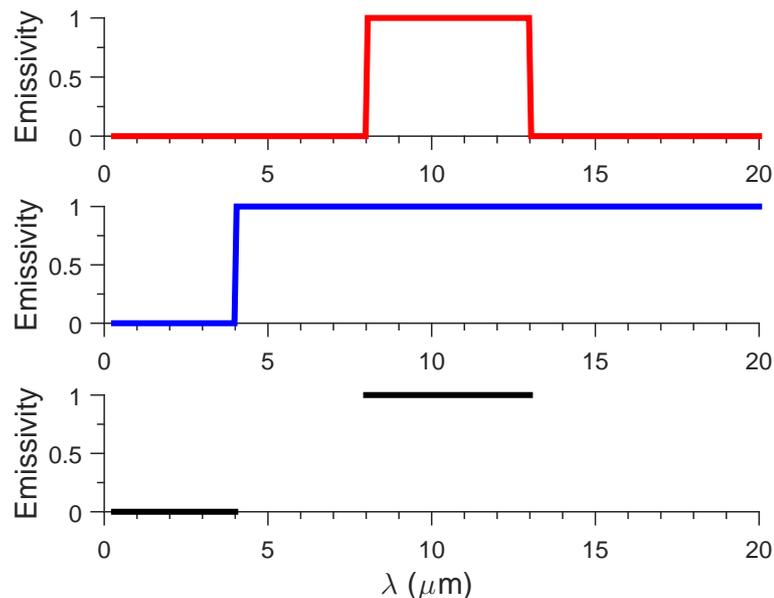


FIGURE 4.28 – 3 cibles OEP pour le refroidissement radiatif.

Nous allons présenter les résultats pour chacun des réseaux indépendamment et pour chaque réseau montrer les meilleures performances obtenues pour chacune des trois cibles. Cependant, l'étude pour chacun des réseaux et des cibles étant similaire, la première étude pour la cible 1 du réseau de  $\text{SiO}_2$  sera la plus détaillée. Les autres études montreront succinctement que de bons refroidissements peuvent être obtenus pour des cibles et des réseaux différents.

#### Réseau de $\text{SiO}_2$ .

**Cible 1.** Nous avons d'abord commencé par optimiser une structure multi-couche + réseau en ciblant une émissivité égale à 1 uniquement dans la bande comprise entre 8 et 13

$\mu\text{m}$  et nulle partout ailleurs dans notre algorithme couplant OEP et RETICOLO. La structure présentée sur la figure 4.29 est l'une des structures les plus prometteuses obtenues. Elle est constituée d'une couche d'argent surmontée d'un multi-couche  $\text{HfO}_2/\text{BN}/\text{SiC}/\text{SiO}_2$  et d'un réseau de  $\text{SiO}_2$ . Les valeurs des paramètres sont indiquées dans la légende.

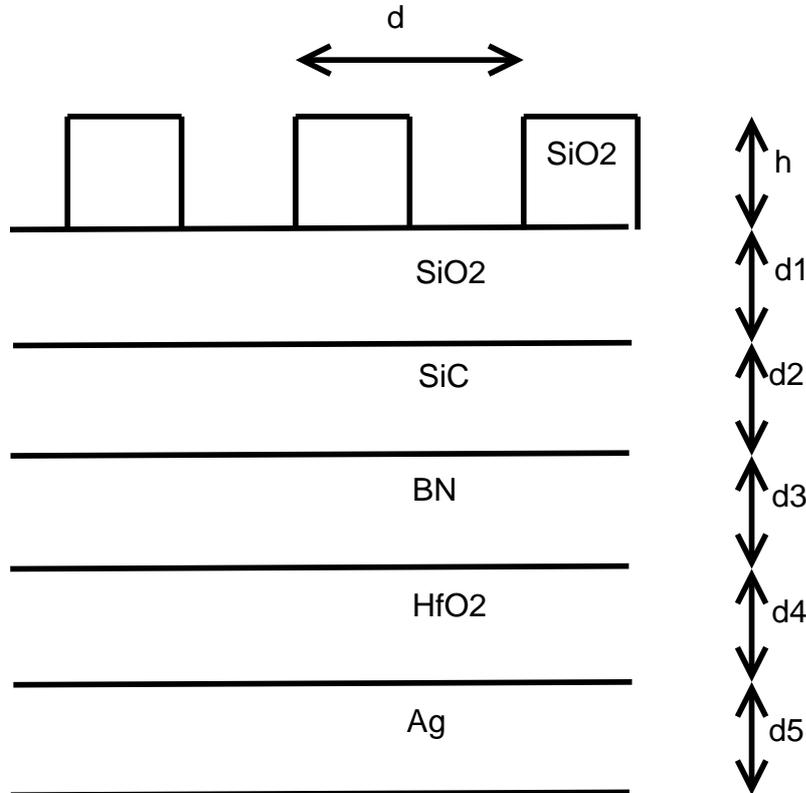


FIGURE 4.29 – Structure avec un réseau de  $\text{SiO}_2$  optimisée pour émettre fortement uniquement entre 8 et 13  $\mu\text{m}$  avec les paramètres  $d=3.37\mu\text{m}$ ,  $F=0.39$ ,  $h=0.736\mu\text{m}$ ,  $d_1=0.93\mu\text{m}$ ,  $d_2=0.725\mu\text{m}$ ,  $d_3=1\mu\text{m}$ ,  $d_4=0.08\mu\text{m}$  et  $d_5=0.11\mu\text{m}$ .

Nous avons tracé l'émissivité de cette structure en fonction de la longueur d'onde en incidence normale (Figure 4.30) et en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence (Figure 4.31).

Sur la figure 4.30, on voit que la couche d'argent combinée à la structure multi-couches permet de bien réduire l'émission dans la bande spectrale d'émission du soleil. Il ne subsiste de cette émission qu'un unique pic pour les longueurs d'onde inférieures à 0.4  $\mu\text{m}$ , après cette longueur d'onde, l'émission ne dépasse pas  $\epsilon=0.1$ . Au niveau de l'émission dans la fenêtre de transparence de l'atmosphère, on a bien des pics d'émissivité très élevés et concentrés dans la bande [8-13]  $\mu\text{m}$ . On peut noter que l'émissivité obtenue est différente de l'émissivité d'un simple réseau de  $\text{SiO}_2$ . En effet, un réseau simple de  $\text{SiO}_2$  produit typiquement un unique pic d'émissivité vers 9  $\mu\text{m}$  (Figure 4.27b). Une optimisation des paramètres du réseau peut permettre d'élargir le pic dû au réseau, mais cela ne peut expliquer l'ensemble de l'émission dans la fenêtre [8-13]  $\mu\text{m}$ . La structure multi-couches contribue donc bien à faire apparaître de nouveaux pics dus au multi-couches seul, mais elle peut aussi en association avec le réseau augmenter l'émissivité à certaines longueurs d'onde. En traçant l'émissivité en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence (Figure 4.31), on remarque que l'émissivité est pratiquement indépendante de l'angle d'incidence. Cette caractéristique de la structure permet d'accentuer le refroidissement radiatif. En effet, que ce soit la puissance due à l'absorption solaire par la structure  $P_{sun}$

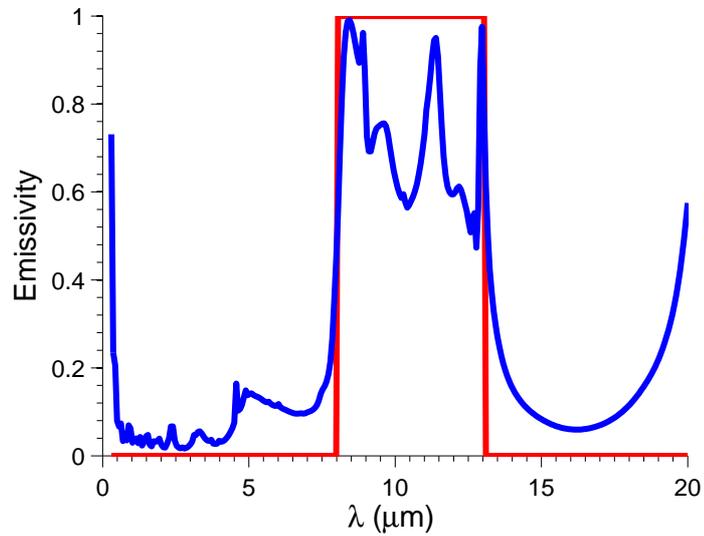


FIGURE 4.30 – Emissivité de la structure optimisée en fonction de la longueur d'onde (en bleu) comparée à l'émissivité idéale (en rouge).

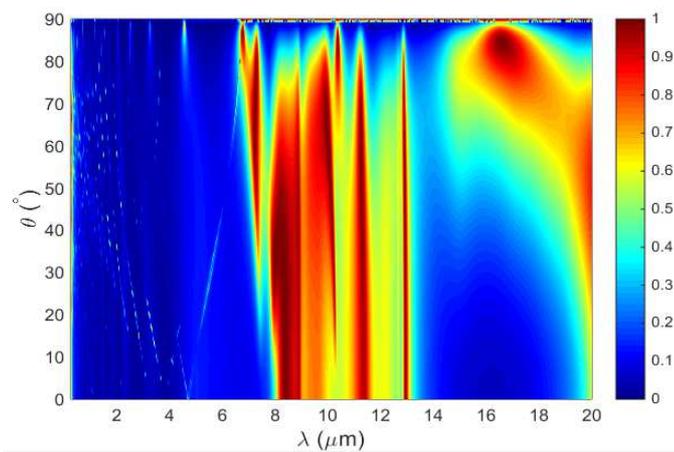


FIGURE 4.31 – Emissivité de la structure optimisée en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence.

ou à l'émission intrinsèque de la structure  $P_{rad}$ , elles sont calculées à partir de l'émissivité de la structure en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence. Naturellement pour  $P_{sun}$ , la réflectivité dans le spectre solaire pour n'importe quel angle d'incidence est importante. Pour  $P_{rad}$ , on sait que la transmittance de l'atmosphère diminue avec l'angle d'incidence, mais elle est toujours relativement haute dans la fenêtre de transparence de l'atmosphère jusqu'à 60 degrés d'incidence. Ainsi une émission isotrope dans la fenêtre de transparence de l'atmosphère permet un refroidissement radiatif plus efficace. Cela est rendu possible par le choix d'une petite période pour le réseau favorisant ainsi les émissions omnidirectionnelles.

Pour évaluer plus précisément la performance de notre structure, on trace sur la figure 4.32 la variation de la puissance de refroidissement radiatif calculée (en rouge) au cours d'une journée par temps clair à Poitiers. Pour cela, on a pris la température ambiante au cours de la journée ensoleillée du 16 mars 2017 (Figure 3.14). On suppose que la température de la structure est égale à la température ambiante tout au long de la journée. Nous avons choisi cette hypothèse pour simuler un cas où nous sommes totalement isolés de la conduction et de la convection. En dehors de cela, c'est comme si on considérait que la puissance de refroidissement effectivement produite par notre structure était la puissance nécessaire pour égaliser la température de notre structure et la température ambiante. Puisque l'on peut négliger  $P_{cond+conv}$ , on a tracé sur la figure 4.32 les principales composantes de  $P_{cool}$  ( $=P_{rad}-P_{atm}-P_{sun}$ ) :  $P_{rad}$  (en bleu) qui participe à un bon refroidissement radiatif et  $P_{atm}$  (en noir) et  $P_{sun}$  (en magenta) qui peuvent, s'ils sont prépondérants, conduire à une puissance de refroidissement radiatif négative, ce qui signifie que l'on n'aurait pas de refroidissement radiatif.

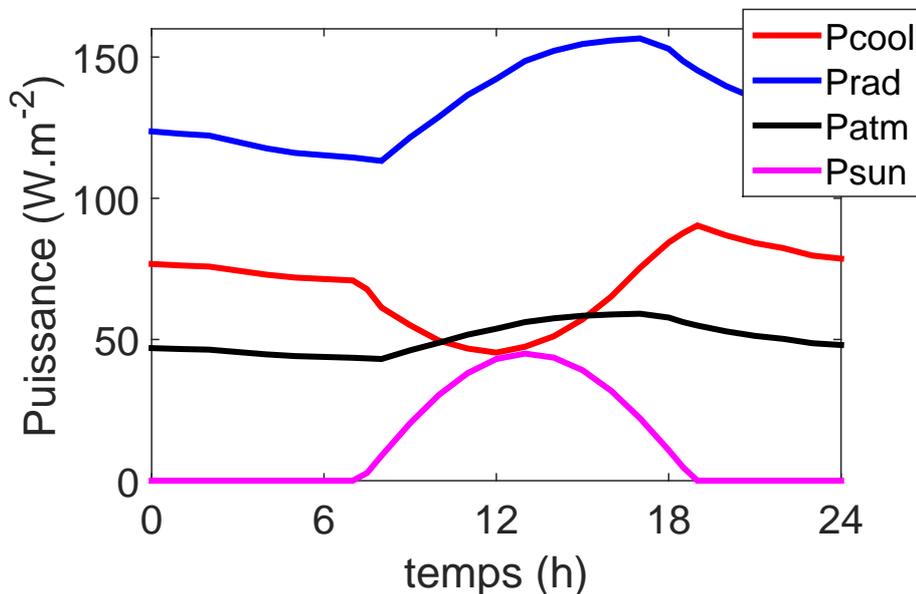


FIGURE 4.32 – Puissance de refroidissement radiatif et ses composantes en fonction du temps pour la journée ensoleillée du 16 mars 2017 à Poitiers.

Comme on pouvait s'y attendre, c'est la nuit où la puissance de refroidissement est la plus grande avec un  $P_{cool}$  autour de 80 W/m<sup>2</sup> en moyenne. Cependant la valeur maximale est atteinte vers 19 h au coucher du soleil. En effet, la température est toujours très élevée (Figure 3.14), mais la contribution due au soleil a quasiment disparu. Ce pic est d'ailleurs en accord avec les conclusions de [6] qui distinguent deux pics de puissance

de refroidissement (un à l'aube et un au crépuscule). Dans notre cas, la température au coucher du soleil étant nettement supérieure à celle du lever, seul le deuxième pic est visible. Autour du midi solaire (qui correspond à 13h10 à Poitiers ce jour-là compte tenu de la correction due à l'heure d'hiver et à la longitude), quand la contribution du soleil est à son maximum, nous avons une puissance de refroidissement radiatif de  $50 \text{ W/m}^2$ . Nos performances sont du même ordre de grandeur que celles d'autres publications sur le même sujet [2, 4, 7] montrant ainsi qu'un bon refroidissement radiatif peut être obtenu en utilisant des réseaux en complément de structures multi-couches.

Concernant les matériaux utilisés dans la structure optimisée, l'argent contribue comme expliqué précédemment à diminuer l'absorption solaire. Cette réflexion sera complétée par les couches diélectriques supérieures. La couche de  $\text{HfO}_2$  ne modifie pas notablement l'émission dans la fenêtre de transparence de l'atmosphère, mais elle contribue à atténuer quelques pics d'émissivité dans le spectre solaire en association avec les couches supérieures. Elle peut de plus servir de couche intermédiaire (ou tampon) pour faciliter la déposition des couches. Les couches supérieures sont composées de  $\text{BN/SiC/SiO}_2$  trois matériaux polaires supportant des SPP. Le BN possède une forte résonance autour de  $8.5 \mu\text{m}$ , la résonance du SiC se situe plutôt vers  $11 \mu\text{m}$  et le  $\text{SiO}_2$  vers  $9 \mu\text{m}$ , mais la couche de  $\text{SiO}_2$  sert aussi de support au réseau de  $\text{SiO}_2$ .

Pour aller plus loin, nous avons cherché quelle était exactement la contribution du multi-couche et du réseau. Pour cela, nous avons tracé sur la figure 4.33 l'apport du réseau seul, sur une couche d'argent pour éviter la transmission, et l'apport du multi-couche comparés à l'émissivité de la structure optimisée et de l'émissivité de la cible 1.

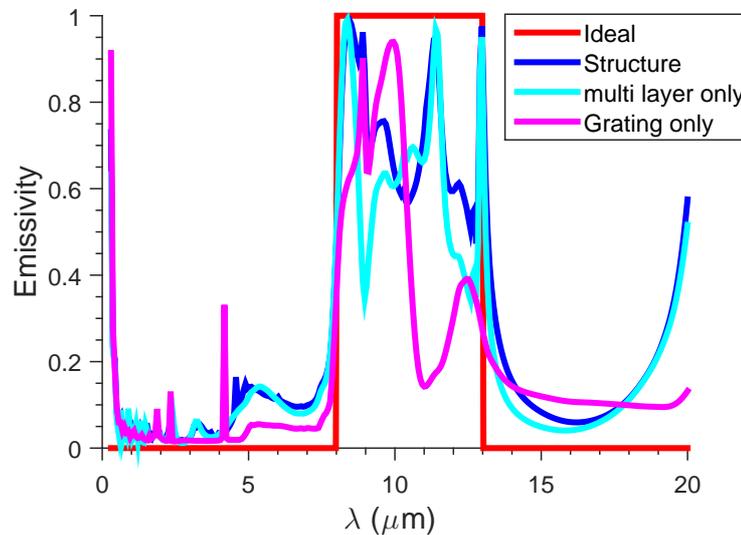


FIGURE 4.33 – Comportement de l'émissivité de chaque composant en fonction de la longueur d'onde à incidence normale et en polarisation TM : idéale (en rouge), structure optimisée (en bleu), multi-couches seulement (en cyan) et réseau seul (en magenta).

Les trois pics d'émissivité produits par la structure multi-couche sont toujours présents dans l'émissivité de la structure optimisée. Ils correspondent à  $8$  et à  $11 \mu\text{m}$  aux résonances du BN et du SiC respectivement. Le dernier à  $13 \mu\text{m}$  est dû à un effet combiné des multi-couches. Le pic à  $9 \mu\text{m}$  provenant du réseau est toujours présent. Le second pic du réseau autour de  $10 \mu\text{m}$  permet d'obtenir une plus grande émissivité autour de cette longueur d'onde qu'avec uniquement le multi-couches. Enfin, on remarque qu'autour de  $12 \mu\text{m}$

l'émissivité de la structure multi-couches+ réseau est plus élevée que l'émissivité du réseau ou du multi-couches seul. Il est possible que l'association du multi-couches et du réseau permette d'en augmenter l'émissivité : soit par l'excitation des SPP, soit par le réseau qui agirait comme une épaisseur supplémentaire de la couche supérieur du multi-couches.

**Cible 2 et cible 3.** Nous avons effectué 2 autres jeux d'optimisation : l'un en prenant pour cible la cible 2 ( $\epsilon=0$  entre 0 et 4  $\mu\text{m}$  et  $\epsilon=1$  entre 4 et 20  $\mu\text{m}$ ) pour utiliser la deuxième fenêtre de transparence entre 16 et 20  $\mu\text{m}$  et l'autre avec la cible 3 ( $\epsilon=0$  entre 0 et 4  $\mu\text{m}$ ,  $\epsilon=1$  entre 8 et 13  $\mu\text{m}$  et une émissivité libre pour le reste des longueurs d'onde) pour avoir une réflectivité totale pour le spectre solaire, une émissivité totale dans la fenêtre de transparence de l'atmosphère, mais ne pas être contraint à avoir un spectre d'émissivité en créneau. Cependant, les meilleures structures pour la cible 3 dans le cas du  $\text{SiO}_2$  sont très similaires à celles pour la cible 1, nous n'en parlerons donc pas. Les paramètres des meilleures structures obtenues pour les cibles 1 et 2 sont listés dans la table 4.1. Pour la cible 2, on a une structure  $\text{Ag}/\text{BN}/\text{SiO}_2/\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$  avec un réseau de  $\text{SiO}_2$ .

Cible	Grating $d(\mu\text{m})$ , $F$ et $h(\mu\text{m})$			Layer 1	Layer 2	Layer 3	Layer 4	Layer 5
	$d1(\mu\text{m})$	$d2(\mu\text{m})$	$d3(\mu\text{m})$	$d4(\mu\text{m})$	$d5(\mu\text{m})$			
1	$\text{SiO}_2$			$\text{SiO}_2$	$\text{SiC}$	$\text{BN}$	$\text{HfO}_2$	$\text{Ag}$
	3.37	0.39	0.736	0.93	0.725	1	0.08	0.11
2	$\text{SiO}_2$			$\text{SiO}_2$	$\text{HfO}_2$	$\text{SiO}_2$	$\text{BN}$	$\text{Ag}$
	3.7	0.69	1	2	1	1	1	0.11

TABLE 4.1 – Paramètres de structures multi-couches + réseaux de  $\text{SiO}_2$  optimisées pour les cibles 1 et 2.

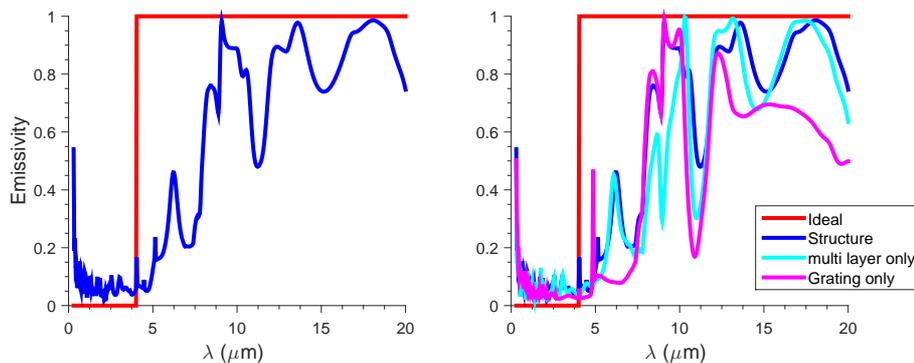


FIGURE 4.34 – À gauche, émissivité de la structure avec réseau de  $\text{SiO}_2$  optimisée pour la cible 2 en fonction de la longueur d'onde à incidence normale (en bleu) comparée à la cible 2 (en rouge). À droite, comportement de l'émissivité de chaque composant en fonction de la longueur d'onde à incidence normale et polarisation TM pour la structure avec réseau de  $\text{SiO}_2$  optimisée pour la cible 2 : idéale (en rouge), structure optimisée (en bleu), multi-couches seulement (en cyan) et réseau seul (en magenta).

Sur la figure 4.34, on a tracé l'émissivité de la structure optimisée pour la cible 2 (en bleu) comparée à celle idéale (en rouge). Comparée à la structure précédente, on a toujours une très bonne réflexion dans le spectre solaire, mais cette structure a une bonne émissivité sur un spectre plus large de 8 à 20  $\mu\text{m}$ . Cela permet d'avoir une puissance de

refroidissement moyenne de  $100 \text{ W/m}^2$  pendant la nuit avec un pic à  $116 \text{ W/m}^2$  au coucher du soleil et un minimum à  $60 \text{ W/m}^2$  à midi. Cela laisse penser que l'on profite donc bien de la seconde fenêtre de transparence entre  $16$  et  $20 \mu\text{m}$  pour laquelle on a une très bonne émissivité. De plus, on a toujours une très bonne émission dans la première fenêtre de transparence. Comme précédemment, on sépare la contribution du multi-couches et du réseau (Figure 4.34). Le réseau contribue fortement aux pics d'émissivité entre  $8$  et  $10 \mu\text{m}$  grâce à la résonance du  $\text{SiO}_2$ , pour les seconds pics entre  $12$  et  $14 \mu\text{m}$  le réseau contribue à l'émissivité pour une longueur d'onde proche de  $12 \mu\text{m}$  et c'est le multi-couches qui prend ensuite le relais pour l'émissivité au delà de  $12\mu\text{m}$ , le réseau produisant ici uniquement un léger décalage de l'émissivité.

### Réseau de SiC.

Les mêmes optimisations pour les 3 types de cibles ont été réalisées avec des structures composées d'un multi-couches surmonté d'un réseau de SiC. Les paramètres des meilleures structures pour les 3 cibles sont listés dans le tableau (Table 4.2).

Cible	Grating $d(\mu\text{m})$ , $F$ et $h(\mu\text{m})$			Layer	Layer	Layer	Layer	Layer	Layer
				1	2	3	4	5	6
				$d1(\mu\text{m})$	$d2(\mu\text{m})$	$d3(\mu\text{m})$	$d4(\mu\text{m})$	$d5(\mu\text{m})$	$d6(\mu\text{m})$
1	<i>SiC</i>			<i>SiC</i>	<i>SiO<sub>2</sub></i>	<i>SiC</i>	<i>BN</i>	<i>Ag</i>	/
	3.28	0.4	0.457	0.03	0.808	0.812	0.942	0.929	/
2	<i>SiC</i>			<i>SiC</i>	<i>SiO<sub>2</sub></i>	<i>HfO<sub>2</sub></i>	<i>Ag</i>	/	/
	3	0.435	1	0.03	3	0.987	0.945	/	/
2	<i>SiC</i>			<i>SiC</i>	<i>SiO<sub>2</sub></i>	<i>HfO<sub>2</sub></i>	<i>SiO<sub>2</sub></i>	<i>HfO<sub>2</sub></i>	<i>Ag</i>
	3	0.43	1	0.03	1	0.93	0.996	1	1

TABLE 4.2 – Paramètres des structures multi-couches + réseaux de SiC optimisées pour les cibles 1, 2 et 3.

**Cible 1.** La structure optimisée pour la cible 1 est composée de  $\text{Ag}/\text{BN}/\text{SiC}/\text{SiO}_2/\text{SiC}$  surmonté d'un réseau de SiC. Son émissivité en fonction de la longueur d'onde comparée à l'émissivité de la cible 1, ainsi que la séparation des contributions du multi-couches et du réseau sont représentées en figure 4.35. On a une émissivité généralement inférieure à  $0.1$  entre  $0$  et  $4 \mu\text{m}$  et plusieurs pics d'émissivité entre  $8$  et  $13 \mu\text{m}$ . La couche de BN contribue fortement à l'émissivité entre  $8$  et  $10 \mu\text{m}$  à cause de la résonance du BN. De même, la couche de SiC contribue à l'émissivité entre  $11$  et  $12.5 \mu\text{m}$  et le  $\text{SiO}_2$  à  $9 \mu\text{m}$ . Le réseau de SiC produit des pics d'émissivité qui sont plutôt faibles. Celui à  $12.5 \mu\text{m}$  ne change pas fondamentalement l'apparence du spectre, celui aux alentours de  $11 \mu\text{m}$ , caractéristique de la résonance du SiC, peut par contre avoir une certaine influence en association avec le multi-couches. En effet, la combinaison du multi-couches avec le réseau permet d'augmenter l'intensité des pics à  $10.5$  et  $11.1 \mu\text{m}$  et de produire celui à  $11.6 \mu\text{m}$ . Cela peut être dû soit à l'excitation des SPP, soit par le réseau qui agirait comme une épaisseur supplémentaire au multi-couches.

La puissance de refroidissement produite est en moyenne la nuit de  $80 \text{ W/m}^2$ , avec un maximum à  $95 \text{ W/m}^2$  à  $19 \text{ h}$  et un minimum à  $50 \text{ W/m}^2$  à midi.

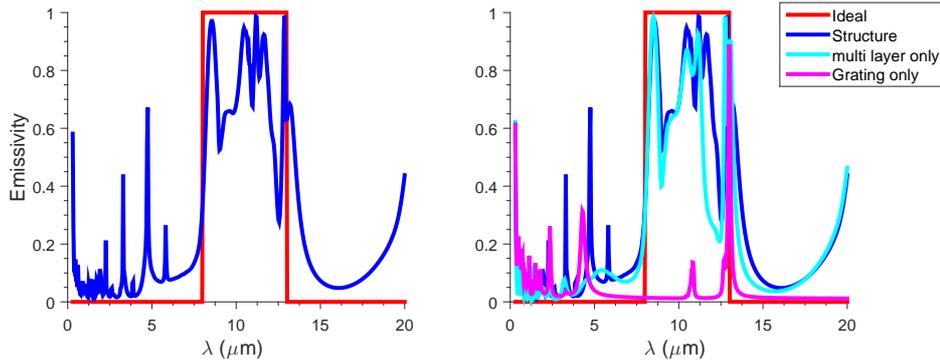


FIGURE 4.35 – A gauche, émissivité de la structure avec réseau de SiC optimisée pour la cible 1 en fonction de la longueur d’onde (en bleu) comparée à la cible 1 (en rouge) à incidence normale et en polarisation TM. A droite, séparation de l’émissivité de chaque composant en fonction de la longueur d’onde pour la structure avec réseau de SiC optimisée pour la cible 1 à incidence normale et en polarisation TM : idéale (en rouge), structure optimisée (en bleu), multi-couches seulement (en cyan) et réseau seul (en magenta).

**Cible 2 et cible 3.** La structure optimisée pour la cible 2 est constituée de Ag/HfO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>/SiC avec un réseau de SiC et pour la cible 3 de Ag/HfO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>/HfO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>/SiC avec un réseau de SiC. Les deux structures sont similaires, on ajoute seulement une couche supplémentaire de SiO<sub>2</sub> et HfO<sub>2</sub> dans le second cas. Les émissivités de ces deux structures en fonction de la longueur d’onde sont donc logiquement proches (Figures 4.36 et 4.37), la conséquence des 2 couches ajoutées se traduit uniquement par l’accentuation du pic à 9 μm, provenant probablement de la résonance du SiO<sub>2</sub>. La séparation des contributions du multi-couches et du réseau pour les deux nous révèle que ce pic à 9 μm provient en effet de la contribution du multi-couches. Il est donc logique qu’il soit accentué par l’addition de nouvelles couches. Le multi-couches contribue aussi à l’émissivité jusqu’à 10 μm et à 11.5 μm, tandis que le réseau produit des pics à 10.5 et 12.5 μm, le reste dépendant du couplage entre les deux.

Concernant la puissance de refroidissement radiatif, les deux structures ont une puissance moyenne durant la nuit de 90 W.m<sup>-2</sup> avec un maximum à 105 W.m<sup>-2</sup> à 19h et un minimum à midi de 58 W.m<sup>-2</sup> pour la première et de 65 W.m<sup>-2</sup> pour la deuxième grâce à une meilleure réflexion solaire pour la deuxième structure.

### Réseau de BN.

Enfin, on réalise les mêmes études avec des structures composées d’un multi-couches surmonté d’un réseau de BN. Les paramètres des meilleures structures pour les 3 cibles sont listés dans le tableau (Table 4.3).

**Cible 1.** La structure optimisée pour la cible 1 est composée de Ag/SiO<sub>2</sub>/SiC/BN avec un réseau de BN. Son émissivité en fonction de la longueur d’onde, ainsi que les contributions du réseau et du multi-couche sont tracées sur la figure 4.38. On a plusieurs pics d’émissivité dans la zone comprise entre 8-13 μm. En dehors de 2 pics situés à 1.3 et 1.4 μm, l’émissivité ne dépasse pas 0.1 dans le spectre solaire. La couche de SiO<sub>2</sub> contribue au pic correspondant à sa résonance à 9 μm, la couche de SiC couplée avec le réseau permet l’apparition de pics entre 11.7 et 12.9 μm. Enfin le réseau de BN contribue aussi aux pics à 8, 10 et 11 μm et à une augmentation de l’émissivité entre 8 et 11 μm en association

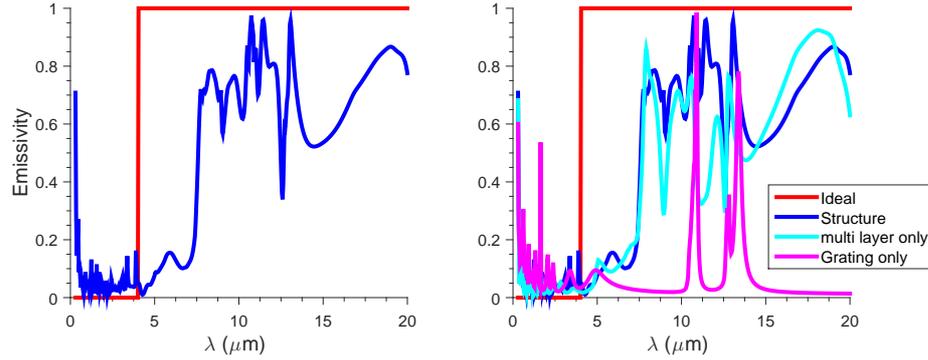


FIGURE 4.36 – A gauche, émissivité de la structure avec réseau de SiC optimisée pour la cible 2 en fonction de la longueur d'onde (en bleu) comparée à la cible 2 (en rouge) à incidence normale et en polarisation TM. A droite, séparation de l'émissivité de chaque composant en fonction de la longueur d'onde pour la structure avec réseau de SiC optimisée pour la cible 2 à incidence normale et en polarisation TM : idéale (en rouge), structure optimisée (en bleu), multi-couches seulement (en cyan) et réseau seul (en magenta).

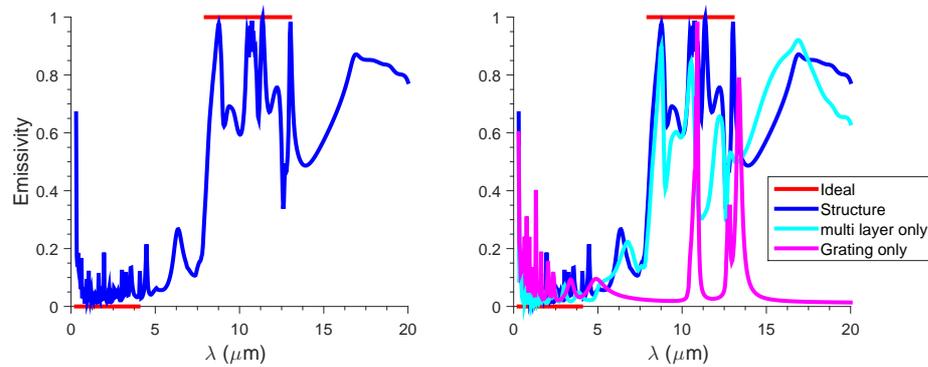


FIGURE 4.37 – A gauche, émissivité de la structure avec réseau de SiC optimisée pour la cible 3 en fonction de la longueur d'onde (en bleu) comparée à la cible 3 (en rouge) à incidence normale et en polarisation TM. A droite, séparation de l'émissivité de chaque composant en fonction de la longueur d'onde pour la structure avec réseau de SiC optimisée pour la cible 3 à incidence normale et en polarisation TM : idéale (en rouge), structure optimisée (en bleu), multi-couches seulement (en cyan) et réseau seul (en magenta).

Cible	Grating $d(\mu\text{m})$ , $F$ et $h(\mu\text{m})$			Layer 1	Layer 2	Layer 3	Layer 4	Layer 5
	$d1(\mu\text{m})$	$d2(\mu\text{m})$	$d3(\mu\text{m})$	$d4(\mu\text{m})$	$d5(\mu\text{m})$			
1	<i>BN</i>			<i>BN</i>	<i>SiC</i>	<i>SiO<sub>2</sub></i>	<i>Ag</i>	
	3.83	0.59	0.998	0.07	0.686	1.03	0.99	
2	<i>BN</i>			<i>BN</i>	<i>HfO<sub>2</sub></i>	<i>SiO<sub>2</sub></i>	<i>BN</i>	<i>Ag</i>
	3.64	0.53	0.99	0.035	1.94	0.977	0.826	0.283
2	<i>BN</i>			<i>BN</i>	<i>SiO<sub>2</sub></i>	<i>BN</i>	<i>SiO<sub>2</sub></i>	<i>Ag</i>
	3	0.64	1	0.986	1.98	0.04	0.999	0.979

TABLE 4.3 – Paramètres de structures multi-couches + réseaux de BN optimisées pour les cibles 1, 2 et 3.

avec le multi-couches.

Pour cette structure, on a une puissance de refroidissement de  $80 \text{ W/m}^2$  en moyenne la nuit avec un maximum à  $90 \text{ W/m}^2$  à 19h et un minimum à  $50 \text{ W/m}^2$  à midi.

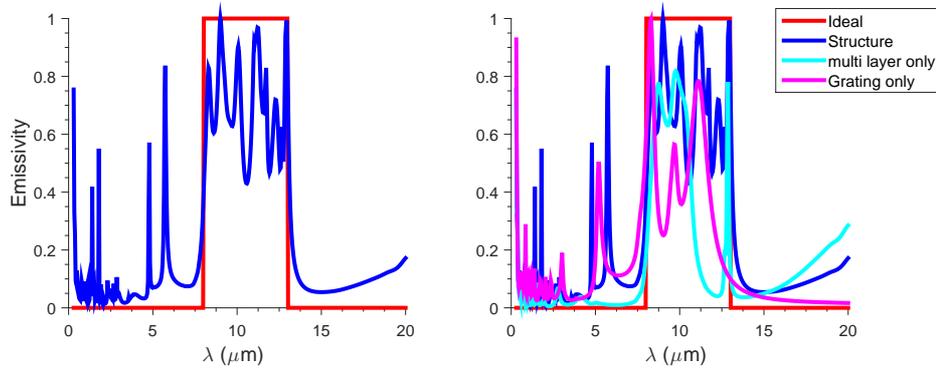


FIGURE 4.38 – A gauche, émissivité de la structure avec réseau de BN optimisée pour la cible 1 en fonction de la longueur d'onde (en bleu) comparée à la cible 1 (en rouge) à incidence normale et en polarisation TM. A droite, séparation de l'émissivité de chaque composant en fonction de la longueur d'onde pour la structure avec réseau de BN optimisée pour la cible 1 à incidence normale et en polarisation TM : idéale (en rouge), structure optimisée (en bleu), multi-couches seulement (en cyan) et réseau seul (en magenta).

**Cible 2.** La structure optimisée pour la cible 2 est composée de Ag/BN/SiO<sub>2</sub>/HfO<sub>2</sub>/BN avec un réseau de BN. On a bien des pics d'émissivité et une forte émissivité de 4 à 20  $\mu\text{m}$  (Figure 4.39). Le multi-couches contribue à une forte émissivité entre 10 et 20  $\mu\text{m}$ , le réseau entre 8 et 11  $\mu\text{m}$  et le couplage des 2 pour le reste. Concernant les puissances de refroidissement, on est dans la fourchette supérieure de ce que l'on peut obtenir avec nos types de structures dans nos conditions : une moyenne de  $90 \text{ W/m}^2$  la nuit, un maximum à  $108 \text{ W/m}^2$  et un minimum à  $60 \text{ W/m}^2$ .

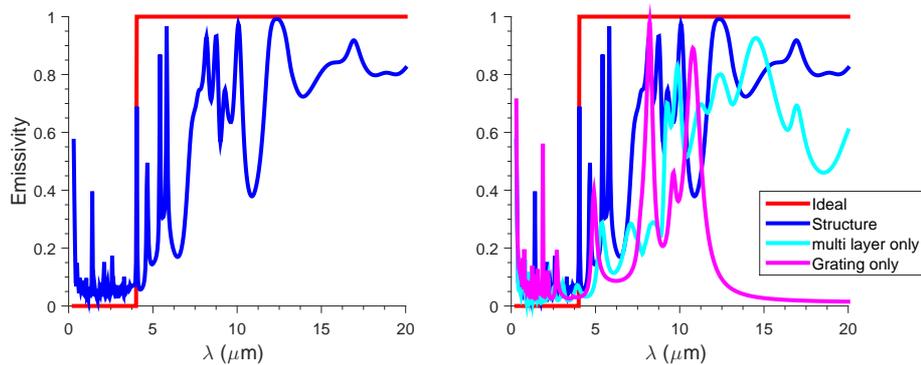


FIGURE 4.39 – A gauche, émissivité de la structure avec réseau de BN optimisée pour la cible 2 en fonction de la longueur d'onde (en bleu) comparée à la cible 2 (en rouge) à incidence normale et en polarisation TM. A droite, séparation de l'émissivité de chaque composant en fonction de la longueur d'onde pour la structure avec réseau de BN optimisée pour la cible 2 à incidence normale et en polarisation TM : idéale (en rouge), structure optimisée (en bleu), multi-couches seulement (en cyan) et réseau seul (en magenta).

**Cible 3.** La structure optimisée pour la cible 3 est composée de Ag/SiO<sub>2</sub>/BN/SiO<sub>2</sub>/BN avec un réseau de BN. En séparant les contributions du réseau et du multi-couches (Figure 4.40), on observe que le multi-couches contribue à l'émissivité des pics à 8,10 et 11  $\mu\text{m}$ . Le réseau en produit entre 8 et 10  $\mu\text{m}$  grâce à la résonance du BN. Le couplage entre les deux ajoute une forte émissivité entre 10 et 13  $\mu\text{m}$ . Les puissances de refroidissement radiatif sont quant à elles dans la moyenne avec un maximum à 100W/m<sup>2</sup>, un minimum à 55 W/m<sup>2</sup> et une moyenne la nuit à 80W/m<sup>2</sup>

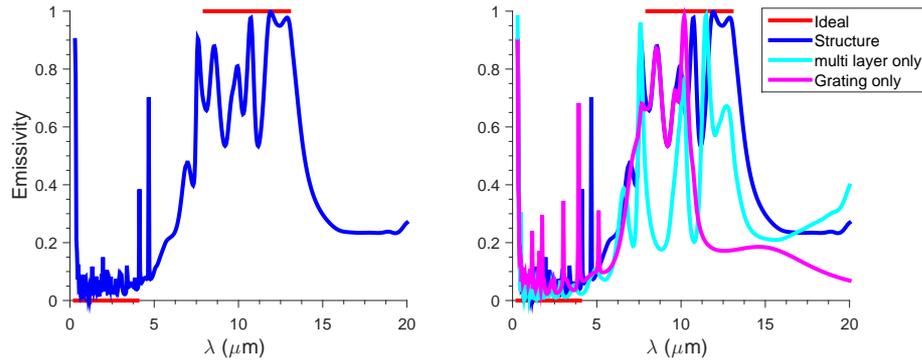


FIGURE 4.40 – A gauche, émissivité de la structure avec réseau de BN optimisée pour la cible 3 en fonction de la longueur d'onde (en bleu) comparée à la cible 3 (en rouge) à incidence normale et en polarisation TM. A droite, séparation de l'émissivité de chaque composant en fonction de la longueur d'onde pour la structure avec réseau de BN optimisée pour la cible 3 à incidence normale et en polarisation TM : idéale (en rouge), structure optimisée (en bleu), multi-couches seulement (en cyan) et réseau seul (en magenta).

On a donc vu qu'il était possible d'obtenir des puissances de refroidissement conséquentes pour des structures constituées de 3 types de réseaux (SiO<sub>2</sub>, SiC et BN) et pour différentes cibles d'optimisation. Tout cela, en se plaçant dans des conditions non idéales et dans le cas d'une journée ensoleillée de mars à Poitiers. Le réseau contribue principalement à l'émissivité dans la fenêtre [8-13]  $\mu\text{m}$  par l'intermédiaire des pics d'émissivité dus aux résonances de chaque matériau les constituant. On peut d'ailleurs modéliser un peu ces pics d'émissivité de manière à avoir un pic plus large en optimisant les paramètres du réseau. D'autre part, l'association du multi-couches et du réseau permet dans certains cas d'améliorer l'émissivité de la structure à certaines longueurs d'onde, là où ni le multi-couches seul, ni le réseau n'y arrivent. Cela peut provenir soit de l'excitation des SPP, soit du réseau qui agirait comme une épaisseur supplémentaire au multi-couches. En synthèse, nous avons réuni sur la figure 4.41, la puissance de refroidissement radiatif  $P_{cool}$  au cours du temps pour les meilleures structures de SiO<sub>2</sub>, de SiC et de BN. Majoritairement, la structure avec un réseau de SiO<sub>2</sub> produit un peu plus de puissance de refroidissement radiatif que les deux autres, puis celle avec un réseau de BN suit et enfin celle avec un réseau de SiC. Cependant, au plus fort de l'ensoleillement dans la journée, la structure avec un réseau de SiC devient meilleure, car elle bénéficie d'une meilleure réflexion dans la bande d'émission solaire.

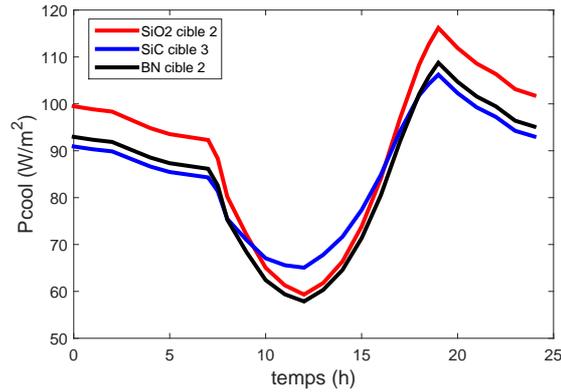


FIGURE 4.41 – Comparaison de la puissance de refroidissement radiatif  $P_{cool}$  au cours du temps pour les meilleures structures de  $\text{SiO}_2$ , de  $\text{SiC}$  et de  $\text{BN}$ .

#### 4.2.6 Évolution du refroidissement radiatif au cours de la journée dans certains cas.

##### Influence de la température.

Jusqu'à présent, nous avons considéré l'évolution de la puissance de refroidissement radiatif pour une unique journée de l'année dans un seul lieu. En l'absence d'effets conducto-convectifs ( $P_{cond+conv}=0 \text{ W.m}^{-2}$ ), l'évolution de la puissance de refroidissement radiatif dépend principalement de la température (on conserve ici l'hypothèse  $T_{amb}=T_s$ ), ainsi que de la présence ou non du soleil.

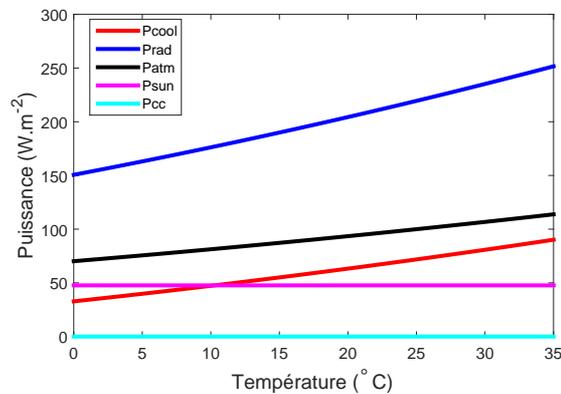


FIGURE 4.42 – Évolution des composantes de la puissance de refroidissement radiatif en fonction de la température pour un éclairement solaire constant de  $650 \text{ W.m}^{-2}$

On a tracé sur la figure 4.42 la puissance rayonnée par la structure  $P_{rad}$ , celle absorbée due au rayonnement atmosphérique incident  $P_{atm}$  et la puissance solaire absorbée  $P_{sun}$  en fonction de la température.  $P_{sun}$  ne dépend pas de la température, mais seulement de l'éclairement, pour un éclairement constant et une température variée, il reste donc constant.  $P_{rad}$  et  $P_{atm}$  sont indépendants de l'éclairement, mais augmentent avec la température. De plus,  $P_{rad}$  augmente plus rapidement que  $P_{atm}$ . Ainsi la nuit, en l'absence de soleil, la puissance de refroidissement augmentera elle aussi avec la température. Pour un meilleur refroidissement radiatif nocturne, il est donc intéressant d'avoir une température élevée. Le jour, toujours en l'absence d'effets conducto-convectifs, une température

élevée est un atout, tant qu'elle n'est pas combinée à un très fort éclairage solaire. En effet, pour un éclairage constant, la puissance  $P_{rad}$  augmente plus rapidement que la puissance  $P_{atm}$  avec la température, donc globalement la puissance  $P_{cool}$  augmente aussi avec la température. Cependant, la puissance  $P_{sun}$  augmente avec l'éclairage solaire et une température élevée va souvent de pair avec un fort éclairage solaire. Donc en présence d'un fort éclairage et d'une température élevée, il sera plus difficile de conserver une puissance de refroidissement élevée qu'en présence d'un faible éclairage et d'une température élevée. Cela explique notamment les maxima de puissance de refroidissement radiatif que l'on observe en fin de journée. En effet, le soleil étant quasiment couché, l'éclairage est très faible, mais on conserve une température élevée. Ainsi pour deux jours ayant des éclairages solaires similaires, la puissance de refroidissement sera différente si une des deux journées possède une température globale plus élevée.

Nous allons maintenant confirmer ces propriétés en comparant la puissance de refroidissement radiatif au cours d'une journée pour différentes saisons et pour différents lieux aux conditions météorologiques différentes.

### Exemple d'évolution en fonction des saisons.

Nous allons d'abord comparer les performances des puissances de refroidissement de nos structures à Poitiers selon la saison considérée.

On se place dans notre cas de départ à Poitiers à différentes dates : 16 mars 2017, 20 juin 2017, 20 septembre 2016 et 17 décembre 2016. On a relevé les températures (Figure 4.43) et calculé l'éclairage (Figure 4.44) pour ces dates. On trace l'évolution de la puissance de refroidissement au cours de la journée pour ces 4 dates (Figure 4.45).

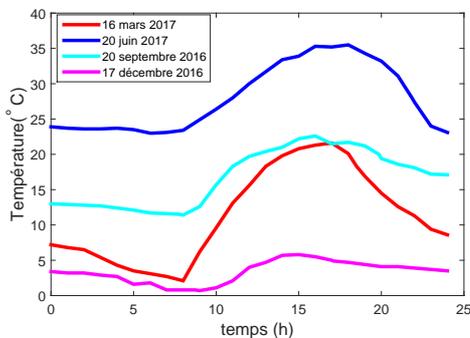


FIGURE 4.43 – Températures au cours de la journée pour 4 dates différentes à Poitiers.

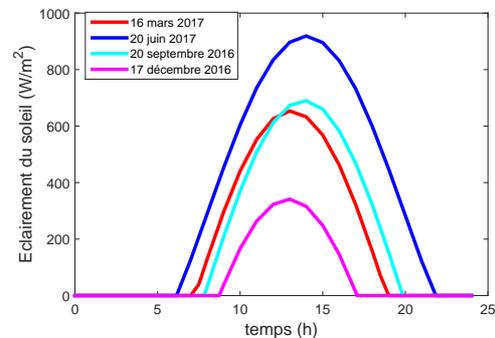


FIGURE 4.44 – Éclairage au cours de la journée pour 4 dates différentes à Poitiers.

Naturellement c'est aux alentours du solstice d'été (20 juin) où l'on produit le plus de puissance de refroidissement, notamment la nuit. Les températures sont très élevées même la nuit, cela permet une puissance de refroidissement considérable. La nuit où on a des températures élevées sans subir l'influence du soleil, on a une moyenne de  $100\text{W/m}^2$ . On a un maximum à  $108\text{W/m}^2$  au coucher du soleil et un minimum à  $52\text{W/m}^2$  à 13h.

La puissance de refroidissement moyenne la nuit diminue au fil des saisons, on est entre  $85$  et  $90\text{W/m}^2$  le 20 septembre, à  $80\text{W/m}^2$  le 16 mars et à  $70\text{W/m}^2$  le 17 décembre. Le maximum de puissance diminue aussi au fil des saisons et se décale avec l'heure de coucher du soleil :  $108\text{W/m}^2$  à 22h (20 juin),  $95\text{W/m}^2$  à 19h (20 sept),  $90\text{W/m}^2$  à 19h (16 mars) et  $73\text{W/m}^2$  à 17h (17 déc). Les minima se décalent eux aussi en fonction des dates et oscillent entre  $45$  et  $52\text{W/m}^2$ . L'heure du minimum dépend largement du ratio

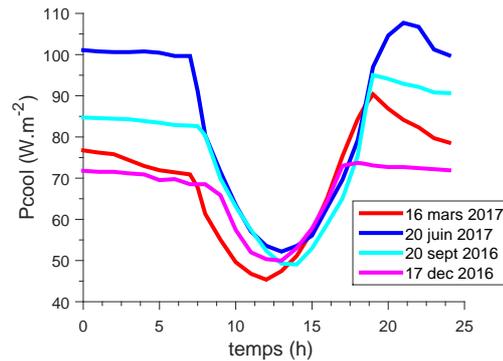


FIGURE 4.45 – Puissance de refroidissement au cours de la journée pour le 16 mars 2017 (en rouge), le 20 juin 2017 (en bleu), le 20 septembre 2016 (en cyan), le 17 décembre 2016 (en magenta) à Poitiers.

température/éclairage, mais aussi du changement entre l'heure d'été et l'heure d'hiver, les calculs ayant été faits à partir de l'heure locale.

Bien qu'elles aient des temps et des valeurs d'éclairement similaires, la différence entre les 2 dates proches des équinoxes (16 mars et 20 sept) provient du fait que la température du 20 septembre est plus élevée pendant la nuit et atteint donc plus rapidement des valeurs proches de son maximum de température pendant la journée, tandis que le 16 mars des valeurs comparables ne sont atteintes qu'en fin d'après midi. On a donc un meilleur ratio température/éclairage le 20 septembre.

Des températures élevées pendant la nuit contribuent donc bien à de bonnes puissances de refroidissement. La journée, l'effet de la température seule est plus mitigé, il s'agit surtout d'avoir un bon ratio température/éclairage, i.e. pour un éclairage donné avoir la température la plus élevée possible est plus intéressant. Ainsi le ratio température/éclairage étant bon, on a tout de même des valeurs de refroidissement correctes le 17 décembre.

### Exemple d'évolution pour 2 localisations différentes.

On effectue maintenant la même comparaison pour des jours similaires (mais dégagés) entre 2 lieux différents : à Poitiers (le 15 octobre 2016) et à Cave creek en Arizona (un lieu où des mesures de puissance de refroidissement radiatif ont déjà été réalisées dans [6] (le 19 octobre 2016) (Figure 4.48).

On a un léger décalage dû au fait que le maximum d'éclairement solaire est atteint à 12h à Cave creek et à 14h à Poitiers (Figure 4.47). Cependant, la puissance de refroidissement pour des jours similaires est très supérieure à Cave creek. Pendant la nuit, on a en moyenne 95 W/m<sup>2</sup> avec un maximum à 111 W/m<sup>2</sup> à Cave creek, contre 75 en moyenne avec un maximum à 90 W/m<sup>2</sup> à Poitiers. De même pour les minimums, on a 63 W/m<sup>2</sup> à Cave creek contre 50 W/m<sup>2</sup> à Poitiers. Cela est dû au fait que les températures sont supérieures de 10 à 15 degrés à Cave creek avec un éclairage supérieur mais pas plus long grâce à sa position géographique (Figures 4.46 et 4.47).

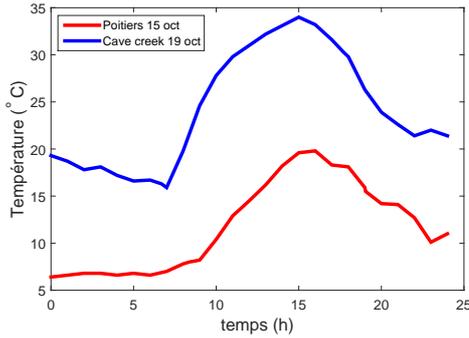


FIGURE 4.46 – Températures au cours de la journée pour une journée d'octobre pour deux lieux différents.

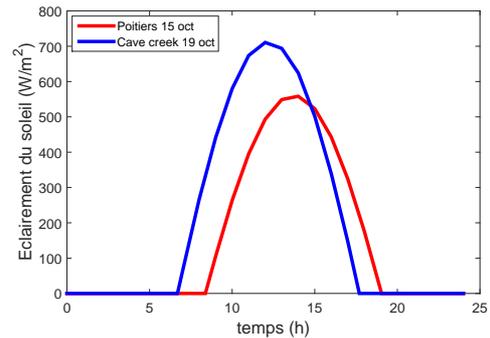


FIGURE 4.47 – Éclairement au cours de la journée pour une journée d'octobre pour deux lieux différents.

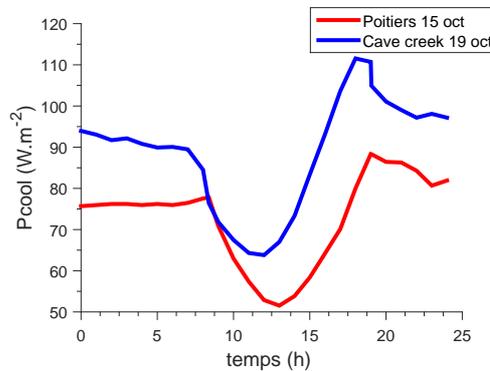


FIGURE 4.48 – Puissance de refroidissement au cours de la journée à Poitiers le 15 octobre 2016 (en rouge) et à Cave Creek en Arizona le 19 octobre 2016 (en bleu).

### 4.2.7 Étude d'une structure dans les 2 polarisations TM et TE.

#### Comparaison TM et TE.

Jusqu'à présent, nous avons étudié uniquement nos structures pour la polarisation TM et pour un angle azimutal nul. Nous allons donc étudier une des structures précédemment optimisées suivant les 2 polarisations TM et TE pour en évaluer l'impact sur les performances en terme de refroidissement radiatif. Revenons sur notre première structure optimisée : celle avec un réseau de  $\text{SiO}_2$  optimisée pour la cible 1 classique (émission égale à 1 uniquement entre 8 et 13  $\mu\text{m}$ ). Nous avons une structure multi-couches qui émet uniformément pour les 2 polarisations TM et TE et un réseau 1D qui émet lui de façon différencié et quasiment exclusivement dans la polarisation TM. Nous avons tracé sur la figure 4.49 l'émissivité de cette structure pour les deux polarisations TM et TE comparées à l'émissivité cible idéale, mais toujours pour un angle azimutal nul.

On remarque sur la figure 4.49 qu'en polarisation TE, on a encore les pics d'émissivité correspondant au multi-couches, mais le pic correspondant au réseau n'est plus présent. Cependant, on remarque toujours les contributions combinées du réseau et du multi-couches à 9.5 et 12  $\mu\text{m}$ , mais avec une différence entre les 2 polarisations. Pour en évaluer l'impact sur la puissance de refroidissement, on trace la puissance de refroidissement en fonction du temps pour la structure en polarisation TM et TE et pour la moyenne des deux polarisations (Figure 4.50). On a effectivement une puissance de refroidissement plus faible en polarisation TE, mais elle n'en est pas pour autant négligeable, on perd

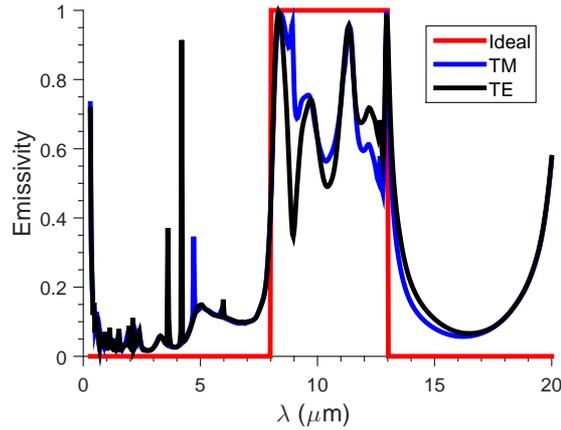


FIGURE 4.49 – Emissivité de la structure avec réseau de SiO<sub>2</sub> optimisée pour la cible 1 en fonction de la longueur d'onde en polarisation TM(en bleu) et TE (en noire) comparée à la cible 1 (en rouge) à incidence normale et pour un angle azimutal nul.

environ  $4\text{W.m}^{-2}$  à chaque instant  $t$ . Cela dépend de l'influence qu'avait globalement le réseau sur l'émissivité de la structure, on a remarqué que la différence entre la puissance de refroidissement radiatif entre la polarisation TM et TE pouvait aller jusqu'à  $10\text{ W/m}^2$  à chaque instant  $t$  selon la structure. Ce qui signifie qu'en lumière non polarisée, on perd entre 2 et  $5\text{ W.m}^{-2}$  par rapport à la puissance en polarisation TM.

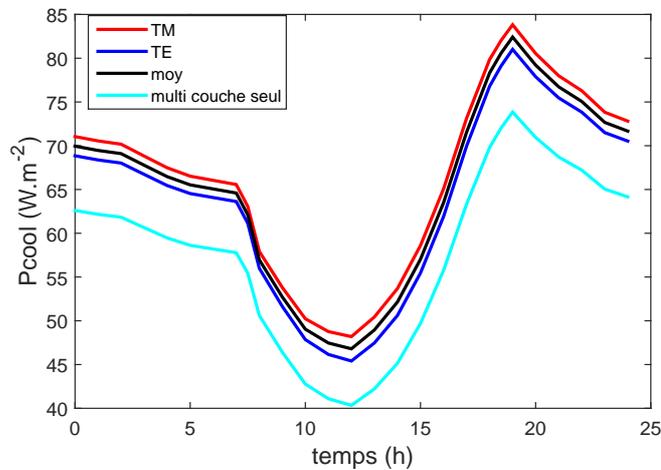


FIGURE 4.50 – Puissance de refroidissement radiatif en fonction du temps à partir de températures relevées à Poitiers lors de la journée ensoleillée du 16 mars 2017 en polarisation TM(en rouge) et TE (en bleu) et la moyenne des deux (en noire) et la puissance de refroidissement produite par le multi-couche seul (en cyan).

### Influence de l'angle azimutal.

L'introduction d'un angle azimutal n'a pas d'influence sur l'émission du multi-couches, mais il pourrait en avoir sur celle du réseau, comme présenté dans la section 3.2. Pour un angle azimutal non nul, on peut par exemple avoir des pics d'émissivité du réseau pour la polarisation TE [20, 21], moyennant une bonne optimisation des paramètres du réseau. Cependant, les réseaux utilisés ont tous été choisis pour être des sources cohérentes

omnidirectionnelles, i.e. leur pic d'émissivité est présent pour tous les angles d'incidence. Marquier et al. [20, 21] ont démontré que l'angle azimutal avait peu d'influence sur ce type de sources. En lumière non polarisée, l'émissivité de ce type de réseau est égale à la moitié du maximum d'amplitude du pic à la longueur d'onde du pic, mais pour tous les angles d'émission (angle d'incidence et angle azimutal). Ainsi dans notre application, en lumière non polarisée, la puissance de refroidissement radiatif est égale à la moyenne des puissances de refroidissement en polarisation TM et TE, en noire sur la figure 4.49. Ainsi le gain réel de l'ajout du réseau par rapport au multi-couches simple (dont la puissance est représentée en cyan sur la figure 4.49) est pour l'instant de 5 à 10 W/m<sup>2</sup>.

Un réseau 1D, même omnidirectionnel, sera toujours limité à une émissivité non polarisée de maximum 0.5 pour son pic d'émissivité [20, 21], car la condition de couplage des SPP en polarisation n'est pas réalisée pour toutes les directions. Pour pallier à ce fait, on peut utiliser des réseaux 2D. En effet, Arnold et al. ont montré que la double périodicité des réseaux 2D permet d'assurer le couplage en phase et en polarisation des SPP pour au moins un des ordres diffractés pour tous les angles d'émission [22]. Il est donc possible d'avoir un pic d'émissivité de maximum proche de 1 pour tous les angles d'incidence et tous les angles azimutaux et pour les deux polarisations avec un réseau 2D dont les paramètres ont été optimisées. L'utilisation d'un tel réseau performant dans les deux polarisations pourrait être intéressant dans nos structures multi-couches + réseau.

## 4.3 Vers une validation expérimentale de certains de ces résultats.

### 4.3.1 Méthodes de fabrication et limitations expérimentales.

Nous envisageons ensuite la possibilité d'une fabrication de ces structures par dépôt de couches pour la partie multi-couches et par gravure FIB pour la partie réseau. Cependant nos réseaux ne sont pas tous adaptés pour la fabrication. Certaines couches ne peuvent pas forcément être déposées l'une sur l'autre. D'autres sont trop épaisses pour un procédé de dépôt. Enfin, la multiplicité des matériaux au sein d'une même structure en rend la fabrication difficile. Nous envisageons dans un premier temps de réaliser nos structures en collaboration avec le département structures et matériaux de l'institut P'. Ils ne peuvent pas déposer de SiC ou de BN pour le moment, nous avons donc choisi de travailler dans un premier temps avec une structure possédant un réseau de SiO<sub>2</sub> et de réaliser le multi-couches avec de l'Ag, du SiO<sub>2</sub> et du TiO<sub>2</sub>, possédant des propriétés proches du HfO<sub>2</sub> mais moins coûteux. L'épaisseur des couches ne devra pas non plus être trop grande, et dans l'idéal ne pas dépasser le micromètre.

### 4.3.2 Structures multi-couches+ réseau simplifiées.

La structure simplifiée, pour une éventuelle fabrication et optimisée pour émettre fortement uniquement entre 8 et 13 μm, est schématisée sur la figure 4.51. Nous complétons le pic d'émission du réseau avec l'émission d'une cavité de Fabry-Pérot "optimisée" : une couche de TiO<sub>2</sub> située entre 2 couches de SiO<sub>2</sub>.

Dans les mêmes conditions que précédemment, on trace la puissance de refroidissement radiatif (en rouge) et la séparation de ces différentes contributions sur la figure 4.52. On a toujours un maximum de puissance de refroidissement radiatif de 90 W/m<sup>2</sup> à 19h et la puissance de refroidissement radiatif est toujours meilleure la nuit. Autour du midi

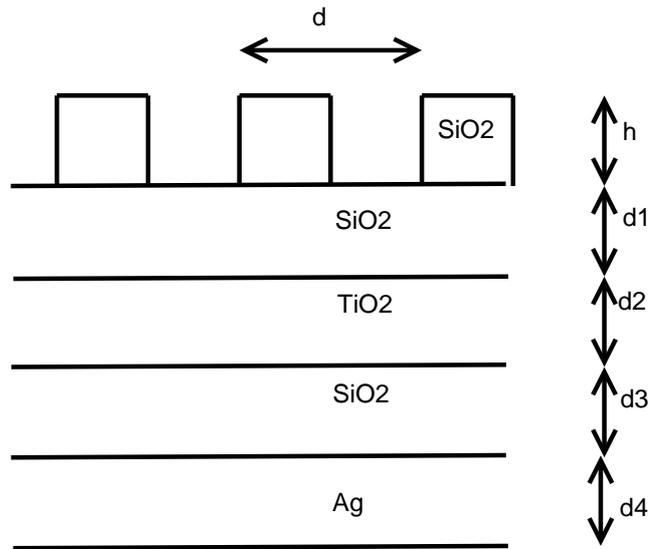


FIGURE 4.51 – Structure simplifiée, pour une éventuelle fabrication, avec un réseau de SiO<sub>2</sub> optimisée pour émettre fortement uniquement entre 8 et 13  $\mu\text{m}$  avec les paramètres  $d=2\mu\text{m}$ ,  $F=0.5$ ,  $h=0.83\mu\text{m}$ ,  $d1=0.2\mu\text{m}$ ,  $d2=0.6\mu\text{m}$ ,  $d3=0.6\mu\text{m}$  et  $d4=0.15\mu\text{m}$ .

solaire, on atteint un  $P_{cool}$  de 40 W/m<sup>2</sup>. Ainsi la performance de la structure simplifiée, bien qu'un peu en dessous des performances des autres structures, est toujours très bonne.

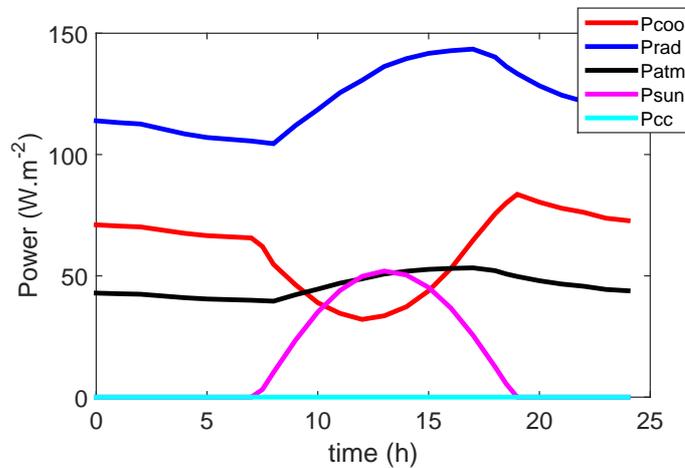


FIGURE 4.52 – Puissance de refroidissement radiatif et ses composantes en fonction du temps à partir des températures relevées à Poitiers lors de la journée ensoleillée du 16 mars 2017.

Comme précédemment, on sépare les contributions du multi-couches seul et du réseau seul sur la figure 4.53. Avec son pic d'émission aux alentours de 9  $\mu\text{m}$ , le réseau participe fortement à l'émission entre 8 et 11  $\mu\text{m}$ . La cavité de TiO<sub>2</sub> produit un fort pic d'émissivité à 10  $\mu\text{m}$  et un plus faible à 12  $\mu\text{m}$ . Enfin, l'association des effets du réseau et du multi-couches permet d'augmenter l'émission entre 8 et 11  $\mu\text{m}$  et autour de 12  $\mu\text{m}$ .

Ainsi il est possible d'obtenir un bon refroidissement radiatif avec une structure simplifiée composée d'un multi-couches avec un faible nombre de couche et d'un réseau de SiO<sub>2</sub>.

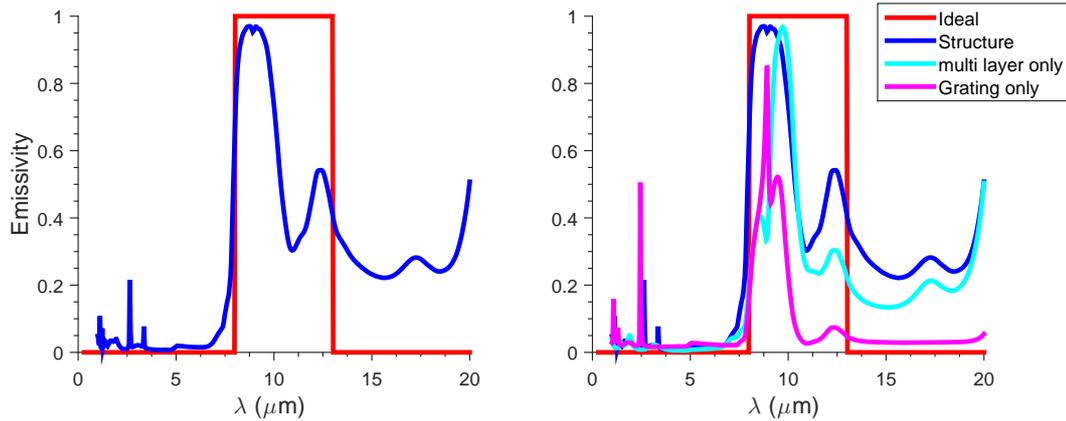


FIGURE 4.53 – A gauche, émissivité de la structure avec réseau de SiO<sub>2</sub> simplifiée (en bleu) comparée à la cible idéale (en rouge) à incidence normale et en polarisation TM. A droite, décomposition de l'émissivité de chaque composante en fonction de la longueur d'onde pour la structure avec réseau de SiO<sub>2</sub> simplifiée à incidence normale et en polarisation TM : idéale (en rouge), structure optimisée (en bleu), multi-couche seulement (en cyan) et réseau seul (en magenta).

## 4.4 Conclusion.

Cette étude constitue une approche préliminaire de l'utilisation d'une structure multi-couche + réseau pour une application au refroidissement radiatif. Nous avons commencé par choisir les meilleures cibles pour obtenir une puissance de refroidissement maximale. Il est essentiel d'être un maximum réfléchissant dans la bande d'émission solaire et très émissif dans la fenêtre de transparence atmosphérique située entre 8 et 13  $\mu\text{m}$ . Selon que l'on considère ou non les effets conducto-convectifs, les cibles "idéales" ne sont pas les mêmes. En considérant des effets conducto-convectifs, les cibles [8-13]  $\mu\text{m}$  et [4-20]  $\mu\text{m}$  ont des puissances comparables au midi solaire, et les cibles [8-13 et 16-20]  $\mu\text{m}$  et [8-20]  $\mu\text{m}$  sont les plus intéressantes. Par contre, dans un cas où on négligerait la conduction et la convection (si on s'en isole totalement par exemple), les cibles les plus intéressantes sont les cibles [8-13]  $\mu\text{m}$  en terme de température minimale atteinte et [4-20]  $\mu\text{m}$ , en terme de puissance de refroidissement maximale. Nous sommes partis de ce dernier cas pour optimiser nos structures multi-couches + réseau. Nous avons pu optimiser des structures possédant une très forte émissivité dans les fenêtres de transparence atmosphérique et très peu émissive dans la bande d'émission solaire. Ces structures permettent d'obtenir de très bonnes puissances de refroidissement radiatif en utilisant des réseaux de SiO<sub>2</sub>, de SiC et de BN. L'association des multi-couches et des réseaux permet d'augmenter nettement l'émissivité pour certaines longueurs d'onde indépendamment des pics d'émissivité produits par le réseau ou le multi-couches seul. Ce phénomène pourrait provenir de l'excitation de SPP au sein du multi-couches accentuée par le réseau ou le réseau pourrait jouer le rôle d'une couche supplémentaire au multi-couches accentuant ainsi son émissivité.

Nous avons dans cette étude travaillé uniquement avec des réseaux lamellaires 1D. Bien que les réseaux 1D peuvent produire de l'émissivité en polarisation TE dans le cas d'un angle azimutal non nul, il existe une différence dans l'émission de nos structures entre la polarisation TM et la polarisation TE. Cependant cette influence ne dépasse pas 4 à 10 W/m<sup>2</sup>, on a donc en lumière non polarisée, une puissance de nos structures diminuée de 2 à 5 W/m<sup>2</sup> par rapport à celle en polarisation TM. Pour de futures études, il pourrait cependant être intéressant d'utiliser des réseaux 2D produisant des pics d'émissivité proche

de 1 pour les 2 polarisations et tous les angles d'émission. Cela permettrait d'améliorer encore la puissance de refroidissement radiatif. Enfin, nous avons aussi vu qu'il était possible d'obtenir de bonnes puissances de refroidissement radiatif avec une structure simplifiée, comprenant moins de couches et des couches moins épaisses associées à un réseau de SiO<sub>2</sub>, qui serait plus adaptée à une fabrication expérimentale.

## Bibliographie

- [1] Z. Huang and X. Ruan. Nanoparticle embedded double-layer coating for daytime radiative cooling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 104 :890–896, January 2017.
- [2] A. P. Raman, M. A. Anoma, L. Zhu, E. Rephaeli, and S. Fan. Passive radiative cooling below ambient air temperature under direct sunlight. *Nature*, 515(7528) :540–544, November 2014.
- [3] M. M. Hossain, B. Jia, and M. Gu. A Metamaterial Emitter for Highly Efficient Radiative Cooling. *Advanced Optical Materials*, 3(8) :1047–1051, August 2015.
- [4] M. A. Kecebas, M. P. Menguc, A. Kosar, and K. Sendur. Passive radiative cooling design with broadband optical thin-film filters. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 198 :179–186, September 2017.
- [5] J.-I. Kou, Z. Jurado, Z. Chen, S. Fan, and A. J. Minnich. Daytime Radiative Cooling Using Near-Black Infrared Emitters. *ACS Photonics*, 4(3) :626–630, March 2017.
- [6] Y. Zhai, Y. Ma, S. N. David, D. Zhao, R. Lou, G. Tan, R. Yang, and X. Yin. Scalable-manufactured randomized glass-polymer hybrid metamaterial for daytime radiative cooling. *Science*, page eaai7899, February 2017.
- [7] E. Rephaeli, A. Raman, and S. Fan. Ultrabroadband Photonic Structures To Achieve High-Performance Daytime Radiative Cooling. *Nano Letters*, 13(4) :1457–1461, 2013.
- [8] Un été au frais avec les conseils de l'ADEME.
- [9] A.-M. Bianchi, Y. Fautrelle, and J. Etay. *Transferts thermiques*. PPUR, Lausanne, 1 edition, 2004.
- [10] A. D. Rakić, A. B. Djurišić, J. M. Elazar, and M. L. Majewski. Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices. *Applied Optics*, 37(22) :5271–5283, August 1998.
- [11] J. Drevillon, K. Joulain, P. Ben-Abdallah, and E. Nefzaoui. Far field coherent thermal emission from a bilayer structure. *Journal of Applied Physics*, 109(3) :034315, February 2011.
- [12] E. Nefzaoui, J. Drevillon, and K. Joulain. Selective emitters design and optimization for thermophotovoltaic applications. *Journal of Applied Physics*, 111(8) :084316, April 2012.
- [13] I. Celanovic, D. Perreault, and J. Kassakian. Resonant-cavity enhanced thermal emission. *Physical Review B*, 72(7) :075127, 2005.

- [14] D. Chester, P. Bermel, J. D. Joannopoulos, M. Soljacic, and I. Celanovic. Design and global optimization of high-efficiency solar thermal systems with tungsten cermet. *Optics Express*, 19(103) :A245–A257, May 2011.
- [15] B. J. Lee and Z. M. Zhang. Design and fabrication of planar multilayer structures with coherent thermal emission characteristics. *Journal of Applied Physics*, 100(6) :063529, September 2006.
- [16] L. P. Wang, B. J. Lee, X. J. Wang, and Z. M. Zhang. Spatial and temporal coherence of thermal radiation in asymmetric Fabry–Perot resonance cavities. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52(13–14) :3024–3031, 2009.
- [17] L. P. Wang, S. Basu, and Z. M. Zhang. Direct Measurement of Thermal Emission From a Fabry–Perot Cavity Resonator. *Journal of Heat Transfer*, 134(7) :072701–072701, 2012.
- [18] E. D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids*. San Diego, Academic Press, 1998.
- [19] T. J. Bright, J. I. Watjen, Z. M. Zhang, C. Muratore, and A. A. Voevodin. Optical properties of HfO<sub>2</sub> thin films deposited by magnetron sputtering : From the visible to the far-infrared. *Thin Solid Films*, 520(22) :6793–6802, September 2012.
- [20] F. Marquier, M. Laroche, R. Carminati, and J.-J. Greffet. Anisotropic Polarized Emission of a Doped Silicon Lamellar Grating. *Journal of Heat Transfer*, 129(1) :11–16, June 2006.
- [21] F. Marquier, C. Arnold, M. Laroche, J. J. Greffet, and Y. Chen. Degree of polarization of thermal light emitted by gratings supporting surface waves. *Optics Express*, 16(8) :5305, April 2008.
- [22] C. Arnold, F. Marquier, M. Garin, F. Pardo, S. Collin, N. Bardou, J.-L. Pelouard, and J.-J. Greffet. Coherent thermal infrared emission by two-dimensional silicon carbide gratings. *Physical Review B*, 86(3) :035316, 2012.



# Conclusion et perspectives

Ce travail a été l'occasion d'étudier les réseaux micrométriques dans différentes configurations. Nous avons d'abord réalisé une étude de l'émission de surfaces microstructurées en fonction de la température. Puis nous avons étudié une utilisation de ces réseaux dans une application de refroidissement radiatif.

Dans la première partie, nous nous sommes concentrés sur l'optimisation de réseaux simples 1D et 2D en fonction de la température. L'émission cohérente de réseaux en fonction de la température n'avait jusqu'alors été étudiée qu'uniquement à partir d'approximations des propriétés diélectrique des matériaux, mais pas à partir de mesures expérimentales. Des mesures expérimentales des propriétés optiques du SiC et du SiO<sub>2</sub> ont été réalisées pour différentes températures par le laboratoire CEMHTI à Orléans. Les parties réelles et imaginaires des 2 fonctions diélectriques évoluent en fonction de la température. Les résonances se décalent vers les grandes longueurs d'onde et leur amplitude diminue quand la température augmente.

Le même type d'évolution est observé lorsque l'on utilise ces données expérimentales pour calculer l'évolution du pic d'émissivité de sources thermiques cohérentes en fonction de la longueur d'onde et de la température. Le pic d'émissivité se décale vers les grandes longueurs d'onde et l'intensité de son maximum diminue quand la température augmente, dans les 2 cas d'un réseau de SiC et de SiO<sub>2</sub>.

Cependant, nous avons montré qu'il était possible d'obtenir un pic d'émissivité monochromatique et directionnel avec un maximum proche de 1 pour chaque température pour les réseaux de SiC et de SiO<sub>2</sub>. Cela est même réalisable en modifiant uniquement 1 ou 2 paramètres du réseau ( $h, F$  ou  $d$ ). La position du pic d'émissivité se décale toujours vers les grandes longueurs d'onde quand la température augmente. Si on souhaite conserver un pic à la même longueur d'onde pour toutes les températures, il faudrait changer l'angle d'incidence pour chaque température pour observer ce pic. Enfin nous avons montré qu'il était possible pour le SiC de trouver une configuration unique pour le réseau permettant d'avoir un pic d'émissivité avec une émissivité proche de 1 pour toutes les températures, ce qui constitue un bon émetteur directionnel dans l'IR pour une large gamme de température. Nous avons pu expliquer ces particularités en traçant la relation de dispersion pour toutes les températures. Les propriétés particulières des réseaux 1D en fonction de la température peuvent être étendues aux réseaux 2D. Le décalage du pic d'émissivité avec la température ainsi que la possibilité de trouver des réseaux optimisés pour chaque température ont été également montrés avec des réseaux 2D de SiC et de SiO<sub>2</sub>. Ce travail a été ensuite complété par la fabrication de réseaux 1D et 2D de SiC à l'aide d'un FIB et de la mesure de réflectivité de ces réseaux.

Dans la deuxième partie, nous avons étudié la possibilité d'utiliser les propriétés des réseaux dans le cadre du refroidissement radiatif. Nous avons d'abord étudié différentes cibles "idéales" d'émissivité en fonction de la longueur d'onde de manière à produire le

maximum de puissance de refroidissement radiatif avec différentes conditions extérieures. Puis nous avons montré qu'il était possible d'obtenir des structures peu émissives dans le spectre solaire et très émissives dans la fenêtre de transparence de l'atmosphère [8-13]  $\mu\text{m}$  ou dans la gamme de longueurs d'onde [4-20]  $\mu\text{m}$ , avec des structures combinant des multi-couches et des réseaux. Les réseaux présentant déjà des pics dans la zone [8-13]  $\mu\text{m}$ , la structure multi-couches sert à amplifier et créer de nouveaux pics dans cette zone tout en cherchant un objectif de réflexion totale sur le reste du spectre. L'association du multi-couche et du réseau permet aussi d'augmenter l'émission de manière significative pour certaines longueurs d'onde.

Le fait que les réseaux 1D émettent un pic d'émissivité au maximum de 50% pour une lumière non polarisée et pour tous les angles d'émission ne diminue qu'assez peu la puissance de refroidissement radiatif produite par nos structures en lumière non polarisée par rapport à celle produite en polarisation TM. Cela pourra éventuellement être pallié en utilisant des réseaux 2D qui eux permettent potentiellement d'avoir des pics d'émissivité de 100% pour une lumière non polarisée et pour tous les angles d'émission.

Une structure simplifiée avec des couches moins nombreuses et moins épaisses pour le multi-couche a été envisagée pour une éventuelle fabrication. Elle produit une puissance de refroidissement proche des structures précédentes.

Plusieurs perspectives d'extension de ce travail peuvent être envisagées. Concernant l'étude en fonction de la température de l'émission thermique cohérente de réseaux microstructurés, il serait intéressant d'envisager une étude détaillée de la variation avec la température de l'émission de ces sources thermiques cohérentes en fonction de l'angle azimutal. De nouvelles sources pourraient aussi être optimisées de manière à émettre à la même longueur d'onde pour des températures différentes grâce à une variation de l'angle d'incidence. Enfin, de nouvelles mesures expérimentales à différentes températures pour les réseaux 1D et 2D pourront être effectuées pour tenter de valider certains de nos résultats. La mesure pourrait éventuellement être une mesure directe d'émission avec un meilleur contrôle en température, un dispositif en cours de développement au laboratoire CEMHTI à Orléans.

Concernant les structures multi-couches + réseau, l'étude suivante pourrait privilégier l'optimisation séparée du réseau et du multi-couche. En effet, il s'est avéré d'après les résultats de cette étude qu'optimiser la structure multi-couches + réseau d'un seul bloc n'est pas forcément la manière optimale de procéder. Le réseau produisant naturellement des pics d'émission moins étendus que l'émission du multi-couches, on dénote une tendance de l'algorithme à favoriser le multi-couches par rapport au réseau. Une solution pour pallier à ce problème serait d'optimiser d'abord le réseau pour produire un pic d'émissivité le plus large possible, puis un multi-couches avec une émissivité complémentaire (en introduisant éventuellement de nouveaux matériaux). On reviendrait ensuite à une optimisation de l'ensemble multi-couche + réseau mais en limitant l'espace de recherche à des zones restreintes englobant les résultats des optimisations précédentes. Enfin, une extension aux réseaux 2D émettant fortement et de manière isotrope pour les 2 polarisations permettrait de s'affranchir des problèmes de polarisation et d'angles azimutaux.

# Annexe A

## Modèle semi-quantique simplifié

Le modèle de fonction diélectrique utilisé pour ajuster le spectre d'émittance de l'échantillon de SiC inclut une contribution électronique aux grands nombres d'onde ( $\epsilon_\infty$ ), un terme de Drude prenant en compte la réponse de porteurs libres (nombre d'onde plasma :  $\Omega_p$  et amortissement :  $\gamma_p$ ) et un terme de phonon semi-quantique [1] capable de reproduire l'anti-harmonicité de la maille (force de l'oscillateur :  $S$ , nombre d'onde :  $\Omega$ , self-énergie :  $\sum[\Delta + i\Gamma]$ ). Cela se traduit par l'expression suivante :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty \left[ 1 - \frac{\Omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma_p)} \right] + \frac{S\Omega^2}{\Omega^2 - \omega^2 - 2\Omega \sum_{j=1}^n [\Delta_j(\omega) + i\Gamma_j(\omega)]} \quad (\text{A.1})$$

Où  $\Delta_j(\omega) = \frac{2A_j}{\sqrt{\pi}} D(2\sqrt{\ln 2} \frac{\omega + \omega_j}{\sigma_j}) - \frac{2A_j}{\sqrt{\pi}} D(2\sqrt{\ln 2} \frac{\omega - \omega_j}{\sigma_j})$  est la partie réelle de self-énergie et  $\Gamma_j(\omega) = A_j \exp[-(2\sqrt{\ln 2} \frac{\omega - \omega_j}{\sigma_j})^2] - A_j \exp[-(2\sqrt{\ln 2} \frac{\omega + \omega_j}{\sigma_j})^2]$  est sa partie imaginaire.

D représente l'intégrale de Dawson :  $D(x) = \exp(-x^2) \int_0^x \exp(t^2) dt$

## Bibliographie

- [1] D. De Sousa Meneses, J.-F. Brun, P. Echegut, and P. Simon. Contribution of Semi-Quantum Dielectric Function Models to the Analysis of Infrared Spectra. *Applied Spectroscopy*, 58(8) :969–974, August 2004.

Temperature(K)	295	464	686	996	1105	1460
$\epsilon_\infty$	6.6011	6.55389	6.57389	6.65389	6.67389	6.85389
$\Omega_p$	152.564	174.253	179.846	178.142	177.278	162.267
$\gamma_p$	430.013	410.832	450.474	539.36	603.179	934.814
$S$	3.1713	3.0499	2.96202	2.86746	2.84493	2.86869
$\Omega$	810.986	811.470	808.086	815.408	814.97	814.496
$A_1$	1.28533	1.05378	2.21332	1.00742	2.023	3.8238
$\omega_1$	870.751	870.25	868.78	866.57	865.72	865.635
$\sigma_1$	204.753	206.513	208.56	200.416	204.312	211.63
$A_2$	10.3722	10.4714	11.5027	9.8675	10.36243	15.0832
$\omega_2$	1289.49	1274.41	1288.07	1293.72	1287.6	1281.29
$\sigma_2$	215.98	162.038	196.580	198.770	225.036	311.457
$A_3$	43.8192	59.1057	54.753	49.984	51.8351	72.0738
$\omega_3$	1529.53	1538.81	1516.11	1519.54	1518.44	1522.79
$\sigma_3$	60.6256	44.4888	38.5742	59.7317	63.4908	89.6543
$A_4$	55.6562	54.5999	57.427	58.6203	59.211	54.2581
$\omega_4$	1647.64	1646.78	1630.51	1624.44	1614.82	1609.91
$\sigma_4$	119.443	119.145	113.159	128.277	134.496	120.388
$A_5$	9.13916	9.41695	9.29	10.6554	8.9291	9.4615
$\omega_5$	1904.15	1900.97	1901.82	1874.81	1899.03	1891.18
$\sigma_5$	1009.75	1022.51	1005.34	1058.06	1068.14	1121.36
$A_6$	10.2591	8.19909	9.63592	10.7363	12.3649	11.8174
$\omega_6$	2300.92	2288.48	2273.62	2248.57	2235.75	2202.53
$\sigma_6$	57.4225	57.5574	49.6212	56.2198	78.5457	81.5772
$A_7$	3.27554	4.17247	4.0935	3.90361	5.04307	6.61389
$\omega_7$	2391.12	2402.27	2369.66	2351.62	2342.66	2323.75
$\sigma_7$	92.749	129.305	123.076	120.304	132.724	130.883
$A_8$	2.55241	3.61661	7.12189	23.38	25.6951	28.5937
$\omega_8$	3805.79	3831.53	3831.53	3834.44	3802.26	3811.6
$\sigma_8$	3500.16	3516.53	3592.35	3594.4	3527.63	3590.07

TABLE A.1 – Valeurs de paramètres pour calculer la dépendance en température de la fonction diélectrique du SiC avec l'équation A.1.

## Annexe B

# Programme pour calculer la hauteur et l'éclairement du soleil à un temps $t$ pour un jour de l'année et une position géographique donnés

Les paramètres d'entrée du programme sont la latitude et la longitude du lieu (par exemple pour Poitiers : latitude=46,6 ° et longitude=0,33 °) et le jour de l'année considéré (On considère le jour 1 comme étant l'équinoxe d'automne).

On travaille avec l'heure solaire, donc pour revenir à l'heure locale légale, il faut ajouter un terme pour l'équation du temps qui permet de prendre en compte le décalage entre la vraie durée d'une journée et les 24 heures communément considérées. Il faut aussi tenir compte de la longitude du lieu et de l'éventuel décalage dû à l'heure d'hiver ou d'été.

On considère que la Terre a une orbite circulaire pour simplifier le calcul. On peut donc définir l'angle  $\theta$  à laquelle se situe la Terre sur son orbite autour du soleil pour un jour  $T_{jour}$  par :

$$\theta(T_{jour}) = \frac{2\pi T_{jour}}{T} \quad (\text{B.1})$$

où  $T$  est le nombre de jours d'une année.  $\theta=0^\circ$  correspond à la position de la Terre pour l'équinoxe d'automne.

La Terre sur son orbite a un axe penché de  $\delta_m=23.5^\circ$ .

A partir de ces angles, on peut ensuite calculer la déclinaison  $\delta$  de la Terre à un moment donné  $t$  de l'année par :

$$\sin(\delta(t)) = -\sin(\theta(t)) * \sin(\delta_m) \quad (\text{B.2})$$

A partir de là, on peut calculer pour chaque instant  $t$  étalés sur une journée de 24 heures :

-l'angle  $\phi$  correspondant à la rotation de la Terre sur elle-même pendant la journée :

$$\phi(t) = \frac{2\pi t}{T_{terre}} \quad (\text{B.3})$$

où  $T_{terre}$  est la durée d'un jour.

-la hauteur  $h$  du soleil par l'équation :

$$\sinh(t) = \sin\lambda\sin\delta(t) - \cos\lambda\cos\phi(t)\cos\delta(t) \quad (\text{B.4})$$

-l'éclairement  $E$  que l'on déduit de  $h$  et de l'éclairement maximal  $E_0$

$$E(t) = E_0 \sin h(t) \quad (\text{B.5})$$

Le lever ou le coucher du soleil correspond à  $h(t) = 0$ .

La durée d'éclairement d'une journée peut être calculée par :

$$\Delta t = T - \frac{T}{\pi} \text{Arcos}[\tan \lambda \tan \delta(t)] \quad (\text{B.6})$$