



HAL
open science

Design de réseaux apériodiques et des interactions électromagnétiques coopératives dans des structures plasmoniques : application à la conception d'absorbeurs pour le solaire concentré

Mathieu Langlais

► **To cite this version:**

Mathieu Langlais. Design de réseaux apériodiques et des interactions électromagnétiques coopératives dans des structures plasmoniques : application à la conception d'absorbeurs pour le solaire concentré. Optique [physics.optics]. Institut d'Optique Graduate School, 2014. Français. NNT : 2014IOTA0018 . tel-01126990

HAL Id: tel-01126990

<https://pastel.hal.science/tel-01126990>

Submitted on 6 Mar 2015

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.

INSTITUT D'OPTIQUE GRADUATE SCHOOL
ÉCOLE DOCTORALE ONDES ET MATIERE

DISCIPLINE : Physique

THÈSE

pour l'obtention du grade de Docteur en science de l'Institut d'Optique Graduate School
préparée au Laboratoire Charles Fabry

soutenue le 16/12/2014

par

Mathieu LANGLAIS

**Design de réseaux aperiodiques et des interactions
électromagnétiques coopératives dans des structures
plasmoniques : application à la conception d'absorbeurs
pour le solaire concentré**

Directeur de thèse : Philippe BEN-ABDALLAH – Directeur de Recherche CNRS,
Laboratoire Charles FABRY

Composition du jury :

Président du jury : Didier FELBACQ – Professeur,
Université de Montpellier 2

Rapporteurs : Gilles FLAMANT – Directeur de Recherche CNRS,
Laboratoire PROMES

Karl JOULAIN – Professeur,
Université de Poitiers

Examineurs : Henri BENISTY – Professeur,
Institut d'Optique

Résumé

La situation énergétique actuelle impose le développement de technologies qui utilisent des énergies renouvelables pour limiter la dépendance aux ressources fossiles et diminuer l'impact de l'activité humaine sur le changement climatique. Parmi ces technologies, le solaire thermodynamique utilise l'énergie solaire pour chauffer un absorbeur, l'énergie de cet absorbeur étant alors convertie en électricité à travers un cycle thermodynamique classique. L'amélioration des performances de cette technologie passe par la conception d'absorbeurs capables de fonctionner efficacement à haute température. Dans ce travail de thèse, nous explorons deux voies différentes dans ce but.

La première est basée sur la conception de structures multicouches optimisées par algorithme génétique. Nous montrons que ces structures permettent d'obtenir un rendement supérieur à 80 %, valeur très proche des limites fondamentales, démontrant ainsi leur fort potentiel pour le solaire thermodynamique.

La seconde voie est basée sur l'optimisation des interactions électromagnétiques dans des structures plasmoniques à base de nanoparticules métalliques. Ces structures sont le siège d'effets coopératifs qui peuvent exalter très fortement les pertes dans la structure. Ces mécanismes sont mis à profit pour concevoir des absorbeurs à base de réseaux binaires de nanoparticules d'or et d'argent dispersées dans une matrice transparente.

Abstract

The current energy situation requires the development of technologies that use renewable energy sources to reduce the dependence on fossil fuels and the impact of human activity on climate change. Among these technologies, thermodynamic solar power uses solar energy to heat an absorber, whose heat is then converted into electricity through a classical thermodynamic cycle. The improvement of the performances of this technology requires the design of absorbers able to operate strongly at high temperature. In this thesis, we explore two different ways for this purpose.

The first is based on the design of multilayer structures optimized by a genetic algorithm. We will see that these structures lead to an efficiency higher than 80 %, very close to the fundamental limits, demonstrating so their strong potential for thermodynamic solar technology.

The second way is based on the optimization of electromagnetic interactions inside plasmonic nanostructures composed of metal nanoparticles. These structures are the site of cooperative effects between nanoparticles that can exalt strongly losses inside the structure. These mechanisms are exploited to design absorbers based on binary networks made with nanoparticles of gold and silver dispersed in a transparent matrix.

Remerciements

Le travail présenté dans ce manuscrit a été effectué au sein du Laboratoire Charles FABRY à l'Institut d'Optique. Je tiens tout d'abord à remercier Philippe BEN-ABDALLAH, directeur de recherche CNRS, qui a été mon directeur de thèse pendant ces trois années. J'ai appris énormément à ses côtés et ses conseils ont été précieux.

Je tiens aussi à remercier Jean-Jacques GREFFET et Henri BENISTY qui m'ont accueilli au sein du groupe NAPHEL durant mes trois ans de thèse. Je remercie aussi Christophe SAUVAN et François MARQUIER ainsi que les différents post-doc rencontrés pendant ces trois années pour leur bonne humeur, leur sympathie et leurs avis et opinions scientifiques.

Le travail fait sur les particules n'aurait pas été possible sans l'aide de Mondher BESBES et de Jean-Paul HUGONIN, avec qui j'ai eu de précieuses discussions. Merci pour votre contribution indispensable.

Cette thèse a été financé par la société Total grâce à une convention CIFRE. Je tiens alors à remercier toute l'équipe Solaire Concentré de Total Énergies Nouvelles qui m'a permis d'effectuer mon travail de thèse. Je commence tout naturellement par Hélène BRU, qui m'a accueilli au sein de l'équipe et qui m'a encadré pendant deux ans. J'ai appris énormément sur l'entreprise et la conduite de mon projet, et je ne peux que regretter que ça n'ai pas duré trois ans. Je veux aussi remercier Zhor HASSAR, Armel OUMBE, Olivier, Arnaud, et tous les autres membres (anciens et actuels) de l'équipe CSP avec qui j'ai passé des bons moments, et qui m'ont permis de découvrir la recherche dans l'entreprise mais aussi la réalité industrielle de l'énergie solaire.

Je remercie Patricia PROD'HOMME et Amjad DEYINE, chercheurs au sein de l'équipe Solaire de Total Énergies Nouvelles, pour leurs conseils et leurs avis éclairés concernant les matériaux et les méthodes de caractérisation.

Je souhaite remercier Karl JOULAIN, de l'Université de Poitiers, et Gilles FLAMANT, du Laboratoire PROMES, d'avoir accepté d'être rapporteurs de mon mémoire, ainsi que Didier FELBACQ et Henry BENISTY (à nouveau !) pour avoir accepté d'être examinateurs.

Je veux remercier Benjamin, Anthony, Florian, Marie-Christine et Nick, doctorants avec qui j'ai partagé mon bureau et qui m'ont accompagné et supporté pendant les trois années qu'ont duré ma thèse. Je leur souhaite à tous la plus grande réussite dans leurs projets, je suis sûr que tout se passera bien !

Pour conclure, je remercie mes parents et mes grand-parents qui m'ont toujours soutenu dans mes choix et qui m'ont permis de réaliser mes envies. J'adresse une pensée particulière à Floriane, ma compagne, qui m'a permis de tenir pendant les moments les plus difficiles. Tout ceci n'aurait pas été possible sans vous.

Table des matières

Introduction	1
1 Le solaire thermique concentré	5
1.1 La ressource solaire	6
1.1.1 Bilan radiatif de la Terre	6
1.1.2 La part du solaire dans la production et la consommation d'énergie	7
1.2 Les techniques pour le solaire thermique à concentration	11
1.2.1 Le solaire thermique concentré	11
1.2.1.1 D'hier à aujourd'hui	11
1.2.1.2 De l'énergie solaire à l'électricité	12
1.2.2 Les technologies actuelles	13
1.2.2.1 Systèmes à récepteur linéaire	13
1.2.2.2 Systèmes à récepteur ponctuel	14
1.3 Conclusion	18
2 Absorbeurs solaires multicouches aperiodiques	19
2.1 Structures multicouches aperiodiques, une solution à de nombreux problèmes	20
2.2 Équilibre thermique d'un absorbeur	22
2.2.1 Flux incident	23
2.2.2 Flux absorbé	24
2.2.3 Flux émis	25
2.2.4 Flux extrait	26
2.2.5 Température d'équilibre	26
2.2.6 Rendement de l'absorbeur	26
2.3 Cas de l'absorbeur parfait	27
2.3.1 Définition	27
2.3.2 Bilan d'énergie	27
2.3.3 Rendement	28
2.4 Propriétés optiques d'un empilement multicouches	32
2.4.1 Matrices de transfert et matrices de diffusion élémentaires	32
2.4.1.1 Cas d'une interface plane	33
2.4.1.2 Cas d'une couche d'épaisseur finie	38
2.4.2 Matrices de transfert et de diffusion pour une structure multicouches	40

2.4.2.1	Matrice de transfert	40
2.4.2.2	Matrice de diffusion	41
2.5	Optimisation des propriétés optiques par algorithme génétique	45
2.5.1	L'algorithme génétique	45
2.5.1.1	Historique	45
2.5.1.2	Principes de base de l'algorithme génétique	46
2.5.2	Design d'absorbeurs solaires multicouches par algorithme génétique	49
2.5.2.1	Conditions d'optimisation pour des absorbeurs multicouches apériodiques fonctionnant à haute température	49
2.5.2.2	Résultats de l'optimisation	50
2.6	Conclusion	53
3	Effets coopératifs dans des systèmes de dipôles couplés	57
3.1	Absorption par un dipôle isolé	58
3.1.1	Champs rayonnés par un dipôle électrique	58
3.1.1.1	Fonction dyadique de Green	58
3.1.1.2	Dissipation d'énergie par un dipôle électrique sous l'action d'un champ incident	59
3.1.1.3	Application au calcul de la section efficace de particules métal- liques et polaires	61
3.1.2	Champs rayonnés par un dipôle magnétique	61
3.1.2.1	Fonction dyadique de Green	61
3.1.2.2	Dissipation d'énergie par un dipôle magnétique sous l'action d'un champ incident	64
3.1.2.3	Application au calcul de la section efficace de particules métal- liques et polaires	65
3.2	Système de dipôles électriques couplés	67
3.2.1	Champ électrique local	67
3.2.2	Polarisabilité habillée	67
3.2.3	Dissipation d'énergie par un dipôle dans un système de dipôles couplés	69
3.3	Paire de dipôles électriques couplés	69
3.3.1	Champs électriques locaux et polarisabilités habillées	70
3.3.2	Pertes dans les particules	71
3.3.3	Fréquences propres dans une paire de dipôles électriques couplés	74
3.3.4	Section efficace d'absorption des particules dans un dimère de nanopar- ticules	76
3.4	Système de dipôles électriques et magnétiques couplés	79
3.4.1	Champs électriques et magnétiques locaux et polarisabilités habillées	79
3.4.1.1	Dissipation d'énergie par particule	82
3.4.2	Paire de dipôles électriques et magnétiques couplés	84
3.4.2.1	Pertes par particule dans le système couplé	84

3.4.2.2	Fréquences propres dans un système à deux dipôles électriques et magnétiques couplés	87
3.4.3	Section efficace d'absorption et effet du couplage	89
3.5	Conclusion	100
4	Effets coopératifs dans des systèmes multipolaires : application à la conception d'absorbeurs solaires	101
4.1	Des dipôles aux multipôles	102
4.1.1	Le développement multipolaire	102
4.1.1.1	Cas d'une particule isolée	102
4.1.1.2	Cas d'un système à N particules	104
4.1.2	Effets des paramètres géométriques sur la contribution des ordres multipolaires	107
4.1.2.1	Cas d'une particule isolée	107
4.1.2.2	Cas d'une paire de particules	107
4.1.3	Des multipôles aux multi-sources	110
4.1.3.1	Méthode des multi-sources	110
4.1.3.2	Cas d'une particule isolée	110
4.1.3.3	Cas d'un système à N particules	112
4.2	Conception d'absorbeurs solaires basés sur les effets coopératifs entre nanoparticules	113
4.2.1	Optimisation par algorithme génétique	113
4.2.1.1	Fonction <i>fitness</i>	113
4.2.1.2	Individu	114
4.2.1.3	Croisements et mutations	115
4.2.2	Conception d'absorbeurs large bande	116
4.2.2.1	Structures optimisées par algorithme génétique	116
4.2.2.2	Effets du couplage sur l'absorption	118
4.2.2.3	Adaptation à un absorbeurs pseudo-périodique	120
4.3	Conclusion et perspectives	122
	Conclusions et perspectives	125
A	Calcul des coefficients F_e et F_a présents dans les expressions des flux absorbés et émis par un absorbeur parfait	127
A.1	Flux absorbé	127
A.2	Flux émis	128
A.3	Étude des coefficients F_a et F_e	128
B	Fabrication d'absorbeurs multicouches par pulvérisation cathodique	131
B.1	Dépôt de couches minces par pulvérisation cathodique	131
B.1.1	Principe de base	131
B.1.2	Pulvérisation magnétron	132

B.2	Bâti de dépôt	132
C	Mesures de l'absorptivité et de l'indice de réfraction par spectroscopie	135
C.1	Mesures d'absorptivité par spectrophotométrie	135
C.2	Mesures d'absorptivité par spectrométrie à transformée de Fourier	137
C.3	Mesures d'indices de réfraction d'un matériau déposé en couche mince	138
D	Fonction dyadique de Green dans un milieu homogène	141
D.1	Champs rayonnés par un dipôle électrique	141
D.2	Champs rayonnés par un dipôle magnétique	143
E	Tenseur de Green d'un milieu stratifié	145
E.1	Champ électrique dans un milieu stratifié	145
E.2	Composantes de Weyl du tenseur de Green	146
E.2.1	Cas ($z < z_s$) : l'observateur est situé avant la source	148
E.2.2	Cas ($z > z_s$) : l'observateur est situé après la source	149
E.3	Tenseur de Green dans un milieu stratifié	150
E.3.1	Cas ($z < z_s$) : l'observateur est situé avant la source	151
E.3.2	Cas ($z > z_s$) : l'observateur est situé après la source	152

Introduction

La politique énergétique actuelle est majoritairement basée sur l'utilisation des ressources fossiles. La dépendance aux énergies carbonées pose la question de la durabilité, tant sur le plan environnemental que sur le plan économique, de ce modèle. En effet les réserves actuelles d'énergies fossiles, si elles sont encore importantes, sont limitées et ne sont plus accessibles facilement. Elles demandent aujourd'hui un investissement important, qui entraîne un surcoût de l'énergie difficilement tenable à long terme. De plus le réchauffement planétaire global, dont l'étude du Groupement Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat (GIEC) [GIEC, 2007] a prouvé qu'il était principalement dû à l'activité humaine, souffre de l'utilisation de ces énergies fossiles, celles-ci étant les principales responsables de l'effet de serre additionnel (non-naturel) provoqué, entre autres, par les émissions de dioxyde de carbone. En 2004, ces émissions étaient dues à plus de 25 % à l'approvisionnement énergétique [GIEC, 2007]. Il existe alors une réelle raison économique et écologique à développer des énergies dites renouvelables (non-fossiles), telles que les énergies éoliennes, hydrauliques et solaires.

La certitude de devoir faire évoluer les moyens de production étant acquise, c'est uniquement après le premier choc pétrolier dans les années 70 que l'on a vu une évolution significative des moyens de production d'électricité. En effet, l'explosion des prix du pétrole associée aux progrès très importants réalisés sur les technologies photovoltaïques (PV), utilisées jusqu'alors de façon confidentielle dans le domaine de l'industrie spatiale, a poussé à utiliser ces technologies de façon domestique. Ainsi, Solar One, la première maison individuelle équipée de panneau photovoltaïque, a vu le jour aux États-Unis en 1973. A partir de cette date, le développement des énergies renouvelables est devenu un challenge économique, technologique et industriel très important.

Si la conversion photovoltaïque est aujourd'hui un domaine technologique bien connu du grand public dont le développement grandissant promet une très large utilisation dans le futur, elle présente actuellement certains inconvénients et limitations, comme le stockage de l'énergie ou l'intermittence de la production (pas de production la nuit, moins de production par temps couvert). Pour tenter de réduire ces problèmes, d'autres technologies basées sur la conversion d'énergie solaire développées depuis plusieurs siècles encore très confidentielles ont été récemment développées. Ces technologies, que l'on appelle technologies solaires thermiques, utilisent le rayonnement solaire pour produire de la chaleur, cette chaleur pouvant être stockée et convertie en électricité. Utilisées de façon domestique comme moyen de production d'eau chaude (chauffe-eaux solaires) ou de chauffage d'habitation, les technologies solaires thermiques sont aussi utilisées de façon industrielle dans des centrales solaires thermodyna-

miques pour produire à grande échelle de la chaleur ou de l'électricité.

Ces centrales utilisent des systèmes optiques de concentration du rayonnement solaire pour amplifier fortement les densités de flux d'énergie. Le développement de ces technologies encore peu connues a pourtant commencé dans la deuxième moitié du XIX^e siècle. Mais c'est dans la deuxième partie du XX^e siècle que leur intérêt économique et écologique s'est accru. En effet, comme nous l'avons signalé plus haut, ces technologies permettent de stocker l'énergie thermique. En outre, elles utilisent très largement des turbines qui sont déjà utilisées dans d'autres domaines comme dans celui des centrales à gaz. Néanmoins, si cette technologie s'est développée dans les années 80, elles n'a jamais atteint une maturité qui lui a permis un réel essor industriel. Qui plus est, à la même époque, les technologies PV ont très fortement progressé grâce à l'augmentation du rendement des modules et à la diminution des coûts de production, poussant les industriels à investir massivement dans ce secteur.

Après plusieurs années pendant lesquelles le photovoltaïque fût presque le seul moyen de conversion industriel de l'énergie solaire, l'augmentation du prix des matières premières, la présence de nouveaux concurrents ainsi que la diminution des aides gouvernementales ont redonné un regain d'intérêt au solaire thermodynamique. Mais ces technologies ont encore aujourd'hui un coût de production d'électricité qui dépasse largement celui des énergies fossiles et du PV. Afin d'attirer les investissements des acteurs industriels vers le solaire thermodynamique, il est nécessaire de trouver des solutions pour augmenter leur rendement tout en diminuant le coût de production.

Au début des années 2000, une des solutions qui a été proposée pour augmenter les performances des centrales thermodynamiques consiste à augmenter la température de fonctionnement de ces centrales, augmentant ainsi le rendement et la conversion de d'avantage de chaleur en électricité. Mais, comme nous le verrons au cours de cette thèse, l'augmentation de la température pose de sérieux problèmes. D'une part, les pertes d'énergies par "*radiative cooling*" augmentent avec la température et d'autre part, la tenue des matériaux est encore mal maîtrisée et leurs propriétés mal connues. Pour limiter ces effets, un des challenges consiste à mettre au point des absorbeurs sélectifs, qui permettent à la fois de collecter le maximum d'énergie solaire tout en évitant les émissions dans l'infrarouge.

Dans sa revue bibliographique, C. Kennedy [Kennedy, 2002] discute différentes solutions technologiques potentielles pour réaliser un absorbeur solaire efficace (Fig. 1). Basés sur différents types de revêtements, ces absorbeurs permettent d'obtenir des résultats intéressants en utilisant différents mécanismes (réflexions multiples, diffusion, interférences, ...). Cependant, aucun de ces absorbeurs n'est capable de fonctionner efficacement à haute température car ils ne permettent pas de réduire les pertes thermiques dans le proche infrarouge.

Dans le cadre de cette thèse, financée par l'entreprise Total, nous avons précisément choisi de concevoir des structures sélectives capables de fonctionner à très haute température (1300 K). Ces surfaces sont conçues pour permettre la collecte du maximum d'énergie dans le spectre solaire incident, tout en minimisant les pertes par émission thermique dans l'infrarouge. Nous avons suivis deux voies très différentes pour parvenir à cela. La première a consisté en le développement de structures multicouches à base de matériaux résistants à haute

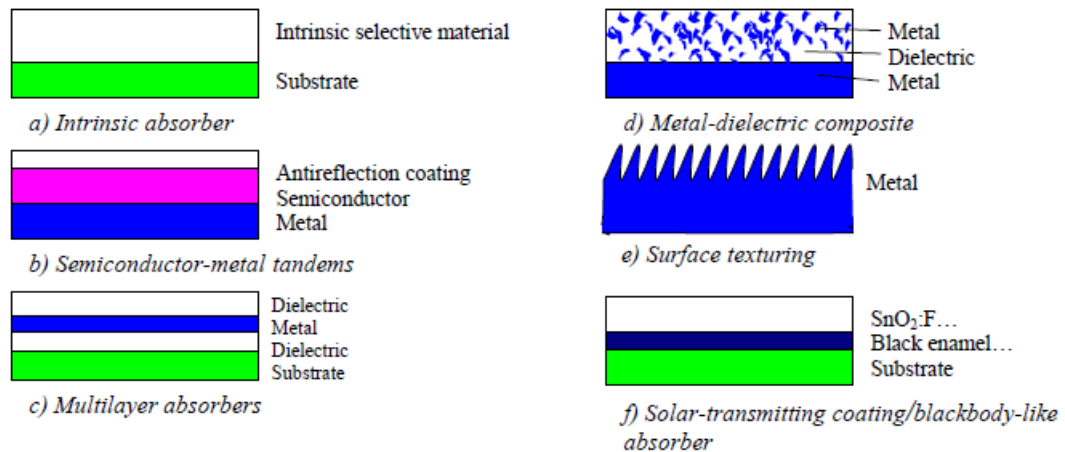


FIGURE 1 – Design de six différentes possibilités de revêtements dédiés à une absorption sélective de l'énergie d'après [Kennedy, 2002]

température. La seconde voie, plus novatrice, a consisté à développer des réseaux de structures plasmoniques (nanoparticules métalliques) dispersées dans un milieu hôte diélectrique et exploiter les interactions (effets coopératifs) entre ces éléments pour exalter l'absorption de ces structures. On se limitera cependant à l'optimisation du spectre d'absorption.

Dans le premier chapitre, nous rappelons le contexte dans lequel s'est effectué ce travail de thèse. L'aspect historique et les problématiques futures concernant les moyens de production d'énergie sont développés dans une première partie. Dans une seconde partie, nous décrivons les différentes technologies solaires concentrées en mettant en avant les avantages et les inconvénients de chacune d'elles.

Le second chapitre sera consacré au développement d'un absorbeur multicouche à fort rendement à haute température. Dans une première partie, nous décrivons le bilan énergétique d'un absorbeur en fonction de sa température de fonctionnement. Les performances d'un absorbeur sont ensuite discutées et comparées à celle d'un absorbeur idéal. Dans un second temps, nous décrivons la méthode que nous avons utilisée pour calculer le spectre d'absorption de structures multicouches. Dans la dernière partie de ce chapitre, nous montrerons comment cette méthode peut être combinée à un algorithme d'optimisation global pour concevoir des absorbeurs aperiodiques haute performance. Enfin, les spectres d'absorption de ces absorbeurs seront caractérisés expérimentalement par spectrométrie.

Dans la seconde partie de ce travail de thèse, on propose un nouveau paradigme pour le contrôle du spectre d'absorption d'un milieu. L'idée consiste à exploiter les interactions électromagnétiques coopératives dans des réseaux de structures plasmoniques dispersées dans un milieu hôte.

Au cours du troisième chapitre, nous discutons ces effets dans des réseaux de nanoparticules dipolaires. D'après la description des pertes induites par des dipôles électriques et magnétiques isolés dans un milieu homogène, nous généralisons ce calcul à un système de N dipôles en interactions. Dans la dernière partie de ce chapitre, nous décrivons les mécanismes croisés de couplage électrique-magnétique dans le cas d'un système à deux particules.

Dans le dernier chapitre de ce manuscrit, nous étendons l'étude des interactions coopératives entre nano-objets en intégrant les interactions entre les moments d'ordres supérieurs (multipôles). Nous appliquons ensuite ces résultats pour concevoir un absorbeur solaire composé de nanoparticules métalliques dispersées dans un milieu hôte transparent. Nous montrons que le couplage entre ces nanoparticules permet d'exalter très fortement l'absorption de la lumière dans le domaine visible et ce malgré la faible portion volumique en nanoparticules. On montrera que ce mécanisme est directement relié à un effet coopératif entre les nanoparticules.

Enfin, une conclusion viendra synthétiser les principaux résultats que nous avons obtenus. Nous discuterons également de quelques perspectives à ce travail de thèse.

Chapitre 1

Le solaire thermique concentré

Sommaire

1.1 La ressource solaire	6
1.1.1 Bilan radiatif de la Terre	6
1.1.2 La part du solaire dans la production et la consommation d'énergie . . .	7
1.2 Les techniques pour le solaire thermique à concentration	11
1.2.1 Le solaire thermique concentré	11
1.2.2 Les technologies actuelles	13
1.3 Conclusion	18

Depuis près de 4 milliards d'années, le Soleil éclaire la Terre et sa lumière transporte avec elle une énergie gigantesque. L'exploitation de cette énergie n'est que très récente dans l'histoire de l'humanité, et les technologies qui permettent de l'extraire ne sont développées que depuis quelques décennies. Aujourd'hui, le contexte économique et la prise de conscience de l'empreinte écologique de l'humanité conduisent les acteurs académiques et industriels à développer de nouvelles technologies pour capter cette énergie de la manière la plus efficace possible.

Parmi ces technologies, le solaire concentré thermodynamique permet, via la concentration du rayonnement solaire, de capter son énergie pour chauffer un matériau, cette chaleur étant alors transformée en électricité à travers un cycle thermodynamique classique similaire à celui utilisé dans les centrales thermiques.

A travers sa direction *Énergies Nouvelles*, regroupant l'étude et l'industrialisation des technologies permettant la production d'énergie en utilisant des sources non fossiles, la société Total souhaite aujourd'hui utiliser l'énergie solaire pour diversifier son offre énergétique. Grâce à différents projets concernant les technologies solaires à concentration allant de l'étude théorique d'une centrale solaire à la réalisation expérimentale d'un récepteur solaire fonctionnant à haute température, Total cherche à améliorer le rendement des centrales solaires. C'est dans ce cadre que s'inscrit cette thèse.

Dans ce chapitre, nous présentons dans une première partie la ressource solaire, qui correspond à l'énergie disponible au niveau du sol. Puis nous détaillons les différentes technologies existantes dans le domaine du solaires concentré (CSP).

1.1 La ressource solaire

1.1.1 Bilan radiatif de la Terre

Le bilan radiatif de la Terre permet d'estimer la ressource en énergie provenant du Soleil et disponible pour être utilisée en partie par l'Homme.

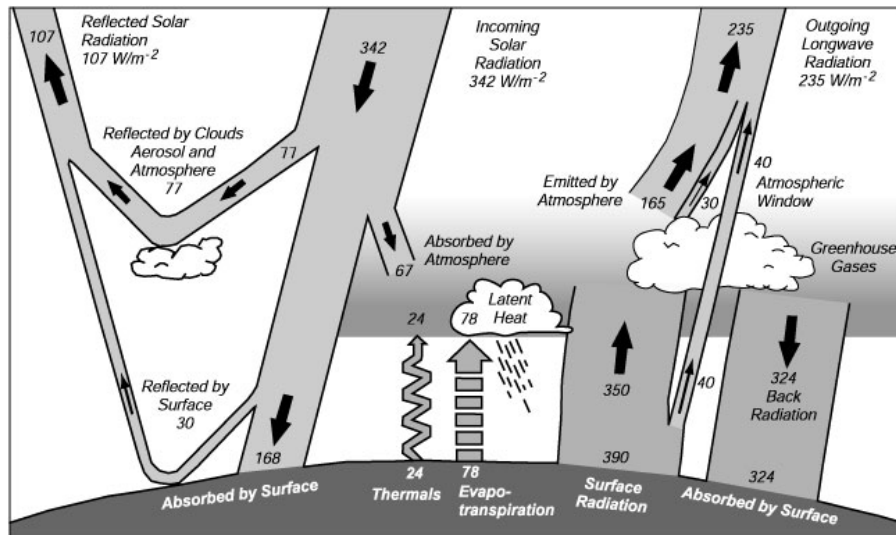


FIGURE 1.1 – Illustration du bilan radiatif de la Terre d'après Houghton *et al.* [Houghton *et al.*, 1996].

Schématiquement décrit sur la Fig. 1.1, ce bilan regroupe tout les flux entrants (rayonnement solaire incident) et sortants (rayonnement émis par la Terre, réfléchi par l'atmosphère, les nuages, les océans, ...). Tout d'abord, il faut noter une différence importante entre le flux d'énergie à priori disponible à la surface de la Terre et celui provenant du soleil. Cette différence est due essentiellement aux pertes lors de la traversée de l'atmosphère. Ces pertes se répartissent de la manière suivante :

- 6 % du rayonnement incident est réfléchi par l'atmosphère ;
- 16 % est absorbé par l'atmosphère ;
- 20 % est réfléchi par les nuages ;
- 3 % est absorbé par les nuages.

Le rayonnement incident à la surface de la Terre ne correspond qu'à 55 % du rayonnement au niveau de l'atmosphère. Sur la Fig. 1.2, on compare le spectre solaire (le soleil étant assimilé à un corps noir à 5800 K) au spectre du rayonnement solaire *AM1.5* après une traversée de 1.5 atmosphère. Les raies d'absorption sont liées aux gaz et molécules qui composent l'atmosphère. L'absorption de l'oxygène a lieu aux environs de 750 nm, celle de l'eau à 900, 1150, 1350 et 1800 nm.

D'un point de vue plus quantitatif, le rayonnement solaire parvenant au niveau de la haute atmosphère représente en moyenne 342 W/m². L'atmosphère et les nuages réfléchissent un peu plus de 20 % de ce rayonnement, soit environ 77 W/m², et en absorbent 19 %, soit 67 W/m². Le rayonnement solaire parvenant au sol n'est donc plus que d'environ 198 W/m². C'est ce

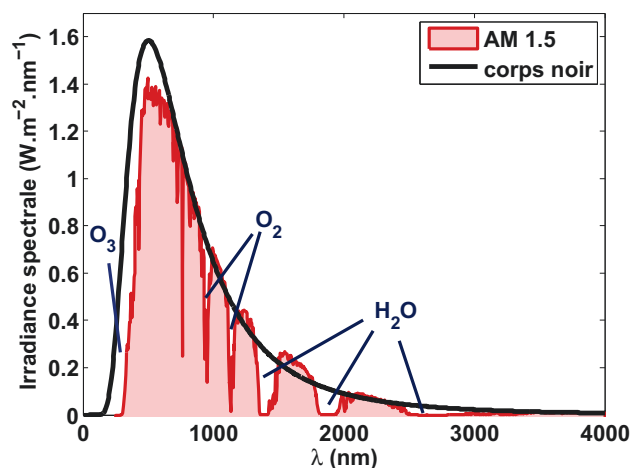


FIGURE 1.2 – Irradiance spectrale du soleil au niveau de la mer (courbe rouge) et spectre d’émission du corps noir à la température $T = 5800\text{ K}$ (courbe noire). Les raies d’absorption sont liées aux gaz et à l’eau dans l’atmosphère.

rayonnement qui pourra être utilisé pour des applications solaires. Avec une surface d’environ 500 millions de km^2 , la terre reçoit annuellement environ 10^9 TWh d’énergie solaire. En 2012, la consommation énergétique mondiale, toutes sources confondues, a représenté environ 145 000 TWh, soit 0.015 % de cette énergie.

1.1.2 La part du solaire dans la production et la consommation d’énergie

D’après le rapport de “BP Statistical Review of World Energy 2013” [BP, 2013], la production mondiale d’énergie renouvelable, c’est-à-dire la production d’énergie hydroélectrique, géothermique, éolienne et solaire, atteint 1068.5 Mtep^1 en 2012. Cette production représente environ 9.3 % de l’énergie consommée annuellement (11480 Mtep) (Fig. 1.3) La part de l’énergie solaire

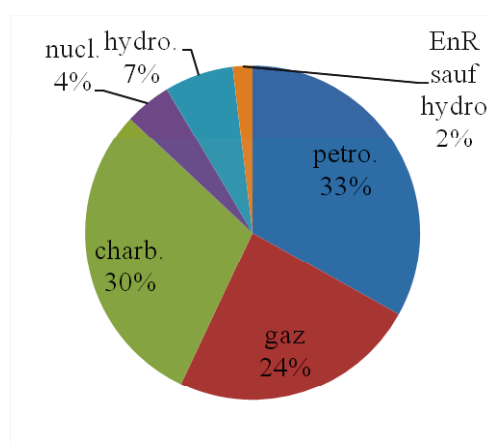


FIGURE 1.3 – Répartition par type de sources de la consommation énergétique mondiale en 2012 [BP, 2013]. La part liée aux énergies fossiles (pétrole, gaz, charbon) est largement majoritaire.

1. La tonne équivalent pétrole (tep) est une unité d’énergie. Elle vaut 11.63 MWh, soit 41.86 GJ

dans ces énergies renouvelables ne représente que 2 %, soit environ 0.2 % de l'énergie mondiale consommée (Fig. 1.4a).

On compte aujourd'hui deux voies pour la production d'électricité grâce à l'énergie provenant du soleil. Une production directe grâce à la conversion des photons par conversion photovoltaïque (PV) et une production indirecte qui passe par la production de chaleur après concentration du rayonnement solaire. Ce moyen de production est appelé *solaire thermique concentré* (CSP - *Concentrated Solar Power*). La capacité de production d'électricité grâce au solaire photovoltaïque est aujourd'hui d'environ 100 GW, tandis que le solaire concentré ne représente que 3.3 GW (fin 2013) [BP, 2013] (Fig. 1.4b). Le solaire thermique concentré ne représente donc qu'une très faible part de la production, et donc de facto de la consommation énergétique mondiale, malgré la nécessité de recourir de plus en plus aux énergies non-fossiles. Plusieurs scénarios prévoient dans le futur une utilisation plus importante des énergies renouvelables, associée à une diminution de l'utilisation des énergies fossiles et à une utilisation rationnelle de l'énergie. En France :

- Le scénario Negawatt [Association NegaWatt, 2014] repose sur une utilisation plus sobre et efficace de l'énergie, conduisant à une diminution de l'énergie consommée et à une très forte baisse de l'utilisation du pétrole et du gaz, ainsi qu'à la disparition totale de l'énergie nucléaire du mix énergétique. Comme le montre la Fig. 1.5, la part d'énergies renouvelables dans ce mix est fortement augmentée, mais c'est surtout la sobriété et l'efficacité qui sont importantes dans ce scénario.
- Le scénario Negatep [Sauvons le Climat, 2014] repose sur la modification du type de sources d'énergies utilisées entre 2006 et 2050 avec un niveau global de consommation qui demeure presque constant (Fig. 1.6).

Le point commun de ces deux scénarios est l'augmentation de la part des énergies renouvelables dans la consommation globale d'énergie. Quant au solaire thermique concentré, l'Agence Internationale de l'Énergie (AIE) prévoit en 2050 (Fig. 1.7) une croissance importante, particulièrement aux *États-Unis* et en *Afrique*. La production devrait atteindre 7800 TWh d'électricité produite par an grâce aux différentes technologies CSP, soit environ 15 % de la consommation mondiale actuelle [AIE, 2010].

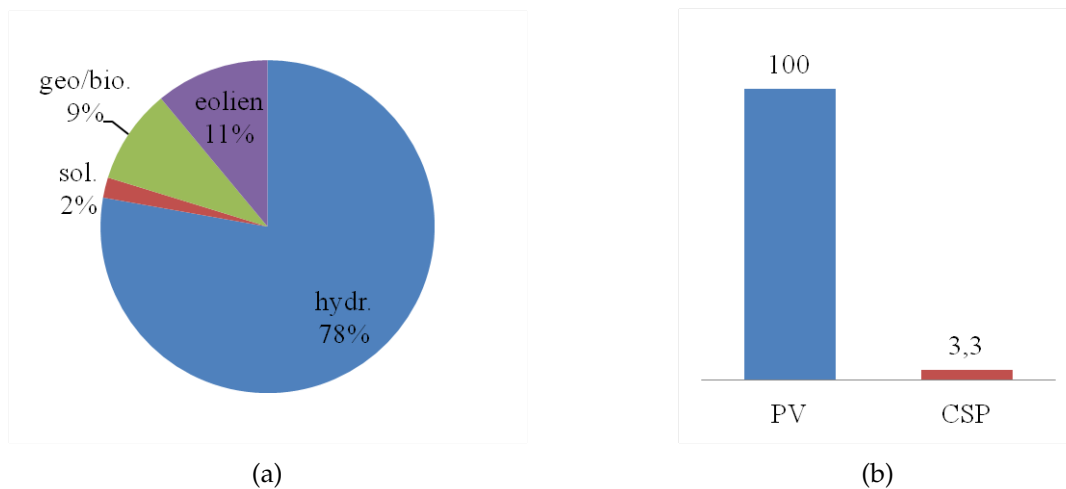


FIGURE 1.4 – (a) Répartition de la consommation énergétique mondiale des énergies renouvelables. La plus grande part provient de l'hydroélectricité. (b) Capacité de production d'énergie photovoltaïque et solaire thermique concentré en GW (fin 2013).

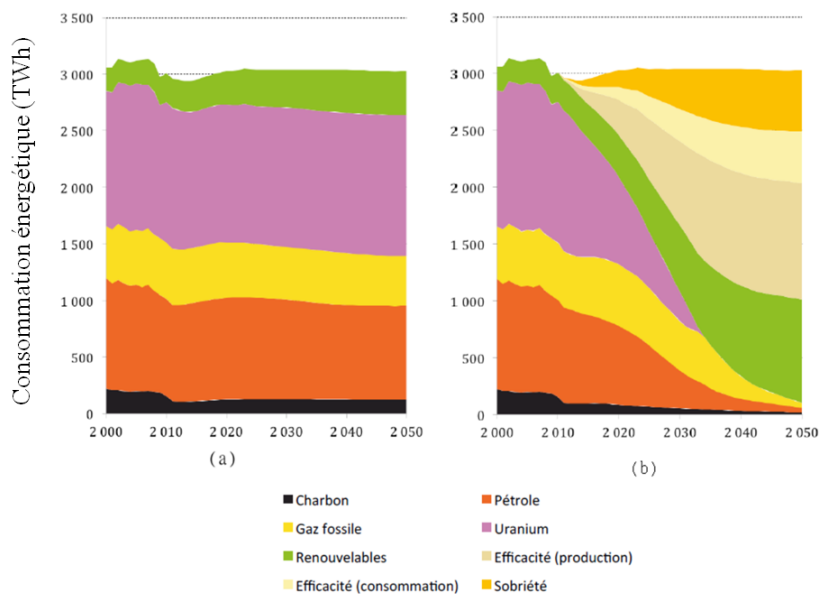


FIGURE 1.5 – Prévisions d'utilisations des énergies à l'horizon 2050. (a) Tendence actuelle. (b) Prévisions Négawatt. Les parties Efficacité et Sobriété correspondent à l'économie réalisée par rapport à la tendance.

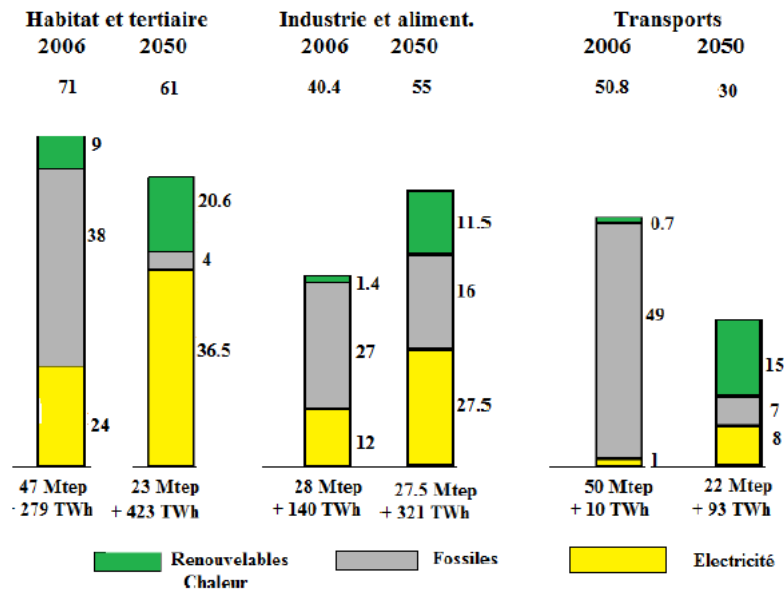


FIGURE 1.6 – Prévisions Négatep pour les secteurs du résidentiel-tertiaire, de l’industrie et du transport. Le besoin en énergie est fortement en baisse dans les secteurs résidentiel-tertiaire et transport, mais augmente dans le secteur de l’industrie. Mais cette augmentation s’accompagne d’une réduction de l’utilisation des énergies fossiles et d’une augmentation de l’utilisation de l’électricité, rendue possible grâce au nucléaire.

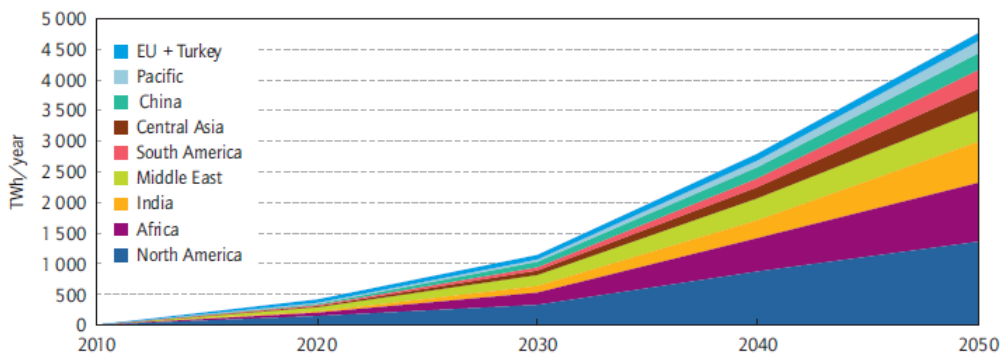


FIGURE 1.7 – Prévision de croissance du CSP pour différentes régions d’après l’AIE (CSP Technology Roadmap, 2010).

1.2 Les techniques pour le solaire thermique à concentration

1.2.1 Le solaire thermique concentré

1.2.1.1 D'hier à aujourd'hui

Depuis plusieurs siècles, l'énergie apportée par le soleil a été domptée par l'homme. La légende veut qu'en 212 av. JC, Archimède ait utilisé des boucliers de bronze afin de focaliser la lumière du soleil sur les bateaux romains assiégeant Syracuse (Fig. 1.8). Au milieu du XIXe



FIGURE 1.8 – Archimède concentrant la lumière du soleil sur les bateaux romains assiégeant Syracuse. Image provenant de la couverture d'une édition latine du *Traité d'Optique* de Alhazen.

siècle, le mathématicien Augustin Mouchot proposa un système de concentration composé d'un miroir parabolique afin de chauffer de l'eau et produire de la vapeur. Après plusieurs années, son assistant Abel Pifre et lui présentèrent le premier moteur fonctionnant grâce au soleil au cours de l'exposition universelle de Paris de 1882. Leur système était l'ancêtre des coupelles paraboliques actuelles. A partir de cette date, différents systèmes utilisant l'énergie solaire sont mis au point, dans un premier temps pour permettre l'irrigation, comme dans l'installation de Maadi en Égypte, d'une puissance de 88 kW. En 1968, Giovanni Francia met au point la première installation solaire concentrée moderne, d'une puissance de 1 MWth², située près de Gènes en Italie. Au cours des années 1980, la Californie va voir se construire un grand nombre de centrales solaires thermiques, allant des plus faibles puissances comme *Solar One* et ses 10 MWe, construite en 1981, jusqu'aux plus grandes, avec *Solar Energy Generating Systems* (SEGS), construite en 1984, d'une puissance de 354 MWe, qui est restée jusqu'en février 2014 la centrale solaire possédant la plus grande capacité au monde. Le développement du nucléaire et du photovoltaïque et la baisse des prix du pétrole entamés au milieu des années 80 vont mar-

2. Le Watt thermique (Wth) correspond à la production de puissance thermique. Il est à différencier du Watt électrique (We) qui correspond à la production de puissance électrique.

quer l'arrêt du développement technologiques de la filière solaire concentrée. Aujourd'hui, le solaire thermique concentré connaît à nouveau une période de fort développement, et de nouvelles centrales sont régulièrement construites en Espagne et aux États-Unis, mais aussi dans des pays où la présence du CSP est nouvelle, tels que les Émirats Arabes Unis, l'Inde où la Chine.

1.2.1.2 De l'énergie solaire à l'électricité

Le solaire thermique concentré permet soit la conversion directe de l'énergie provenant du soleil en chaleur, soit la conversion indirecte de cette énergie en électricité. Pour récupérer cette énergie, les installations CSP sont dotées de systèmes optiques permettant la concentration des rayons du soleil en un point focal, situé sur un récepteur, qui absorbe alors cette énergie et la restitue sous forme de chaleur. Cette chaleur est transformée et utilisée dans un système produisant de l'électricité grâce à un cycle thermodynamique ou directement dans des procédés industriels nécessitant une température importante. Une installation CSP est composée de trois parties bien distinctes :

- Le système optique concentrateur/collecteur qui permet de concentrer le rayonnement solaire et de capter son énergie sous forme de chaleur au niveau du collecteur ;
- Le convertisseur thermodynamique qui convertit la chaleur du collecteur en travail mécanique ;
- Le générateur électrique qui transforme le travail mécanique en électricité. Dans les installations qui utilisent directement la chaleur, ce générateur est absent.

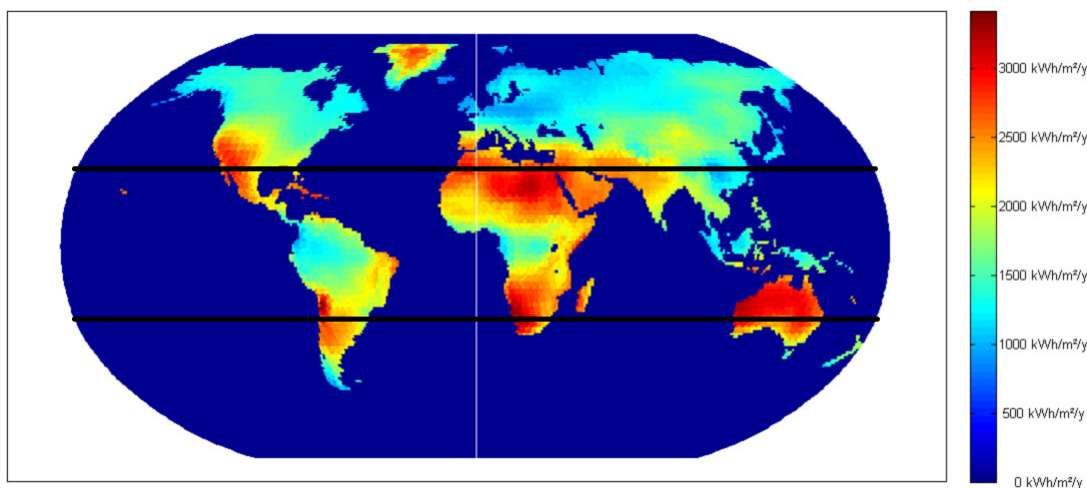


FIGURE 1.9 – Irradiance normale directe globale (DNI). Les endroits où l'ensoleillement est le plus adapté pour l'implantation des installations CSP sont en rouge. Ces données proviennent du Centre Aérospatial Allemand (DLR) et sont adaptées de données de satellites d'étude du climat [Breyer et Knies, 2009].

Pour produire efficacement la chaleur, les installations CSP sont soumises à certaines contraintes, principalement liées à la ressource solaire. En effet, pour que le rendement soit suffisamment élevé, ces installations doivent se situer dans des zones où l'irradiance normale

directe, c'est-à-dire le rayonnement direct (non-diffus) provenant du soleil, est supérieure à $2\text{MWh}/\text{m}^2/\text{an}$. La Fig. 1.9 montre que les zones possibles d'implantation sont principalement situées entre les tropiques. En Europe, l'Espagne, le Portugal et l'Italie semblent être des cibles potentielles pour l'implantation d'installations CSP, mais c'est surtout dans l'ouest des États-Unis, principalement la Californie et le Nevada, en Australie, dans le nord de l'Afrique et dans la péninsule Arabique que la ressource solaire semble la plus intéressante [Breyer et Knies, 2009]. De plus, contrairement aux technologies photovoltaïques qui utilisent aussi bien l'ensoleillement direct que le rayonnement diffus, les technologies CSP n'utilisent que le rayonnement direct. Les zones d'implantation doivent donc être le plus éloignées possibles des sources d'aérosols, telles que la pollution ou les poussières. Toutes ces contraintes rendent difficiles l'accès aux technologies CSP dans beaucoup d'endroits, ce qui augmente le coût de la production d'électricité.

D'un point de vue plus académique, les technologies CSP offrent des possibilités autres que la production d'électricité. En effet, la concentration du rayonnement du soleil permet de fournir une énergie suffisamment importante pour des procédés très énergivores, comme la production d'hydrogène à partir d'eau [Nakamura, 1977, Abanades *et al.*, 2006, Coelho *et al.*, 2010] où la fabrication de nanotubes de carbone et de fullerènes [Flamant *et al.*, 1999]. Ces technologies ouvrent alors de nouvelles perspectives pour ces recherches.

1.2.2 Les technologies actuelles

Quatre technologies permettent de convertir l'énergie provenant du soleil en électricité ou en chaleur via un cycle thermodynamique. Celles-ci sont classées en fonction du type de récepteur. On distingue deux familles de technologies :

- Technologies à récepteurs linéaires. Les systèmes de concentration de ces récepteurs focalisent les rayons du soleil tout au long d'un récepteur linéaire, le long duquel le fluide de transfert est chauffé. Les réflecteurs de ces systèmes ne peuvent bouger que dans une seule dimension.
- Technologies à récepteurs ponctuels. Contrairement au système précédant, le système de concentration focalise tout les rayons sur un seul point, ce qui permet d'atteindre une concentration plus élevée que dans les systèmes linéaires. Dans ces systèmes, les réflecteurs peuvent bouger dans deux dimensions.

1.2.2.1 Systèmes à récepteur linéaire

Nous présentons ici deux technologies à récepteurs linéaires.

a. Technologie cylindro-parabolique

La technologie à miroirs cylindro-paraboliques est composée de plusieurs rangées parallèles de miroirs cylindro-paraboliques courbés de telle sorte qu'ils focalisent les rayons sur le tube

collecteur situé sur la ligne focale des miroirs. Les miroirs peuvent se déplacer dans une dimension afin de suivre les mouvements du soleil (Fig. 1.10).



FIGURE 1.10 – (a) Schéma de principe d'un système cylindro-parabolique. (b) Photographie de la centrale solaire thermique SHAMS 1 utilisant la technologie des miroirs cylindro-parabolique.)

Ce système permet la concentration des rayons du soleil sur les tubes situés au point focal des miroirs, généralement revêtus d'un traitement sélectif qui permet une bonne absorption du rayonnement solaire, tout en évitant au maximum les pertes dans l'infrarouge. A l'intérieur de ces tubes circule le fluide caloporteur, généralement de l'huile synthétique, qui peut atteindre grâce à ce système de concentration une température de 400°C . Le fluide est ensuite dirigé vers un échangeur pour produire la vapeur qui actionnera la turbine. Cette technologie est aujourd'hui la plus mature et la mieux connue des technologies CSP. Elle est régulièrement utilisée pour des centrales commerciales de grande capacité, associée avec un stockage thermique et la possibilité d'être couplée avec des carburants fossiles.

b. Technologie de Fresnel linéaires

Comme pour les systèmes à miroirs cylindro-paraboliques, les systèmes à miroirs de Fresnel linéaires concentrent les rayons provenant du soleil au niveau d'un collecteur situé sur la ligne focale des miroirs (Fig. 1.11). La différence majeure avec les systèmes cylindro-paraboliques vient du fait que les miroirs sont ici tous quasi-plans, mais leur inclinaison relative permet d'approximer la courbure d'une parabole rigide. Le principal avantage de cette technologie provient des miroirs utilisés. Ceux-ci étant plans et d'une taille moins importante que celle des miroirs cylindro-paraboliques, il est plus aisé de les fabriquer et leur mise en oeuvre est également plus facile. De plus, dans cette technologie, les collecteurs sont fixes ce qui permet d'éviter les sur-coûts liés à la présence d'un système de déplacement des tubes collecteurs comme dans le cas de la technologie cylindro-parabolique.

1.2.2.2 Systèmes à récepteur ponctuel

Nous présentons maintenant le principe de la technologie CSP basée sur l'utilisation de récepteurs ponctuels.

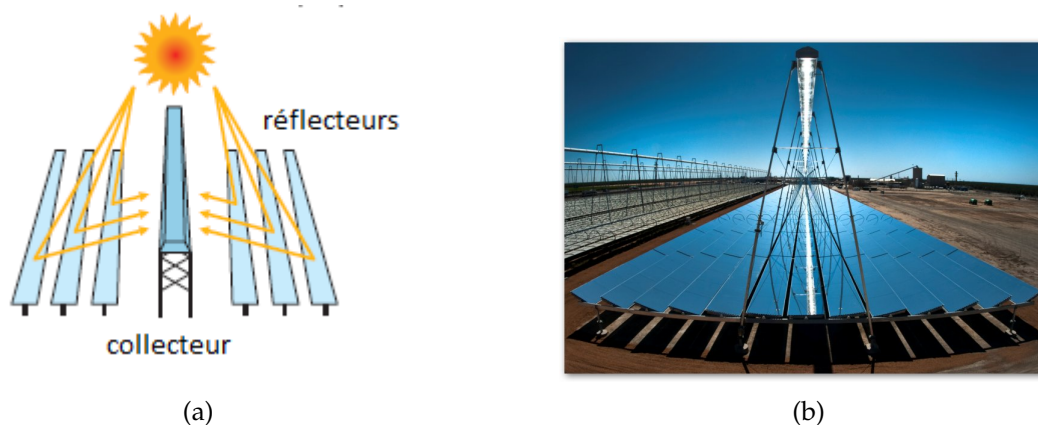


FIGURE 1.11 – (a) Schéma de principe d'un système Fresnel linéaires. (b) Photographie d'une rangée de miroirs de Fresnel linéaires. Les rayons sont concentrés sur le tube, en haut de l'image.

a. Technologie Dish Stirling

Dans les systèmes de concentration Dish Stirling, un miroir parabolique est utilisé pour focaliser le rayonnement solaire au point focal de la parabole comme illustré sur la Fig. 1.12. Contrairement aux autres technologies CSP, les systèmes Dish Stirling n'utilisent pas de fluide



FIGURE 1.12 – (a) Schéma de principe d'un système de concentration Dish Stirling. (b) Photographie de plusieurs concentrateurs Dish Stirling.

de transfert pour alimenter un cycle thermodynamique mais un moteur Stirling situé au point focal du système de concentration, et utilisent le rayonnement solaire converti en chaleur comme source chaude. Le récepteur étant relativement petit par rapport à la parabole, ce système permet d'obtenir des taux de concentrations très élevés et donc des températures très importantes, souvent supérieures à 1000 °C. La parabole étant fixée sur un support qui peut se déplacer dans deux dimensions, cette technologie permet de suivre la trajectoire apparente du soleil. Ces systèmes de concentration offrent aujourd'hui le plus haut taux de conversion du rayonnement solaire en électricité de toutes les technologies CSP. Ce taux peut atteindre approximativement 30 %. Un des principaux avantages de cette technologie réside dans sa modularité. En effet, contrairement aux autres technologies CSP, elle fonctionne en unité, ce qui permet de construire des petites unités de production. Cependant, les performances de cette

technologie la place en concurrence directe avec le PV, pour l'instant moins cher à mettre en oeuvre.

b. Technologie à tours solaires

La dernière technologie CSP est le système de tours solaires à concentration. Dans ce type d'installations, un champ de miroirs réflecteurs, que l'on appelle héliostats, focalise en un seul point le rayonnement solaire, situé au sommet d'une tour. Chaque héliostat est indépendant et peut-être orienté afin de suivre le mouvement du soleil (*sun tracking*) pour réfléchir précisément le rayonnement solaire (Fig. 1.13).



FIGURE 1.13 – (a) Schéma de principe d'un système CSP à tour solaire. (b) Photographie de la centrale Themis, située à Targassonne dans les Pyrénées-Orientales.

Le principal avantage de ces installations consiste dans le point de focalisation unique, qui permet d'obtenir des facteurs de concentration pouvant être supérieur à 1000, permettant d'atteindre des hautes températures, et augmentant ainsi le rendement de conversion chaleur - électricité. La haute température obtenue grâce au système de concentration permet d'utiliser différentes façons de produire de l'électricité :

- Génération directe de vapeur. Tout d'abord, comme pour la technologie Fresnel linéaire, la génération directe de vapeur (DSG, *Direct Steam Generation*) est possible, et permet l'utilisation directe d'une turbine à vapeur sans passer par un système de conversion. Mais le passage de la phase liquide à la phase vapeur peut entraîner des fortes contraintes thermo-mécaniques au niveau du récepteur, diminuant la durée de vie de celui-ci, ainsi que la fiabilité de la centrale. De plus, la DSG ne permet pas un stockage thermique efficace, les coûts de stockage de la vapeur étant très importants.
- Utilisation de sels fondus. Comme pour les systèmes cylindro-paraboliques, les systèmes à tour peuvent utiliser un fluide de transfert afin de conduire la chaleur vers un échangeur produisant de la vapeur. Celle-ci est ensuite dirigée vers une turbine à vapeur pour produire l'électricité (Fig. 1.14). Les sels fondus sont une bonne solution comme fluide de transfert car ils sont relativement bons marchés et permettent d'atteindre des températures élevées. De plus, il est facile de les stocker dans des cuves thermostatiques afin de pouvoir réutiliser la chaleur lors des pics de demande en la convertissant en électricité,

- via un cycle utilisant la chaleur des sels pour produire de la vapeur.
- Utilisation d'un cycle de Brayton. La dernière possibilité consiste à utiliser un gaz sous pression comme fluide de transfert. Ce gaz est chauffé au niveau du récepteur, puis est envoyé vers la turbine à gaz. Dans le cas où la température atteinte par le gaz n'est pas suffisante, il est possible d'hybrider la centrale solaire avec une centrale à gaz classique qui permettra de conserver une production constante. Dans ce cas, le stockage thermique n'est pas possible, mais l'hybridation permet une utilisation continue de la turbine à gaz. De plus, après le passage dans la turbine à gaz, la chaleur des gaz peut-être réutilisée pour générer de la vapeur utilisée dans une seconde turbine à vapeur.

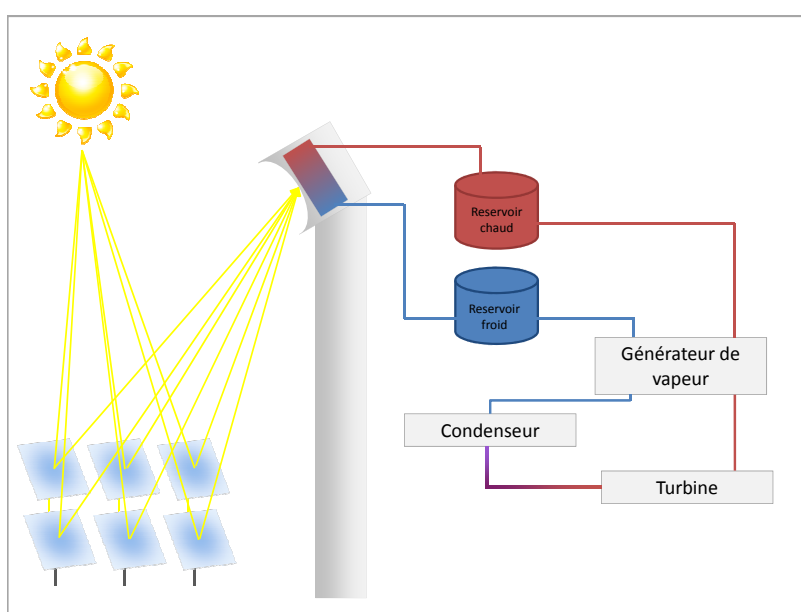


FIGURE 1.14 – Principe de fonctionnement d'une tour solaire utilisant des sels fondus comme fluide de transfert de chaleur. Le réservoir chaud correspond au stockage thermique.

Dans tous les cas, le rendement des cycles thermodynamique d'un système à concentration dépend de la température de la source chaude (ici, les fluides de transfert). Un bon moyen pour maximiser le rendement consiste donc à augmenter la température de ce fluide. En effet, à haute température, l'utilisation combinée d'un cycle de Brayton et d'un cycle de Rankine permet d'obtenir des taux de conversion de l'ordre de 50 %, bien supérieurs aux taux atteints par les cycles thermodynamiques utilisés à basse température, de l'ordre de 25 %. Dans cette thèse, nous avons choisi comme solution pour augmenter le rendement de développer un absorbeur spécifique, permettant de maximiser le captage de l'énergie provenant du soleil, tout en fonctionnant à haute température, c'est-à-dire en minimisant les pertes par rayonnement dans l'infrarouge ("*radiative cooling*").

1.3 Conclusion

Le solaire concentré thermodynamique représente aujourd'hui une alternative crédible à des centrales thermiques fonctionnant à l'aide de matières premières fossiles. En effet, la ressource solaire est une manne presque intarissable d'énergie, la seule limitation à son utilisation par le CSP étant d'ordre géographique. Nous avons montré que les différents scénarios envisagés pour la répartition énergétique future prédisent tous un large recours à l'énergie solaire. Néanmoins, le CSP a encore besoin aujourd'hui de se développer pour atteindre des coûts de production d'électricité plus proches de ceux offerts par les énergies fossiles et le solaire photovoltaïque. Parmi les pistes possibles pour réduire les coûts de production, l'augmentation des performances des absorbeurs est sans aucun doute prometteuse. Le développement d'une technologie CSP à haute température est également une direction de recherche importante pour atteindre ces objectifs. Dans les chapitres suivants, nous étudierons deux solutions pour permettre la conception d'absorbeurs sélectifs efficaces à haute température.

Chapitre 2

Absorbeurs solaires multicouches apériodiques

Sommaire

2.1 Structures multicouches apériodiques, une solution à de nombreux problèmes	20
2.2 Équilibre thermique d'un absorbeur	22
2.2.1 Flux incident	23
2.2.2 Flux absorbé	24
2.2.3 Flux émis	25
2.2.4 Flux extrait	26
2.2.5 Température d'équilibre	26
2.2.6 Rendement de l'absorbeur	26
2.3 Cas de l'absorbeur parfait	27
2.3.1 Définition	27
2.3.2 Bilan d'énergie	27
2.3.3 Rendement	28
2.4 Propriétés optiques d'un empilement multicouches	32
2.4.1 Matrices de transfert et matrices de diffusion élémentaires	32
2.4.2 Matrices de transfert et de diffusion pour une structure multicouches	40
2.5 Optimisation des propriétés optiques par algorithme génétique	45
2.5.1 L'algorithme génétique	45
2.5.2 Design d'absorbeurs solaires multicouches par algorithme génétique	49
2.6 Conclusion	53

Les structures multicouches apériodiques représentent une solution relativement simple pour concevoir des absorbeurs sélectifs efficaces. En jouant sur les mécanismes d'interférences, la localisation de modes, etc, il est possible de sculpter leur spectre d'absorption. Dans ce chapitre, nous présentons le design d'absorbeurs multicouches capables de fonctionner efficacement à haute température

On décrit tout d'abord l'équilibre thermique d'un absorbeur solaire. Puis nous introduisons le concept d'absorbeur parfait et déduisons de ses caractéristiques le rendement maximal d'un

absorbeur solaire. Le spectre d'absorption de cet absorbeur idéal sera ensuite utilisé comme fonction objectif pour optimiser une structure multicouche à l'aide d'une méthode d'optimisation globale que nous décrirons en détail

2.1 Structures multicouches apériodiques, une solution à de nombreux problèmes

La théorie générale des couches minces, développée en 1950 par Florin Abelès [Abelès, 1950], a permis de comprendre le comportement des ondes électromagnétiques à l'intérieur des systèmes à couches minces multiples. Dès lors, un grand nombre de systèmes multicouches aux propriétés optiques originales ont été développés. Parmi ces structures, de nombreux absorbeurs sélectifs ont été conçus.

Au cours des années 50, Winfield Salisbury [Salisbury, 1952] développa l'écran de Salisbury pour rendre furtifs les avions face à la détection radar (Fig. 2.1). C'est l'un des premiers exemples d'absorbeur multicouche à bande étroite [Chambers, 1994]. Cet absorbeur est généralement composé de trois couches distinctes : un substrat métallique, une couche de matériau diélectrique transparente dont l'épaisseur fait un quart de la longueur d'onde incidente et une couche supérieure absorbante dite résistive. Ce type d'écran permet, grâce à un phénomène

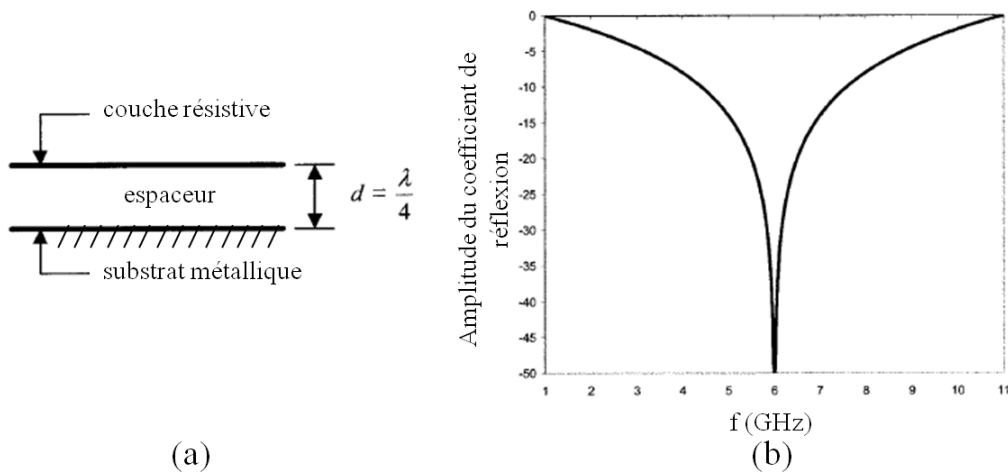


FIGURE 2.1 – (a) Écran de Salisbury standard, composé d'un substrat, d'un espaceur diélectrique transparent dont l'épaisseur fait un quart de la longueur d'onde incidente et d'une couche résistive. (b) Coefficient de réflexion d'un écran de Salisbury standard [Kern et Werner, 2003].

d'interférences destructives [Fante et McCormack, 1988], de diminuer fortement la réflexion de la structure à la longueur d'onde du champ incident (Fig. 2.1b). Originellement développé dans le domaine radio, il est facile de réaliser cet écran pour n'importe quelle longueur d'onde, en ajustant l'épaisseur des couches et en choisissant convenablement les matériaux. Ce type d'absorbeurs à bande étroite est aussi très utilisé pour la détection dans le THz. En effet, dans cette gamme les ondes ont un fort pouvoir pénétrant et permettent de voir à travers les matériaux non conducteurs, tels que les plastiques. Cette propriété est largement utilisée dans le domaine

de la sécurité afin de détecter des armes, des produits dangereux ou des matières explosives. Cependant, la précision de l'écran de Salisbury est limitée. Contrairement à ce type d'absorbants, les structures multicouches ont montré leur capacité à absorber une longueur d'onde précise [Tao *et al.*, 2008]. L'introduction de défauts dans les structures périodiques a également permis de concevoir des absorbants quasi-monochromatique [Ben-Abdallah et Ni, 2005, Sang *et al.*, 2004] grâce à la présence de modes localisés dans les bandes interdites de ces structures (Fig. 2.2). Citons également les structures multicouches périodiques couplées à une couche de

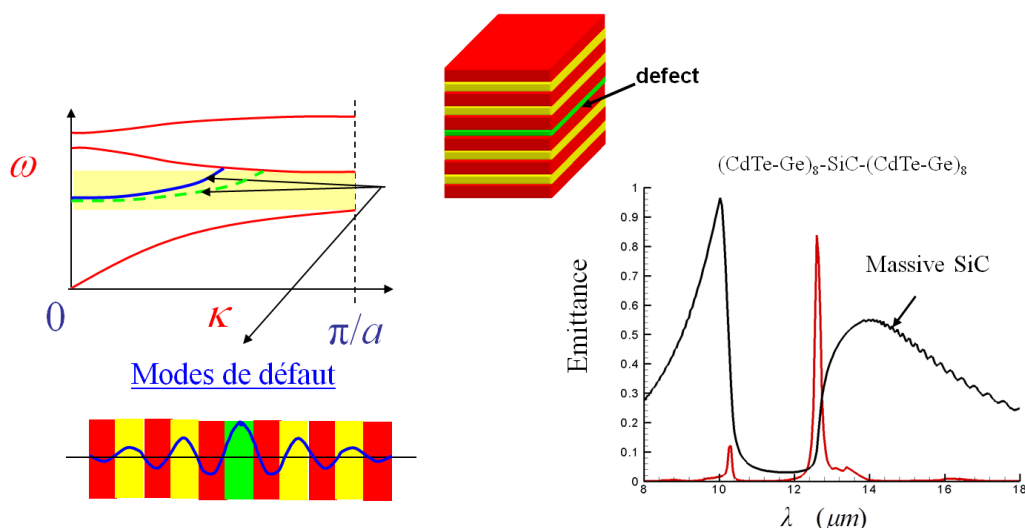


FIGURE 2.2 – Relation de dispersion d'une structure périodique (cristal photonique) en présence d'un défaut (couche de SiC). Le défaut est responsable de la présence de modes (en bleu et vert) dans la bande interdite du cristal. Ces modes de défaut sont localisés dans la structure mais ils peuvent être excités à travers le cristal ce qui conduit une absorption (emittance) localisée en fréquence.

matériau polaire qui permettent par l'intermédiaire du couplage du rayonnement incident avec le phonon-polariton de surface supporté par le matériau polaire (via le réseau périodique) d'obtenir une absorption localisée autour de la fréquence de ce mode de surface [Lee et Zhang, 2006] (Fig. 2.3). Ces détecteurs peuvent aussi être utilisés dans le domaine de la biologie, plus précisément dans le domaine de l'imagerie médicale, et permettent de différencier des tissus sains de tissus malades [Hu et Nuss, 1995]. La détection d'espèces chimiques est une application importante de ce type d'absorbant à bande étroite depuis le domaine visible jusqu'à l'infrarouge. Enfin, les absorbants à bande étroite sont des candidats naturels dans le domaine de la conversion thermophotovoltaïque. Ils ont permis de concevoir des émetteurs infrarouges capables de rayonner en direction des cellules PV précisément à la fréquence du gap de conversion de ces dernières [Nefzaoui *et al.*, 2012] et d'atteindre des rendements de conversion supérieurs à la limite de Shockley [Shockley et Queisser, 1961].

A l'opposé, les structures multicouches permettent également de concevoir des absorbants à large bande. Un exemple intéressant dû à Corrigan *et al.* [Corrigan *et al.*, 2012] consiste en une structure composée de fluorure de baryum et de nickel-chrome capable d'absorber le rayonnement sur une gamme de longueurs d'onde allant de 4 à 100 microns (Fig. 2.4). Un tel absorbant

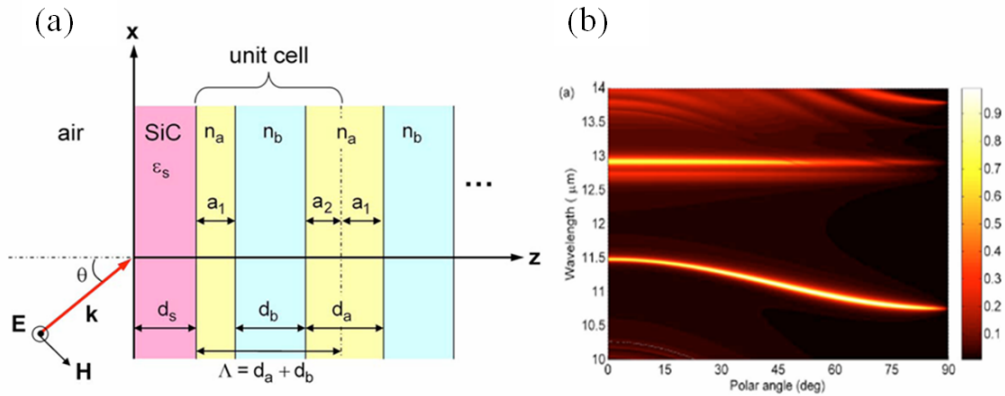


FIGURE 2.3 – (a) Source thermique partiellement cohérente étudiée par Zhang *et al.*, composée d’une couche de SiC collé à un cristal photonique 1D semi-infini pour une onde incidente polarisée *s*. (b) Emittivité spectrale et directionnelle de la structure en polarisation *s* [Lee et Zhang, 2006].

permet par exemple de capturer la chaleur perdue par rayonnement dans des procédés industriels lorsque la température est inférieure à 700 K. Les absorbeurs à large bande trouvent également des applications dans le domaine du refroidissement radiatif lorsque leur bande d’absorption coïncide avec une fenêtre de transparence de l’atmosphère [Rephaeli *et al.*, 2013].

La conception d’absorbeurs large bande est déjà un problème très ancien. En 1956, Tabor présente déjà le principe d’un absorbeur sélectif pour augmenter l’efficacité des collecteurs solaires [Tabor, 1956]. Depuis ces premiers travaux, de nombreuses structures ont été proposées [Hottel et Unger, 1959, Gillette, 1960, Kokoropoulos *et al.*, 1959, Schmidt et Janssen, 1964]. Cependant, ces structures sont inopérantes au dessus de 550°C. Récemment, des travaux ont été dédiés à la conception d’absorbeurs multicouches large bande capables de fonctionner à haute température [Sergeant *et al.*, 2009] et autour de multiples bandes étroites [Wang *et al.*, 2014]. Si les propriétés optiques de ces structures permettent d’obtenir des performances déjà très intéressantes pour le solaire concentré, celles-ci sont encore loin des limites théoriques [Langlais *et al.*, 2014b] et peuvent être encore améliorées. Ce sera l’objet du prochain paragraphe.

2.2 Équilibre thermique d’un absorbeur

Le fonctionnement d’un absorbeur solaire est schématisé Fig. 2.5. Il absorbe une partie du rayonnement solaire incident pour convertir son énergie sous forme de chaleur. Une partie de cette énergie est alors extraite de l’absorbeur pour être convertie en électricité, l’autre partie est ré-émise dans son environnement. Elle est alors perdue. Idéalement, un absorbeur doit capter toute l’énergie du champ radiatif incident et, dans le même temps, ne pas émettre dans son environnement. L’efficacité d’un absorbeur quantifie la propension qu’il a à absorber le rayonnement incident par rapport à celle qu’il a à se refroidir par "*radiative cooling*". Pour définir cette efficacité, il est primordial de connaître le spectre d’absorption depuis le visible jusqu’à l’infrarouge. Ce spectre nous permet de calculer le flux d’énergie incident absorbé par la structure

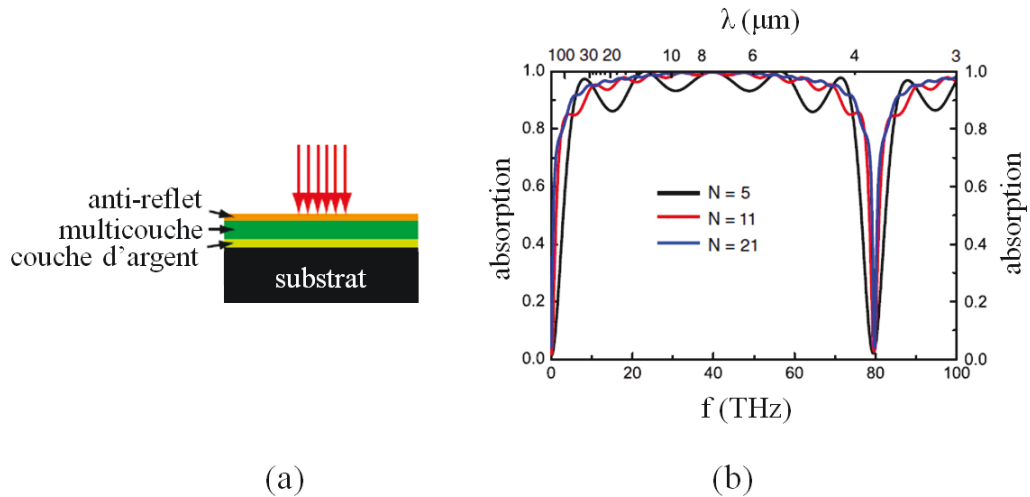


FIGURE 2.4 – (a) Absorbeur à large bande composé de fluorure de baryum et de nickel chrome. (b) Spectre d'absorption de la structure (a) en fonction du nombre de couches [Corrigan *et al.*, 2012].

ainsi que le flux sortant qui contribue à son refroidissement par radiation.

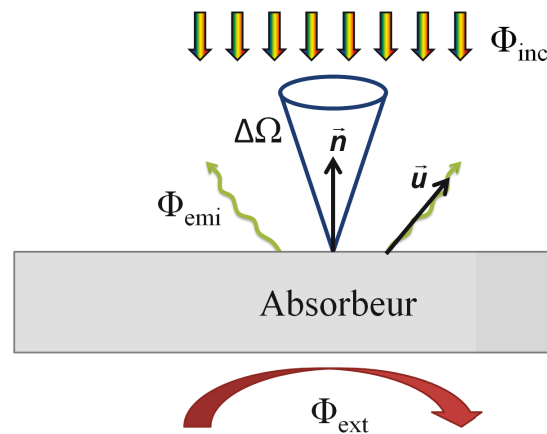


FIGURE 2.5 – Schéma illustrant le principe de fonctionnement d'un absorbeur destiné à une technologie CSP. L'absorbeur est éclairé par un flux incident Φ_{inc} sous un angle solide $\Delta\Omega$ autour de la normal à la surface. Une partie de ce flux est absorbé est contribue à chauffer l'absorbeur, tandis qu'un flux Φ_{emi} est rayonné dans toutes les directions et participe à son refroidissement. En face arrière, un flux de chaleur Φ_{ext} est extrait par convection ou par conduction pour être converti en électricité.

2.2.1 Flux incident

Le flux incident correspond au flux total provenant de la source primaire via le système de concentration, c'est à dire au rayonnement total issu de la source multiplié par un facteur de concentration \mathcal{C} qui tient compte du système optique situé en amont du récepteur. Lorsque la source est assimilée un corps noir de température T_S , le flux incident sous un angle solide $\Delta\Omega$

(typiquement $\sim 6.10^{-5}$ sr pour le soleil) s'écrit

$$\Phi_{inc}^{BB} = C \Delta \Omega \int_0^{\infty} L_{\lambda}^0(T_S) d\lambda, \quad (2.1)$$

où L_{λ}^0 désigne la luminance du corps noir

$$L_{\lambda}^0(T_S) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{k_B T_S \lambda}\right) - 1}, \quad (2.2)$$

h étant la constante de Planck, k_B la constante de Boltzmann et c la vitesse de la lumière dans le vide. Après intégration sur tout le spectre, le flux rayonné par la source et reçu par l'absorbeur s'écrit simplement

$$\Phi_{inc}^{BB} = \frac{C}{\pi} \Delta \Omega \sigma T_S^4, \quad (2.3)$$

où σ représente la constante de Stefan-Boltzmann. Nous retrouvons naturellement ici le flux rayonné par un corps noir sous un angle solide $\Delta \Omega$ et amplifié par le facteur de concentration C . Si, en dehors de l'atmosphère, le soleil peut être assimilé à un corps noir, comme nous l'avons vu au chapitre 1, les gaz présents dans l'atmosphère modifient notablement son spectre (cf. Fig. 1.2), de sorte que cette approximation n'est plus valable. Dans ce cas, la fonction de Planck (2.2) doit être remplacée par l'irradiance solaire $L_{AM1.5}$. Le flux incident s'écrit alors

$$\Phi_{inc}^S = C \int_0^{\infty} L_{AM1.5}(\lambda) d\lambda. \quad (2.4)$$

Notons ici que l'angle solide sous lequel est vu le soleil n'apparaît pas dans cette expression car il est déjà pris en compte dans la définition de l'irradiance solaire $L_{AM1.5}$.

2.2.2 Flux absorbé

Le flux absorbé par le collecteur correspond à la partie du flux incident qui n'est pas renvoyé dans l'atmosphère par réflexion. Pour calculer ce flux, il est nécessaire de définir l'absorptivité monochromatique spectrale $\alpha_i(\lambda, \mathbf{u})$ dans la direction \mathbf{u} de l'éclairement pour les deux états de polarisation s et p . Dans la suite, nous supposons que le système optique situé en amont de l'absorbeur concentre le rayonnement incident dans un petit angle solide $\Delta \Omega$ autour de la normale à la surface. Dans ce cas, le comportement optique de l'absorbeur est identique pour les deux états de polarisation de la lumière de sorte que l'absorptivité $\alpha_s = \alpha_p = \alpha$. Lorsque la source est assimilée à un corps noir de température T_S , le flux incident s'écrit

$$\Phi_{abs}^{BB}(T_S) = C \Delta \Omega \int_0^{\infty} \alpha(\lambda) L_{\lambda}^0(T_S) d\lambda. \quad (2.5)$$

Cette expression montre que le flux absorbé n'est rien d'autre que le flux incident pondéré pour chaque longueur d'onde λ par l'absorptivité $\alpha(\lambda)$ de la surface. Lorsque la source est le

Soleil, le flux absorbé s'écrit

$$\Phi_{abs}^S = C \int_0^{\infty} \alpha(\lambda) L_{AM1.5}(\lambda) d\lambda. \quad (2.6)$$

Dans les technologies CSP, ce flux doit être maximisé pour augmenter le plus possible la température du récepteur.

2.2.3 Flux émis

L'énergie collectée par l'absorbeur tend à augmenter sa température. Cependant, cette augmentation est limitée par le refroidissement radiatif de l'absorbeur. Contrairement au flux absorbé, le flux émis par l'absorbeur n'est pas unidirectionnel et les pertes radiatives ont lieu dans toutes les directions. A l'équilibre, ce flux s'écrit

$$\Phi_{emi}(T_{eq}) = \int_0^{\infty} \int_{\mathbf{u}} \epsilon(\lambda, \mathbf{u}) L_{\lambda}^0(T_{eq}) \mathbf{n} \cdot \mathbf{u} d\mathbf{u} d\lambda, \quad (2.7)$$

où $\epsilon(\lambda, \mathbf{u})$ désigne l'émissivité thermique monochromatique directionnelle moyennée sur les deux états de polarisation s et p . Pour limiter les pertes d'énergie par rayonnement, il est important de minimiser l'émission du collecteur dans la zone spectrale où aucun flux incident ne vient l'éclairer. La Fig. 2.6 illustre les deux mécanismes en compétition qui conditionnent

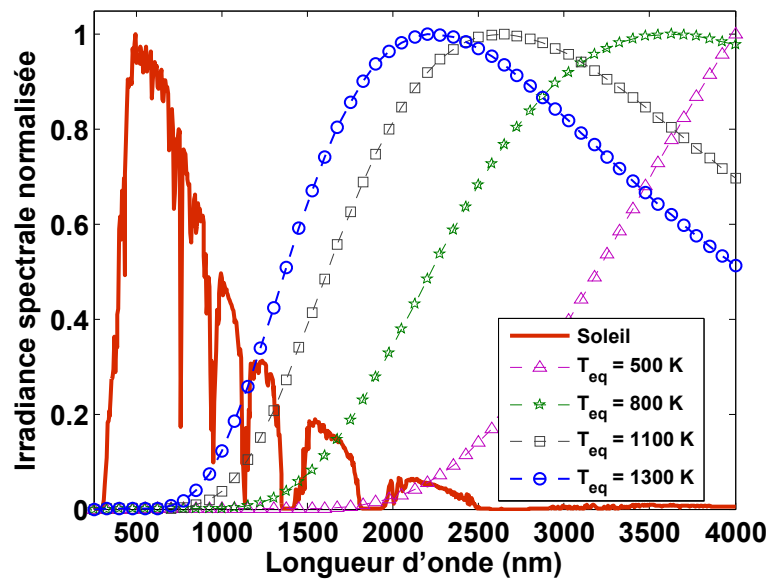


FIGURE 2.6 – Irradiance spectrale normalisée du soleil (courbe rouge) et du corps noir à différentes températures T_{eq} . Le déplacement du pic vers les petites longueurs d'ondes quand la température augmente est bien visible.

les performances des technologies CSP (sur cette figure on suppose que l'absorbeur rayonne comme un corps noir). A basse température, le spectre d'émission de l'absorbeur et le spectre solaire sont disjoints, de sorte que le chauffage et le refroidissement sont deux mécanismes indépendants. En revanche, à haute température, le spectre de Planck recouvre partiellement le

spectre du Soleil, ce qui engendre, en vertu de la seconde loi de Kirchhoff (i.e. $\varepsilon = \alpha$), des pertes d'énergies importantes de la structure par refroidissement radiatif dans la gamme spectrale d'émission de la source primaire. Ce chevauchement partiel des spectres limite la température de l'absorbeur comme nous le verrons plus tard.

2.2.4 Flux extrait

Le dernier flux à prendre en compte dans le bilan énergétique total est un élément important du problème, puisqu'il s'agit du flux *utile*, c'est-à-dire du flux d'énergie qui sera extrait en face arrière par le fluide caloporteur. Ce flux dépend du système de collecte d'énergie (échangeur, ailettes, [Li *et al.*, 2011]) utilisé. Sa valeur maximale Φ_{ext} peut être déduite du bilan d'énergie, comme nous le verrons plus loin.

2.2.5 Température d'équilibre

A l'équilibre, la somme des flux d'énergie reçus et émis par l'absorbeur est nulle, de sorte que

$$\Phi_{abs} - \Phi_{emi}(T_{eq}) - \Phi_{ext} = 0. \quad (2.8)$$

La température d'équilibre de l'absorbeur est donc une solution de cette équation transcendante.

2.2.6 Rendement de l'absorbeur

Le rendement η de l'absorbeur (en l'absence de pertes par convection¹) se définit comme étant sa capacité à transférer l'énergie qu'il reçoit vers le fluide caloporteur situé en face arrière. Ce rendement est donc le rapport du flux extrait sur le flux incident

$$\eta = \frac{\Phi_{ext}}{\Phi_{inc}}. \quad (2.9)$$

Or le flux extrait s'exprime grâce au bilan d'énergie (2.8) comme la différence entre le flux absorbé et le flux émis, de sorte que

$$\eta = \frac{\Phi_{abs} - \Phi_{emi}}{\Phi_{inc}}. \quad (2.10)$$

Nous constatons alors que pour maximiser l'efficacité du récepteur, il faut de maximiser le flux absorbé tout en minimisant le flux émis, le flux incident étant fixe.

1. A haute température, les pertes par convection libre représentent entre 1 % et 15 % des pertes par rayonnement.

2.3 Cas de l'absorbeur parfait

2.3.1 Définition

L'absorbeur parfait est un milieu dont l'absorptivité est égale à 1 sur l'ensemble du spectre jusqu'à une longueur d'onde critique λ_c (que nous appellerons aussi longueur d'onde de coupure), au delà de laquelle elle est nulle, et ce dans toutes les directions et pour les deux états de polarisation s et p .

$$\alpha(\lambda, \mathbf{u}) = \begin{cases} 1 & \text{pour } 0 < \lambda < \lambda_c \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} . \quad (2.11)$$

2.3.2 Bilan d'énergie

Grâce à cette définition de l'absorptivité, il est possible de calculer analytiquement, à l'aide des expressions (2.5) et (2.7), le flux absorbé par l'absorbeur. En intégrant la fonction de Planck, ce flux s'écrit (Annexe A)

$$\Phi_{abs} = \frac{15}{\pi^5} C \sigma T_s^4 \Delta \Omega F_a, \quad (2.12)$$

où F_a est défini comme suit

$$F_a = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-nX_c^a}}{n^4} \left[6 + 6nX_c^a + 3n^2 (X_c^a)^2 + n^3 (X_c^a)^3 \right], \quad (2.13)$$

avec $X_c^a = \frac{hc}{k_B T_s \lambda_c}$. Le flux absorbé pour différents facteurs de concentration est représenté sur

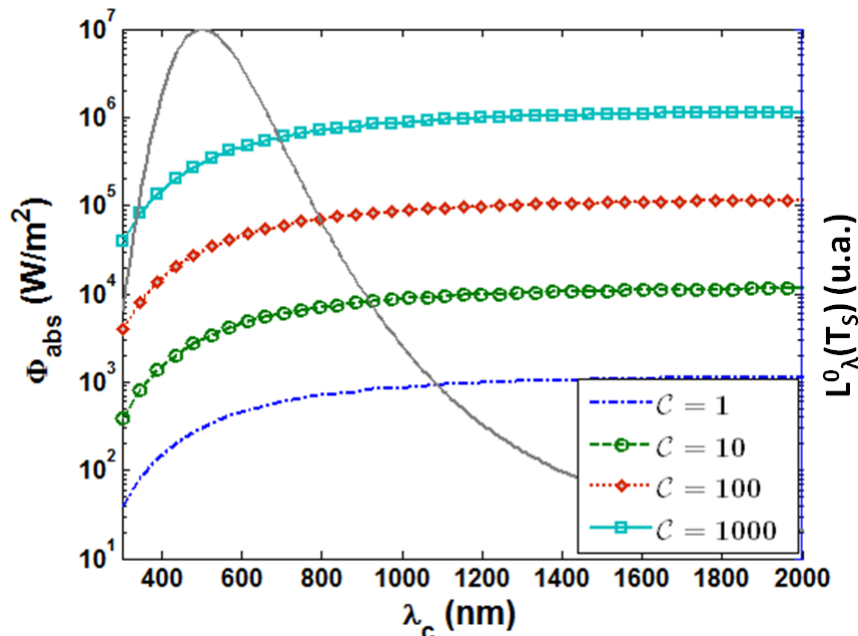


FIGURE 2.7 – Flux absorbé par un absorbeur parfait en fonction de la longueur d'onde de coupure λ_c pour différentes valeurs du facteur de concentration C . Le spectre de la source assimilée à un corps noir à $T_s = 5778$ K est tracé en gris.

la Fig. 2.7. La comparaison avec le spectre d'émission de la source permet de voir que le flux

absorbé augmente fortement jusqu'à la longueur d'onde de Wien de la source, puis plus faiblement, jusqu'à devenir constant pour de grandes longueurs d'onde de coupure, longueurs d'onde à partir desquelles l'émission du corps noir devient très faible. Il existe donc une longueur d'onde de coupure au delà de laquelle le flux absorbé n'augmente plus. Le calcul du flux émis par l'absorbeur à la température d'équilibre T_{eq} s'écrit

$$\Phi_{emi} = \int_0^{\infty} L_{\lambda}^0(T_{eq}) \int_{\Omega} \alpha(\lambda, \mathbf{u}) \cos \theta d\Omega d\lambda. \quad (2.14)$$

Comme par la définition, l'absorptivité de l'absorbeur parfait est indépendante de la direction. Ce flux se réécrit

$$\Phi_{emi} = \pi \int_0^{\lambda_c} L_{\lambda}^0(T_{eq}) d\lambda. \quad (2.15)$$

Après intégration, il vient

$$\Phi_{emi} = \frac{15}{\pi^4} \sigma T_{eq}^4 F_e, \quad (2.16)$$

où F_e est défini comme suit

$$F_e = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-nX_c^e}}{n^4} \left[6 + 6nX_c^e + 3n^2 (X_c^e)^2 + n^3 (X_c^e)^3 \right], \quad (2.17)$$

avec $X_c^e = \frac{hc}{k_B T_{eq} \lambda_c}$ (cf. Annexe A). En insérant les expressions des flux absorbé (2.12) et émis (2.16) dans l'équation de conservation de l'énergie (2.8), nous obtenons le flux qui peut être extrait d'un absorbeur parfait

$$\Phi_{ext} = \frac{15}{\pi^4} \sigma \left(\frac{\mathcal{C}}{\pi} T_S^4 \Delta\Omega F_a - T_{eq}^4 F_e \right). \quad (2.18)$$

A partir de l'équation de conservation, nous pouvons déterminer la température d'équilibre du récepteur en fonction de la puissance extraite. Sur la Fig. 2.8, nous présentons ce résultat en fonction de la longueur d'onde de coupure pour différents facteurs de concentration. Nous voyons que la température d'équilibre de l'absorbeur diminue quand la longueur d'onde de coupure augmente. Cet effet s'explique simplement par l'augmentation des pertes par rayonnement qui induisent le refroidissement de l'absorbeur. Quant au flux maximal extrait, il est donné par la courbe frontière qui sépare les zones colorées des zones blanches. Ce flux dépend linéairement du facteur de concentration \mathcal{C} (Fig. 2.9).

2.3.3 Rendement

A partir de l'expression (2.18) du flux extrait et du flux incident (2.3), nous pouvons écrire l'expression générale du rendement d'un absorbeur parfait

$$\eta = \frac{15}{\pi^4} \left[F_a - \frac{\pi}{\mathcal{C} \Delta\Omega} \left(\frac{T_{eq}}{T_S} \right)^4 F_e \right]. \quad (2.19)$$

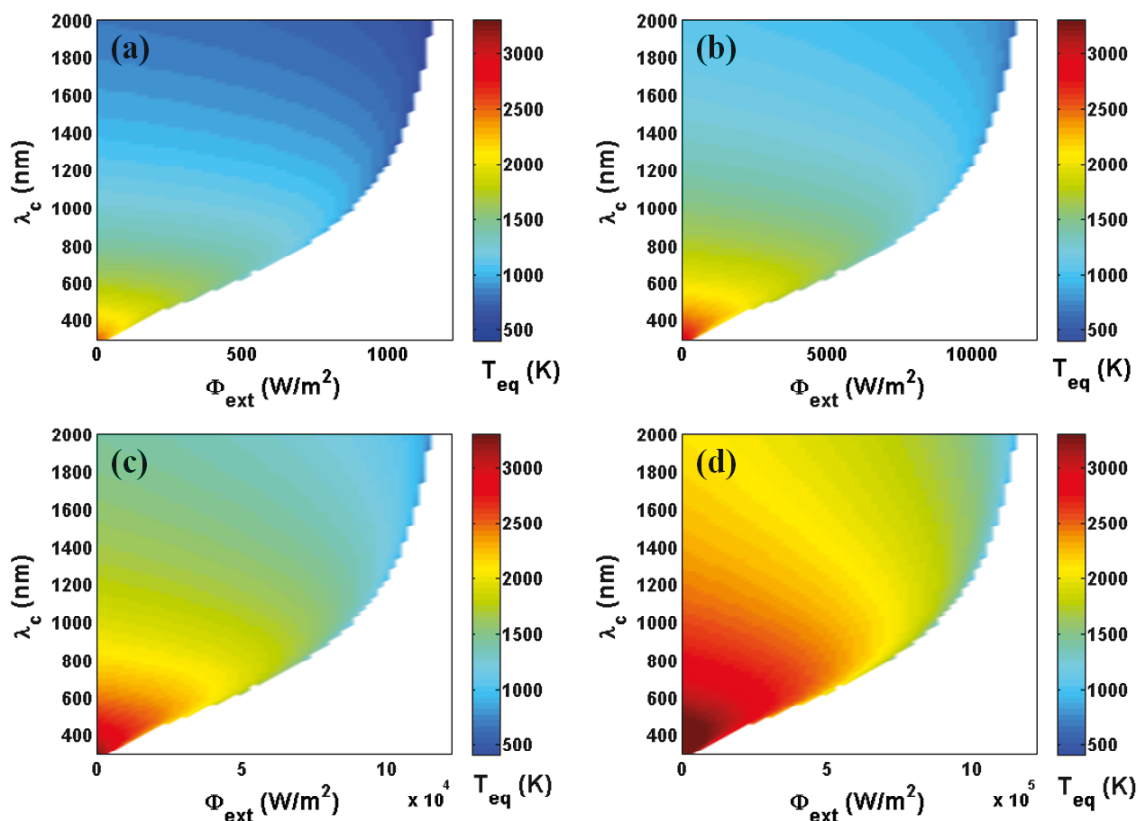


FIGURE 2.8 – Température d'équilibre du récepteur en fonction du flux extrait Φ_{ext} et de la longueur d'onde de coupure λ_c , pour différents facteur de concentration : (a) $C = 1$, (b) $C = 10$, (c) $C = 100$, (d) $C = 1000$. La frontière entre les zones blanches et colorées définit le flux maximal qui peut être extrait de l'absorbeur.

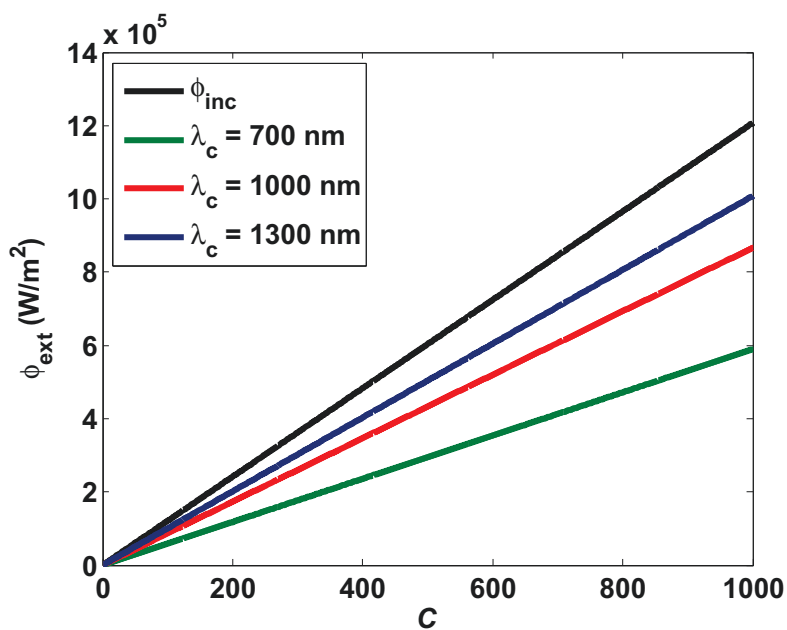


FIGURE 2.9 – Flux extrait maximal d'un absorbeur parfait en fonction du facteur de concentration, pour différentes longueurs d'onde de coupure λ_c . Quand la longueur d'onde de coupure augmente, ce flux extrait maximal tend vers une limite égale au flux incident Φ_{inc} .

Nous constatons que le premier terme dans cette relation contribue à augmenter le rendement tandis que le second terme, relatif au refroidissement radiatif, tend à le réduire. Il est aisé de vérifier à partir de cette expression qu'à basse température (i.e. $T_{eq} \ll T_S$), le rendement maximal que l'on peut obtenir est

$$\eta \approx \frac{15}{\pi^4} F_a, \quad (2.20)$$

le second terme étant petit devant le premier (cf. Annexe A). En revanche, à haute température, le deuxième terme dans la relation. (2.19) n'est plus négligeable devant le premier, atteignant le même ordre de grandeur que celui-ci. Ce terme étant négatif, il entraîne une très forte diminution du rendement (Fig. 2.10).

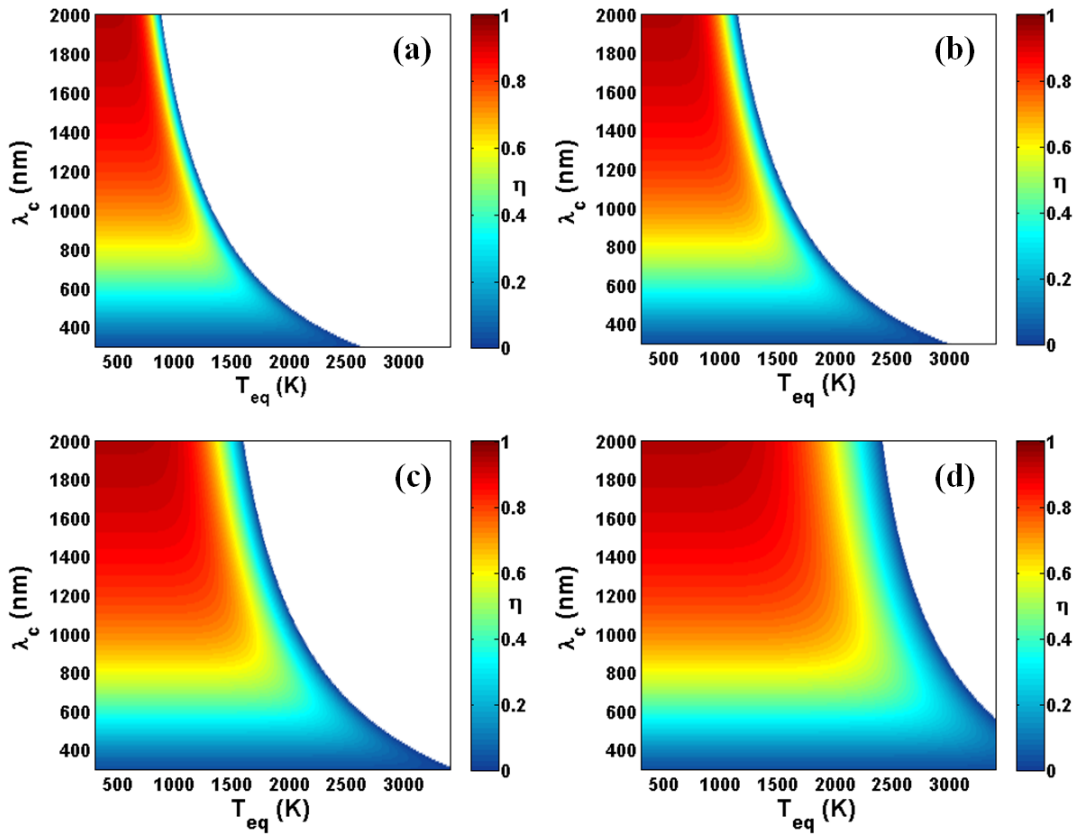


FIGURE 2.10 – Rendement d'un absorbeur parfait en fonction de la température d'équilibre du récepteur T_{eq} et de la longueur d'onde de coupure λ_c , pour différentes valeurs de facteur de concentration : (a) $\mathcal{C} = 1$, (b) $\mathcal{C} = 10$, (c) $\mathcal{C} = 100$, (d) $\mathcal{C} = 1000$. Les zones blanches correspondent aux températures qui ne peuvent pas être atteintes avec les longueurs d'onde de coupure et les facteurs de concentration considérés.

La Fig. 2.10 illustre l'évolution du rendement d'un absorbeur parfait en fonction de la longueur d'onde de coupure λ_c et de sa température d'équilibre T_{eq} . Tout d'abord, nous voyons que pour une longueur d'onde de coupure fixée, la température d'équilibre maximale qui peut être atteinte dépend du facteur de concentration \mathcal{C} . Ceci s'explique simplement à partir de l'équation bilan (2.8). Pour une température de source primaire fixée, l'augmentation du facteur de concentration augmente le flux incident, et donc le flux absorbé. Il s'en suit que la

température d'équilibre de l'absorbeur augmente elle aussi, permettant ainsi de travailler à des températures élevées. En prenant le problème dans l'autre sens et en fixant la température d'équilibre de l'absorbeur, on voit que l'augmentation du facteur de concentration augmente le flux absorbé, et le recouvrement du spectre de la source et du spectre d'émission de l'absorbeur est décalé vers les grandes longueurs d'onde (Fig. 2.11a), ce qui permet d'atteindre un rendement plus élevé.

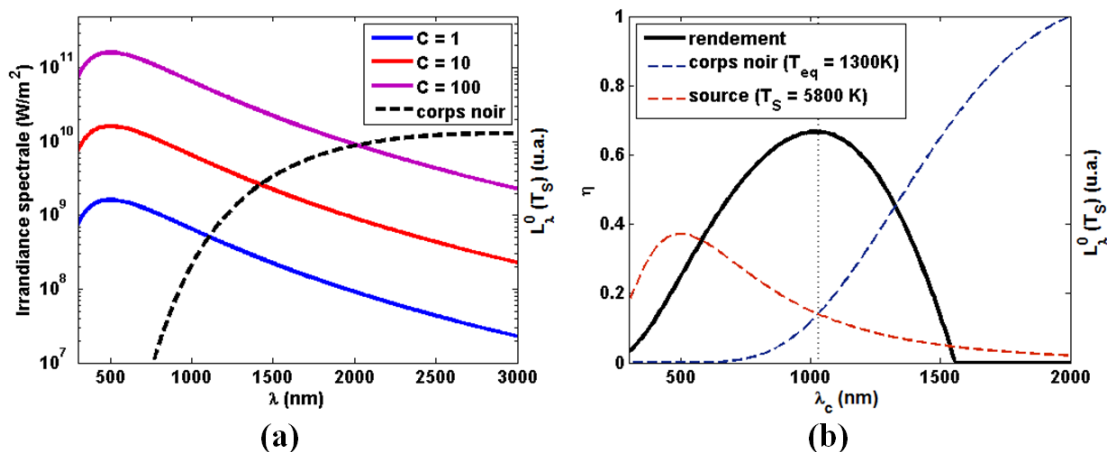


FIGURE 2.11 – (a) Spectres d'émission apparente de la source à différents facteurs de concentration et spectre de Planck à $T_{eq} = 1300$ K. (b) Rendement d'un absorbeur parfait en fonction de la longueur d'onde de coupure λ_c , pour un facteur de concentration $C = 10$ et une température d'équilibre $T_{eq} = 1300$ K. Les spectres (en unités arbitraires) de la source à $T_S = 5800$ K et du corps noir sont tracés en pointillés. Le rendement maximum est obtenu pour une coupure située au croisement des deux spectres.

Nous pouvons aussi constater sur la Fig. 2.11b que pour une température d'équilibre de 1300 K et un facteur de concentration de 10 que le maximum du rendement est atteint lorsque la longueur d'onde de coupure correspond à la longueur d'onde où les spectres de la source et de l'absorbeur se croisent. D'après les expressions des flux absorbé (2.12) et émis (2.16), ainsi que l'expression du rendement (2.19), ce résultat s'explique simplement. En effet, lorsque la longueur d'onde de coupure est plus petite que la longueur d'onde où à lieu le chevauchement des spectres, alors le flux émis et le flux absorbé diminuent mais la diminution des pertes ne permet pas de compenser la diminution du flux absorbé, de sorte que le rendement devient plus faible. De même, quand la longueur d'onde de coupure est supérieure à la longueur d'onde de chevauchement, alors le flux absorbé augmente, mais ce flux ne compense pas l'augmentation de l'émission thermique. Le refroidissement radiatif fait alors chuter le rendement. La longueur d'onde de coupure optimale d'un absorbeur parfait éclairé par une source primaire assimilée à un corps noir à la température T_S sous un angle solide $\Delta\Omega$ et avec un facteur de concentration donné est donc la longueur d'onde à laquelle se chevauchent les spectres de la source et de l'absorbeur. Le calcul du rendement permet de définir la température d'équilibre d'un absorbeur en fonction de sa longueur d'onde de coupure ou bien de trouver la longueur d'onde de coupure idéale pour une température d'équilibre donnée. La Fig. 2.12 décrit l'évolution de la température d'équilibre d'un absorbeur parfait en fonction de la longueur d'onde

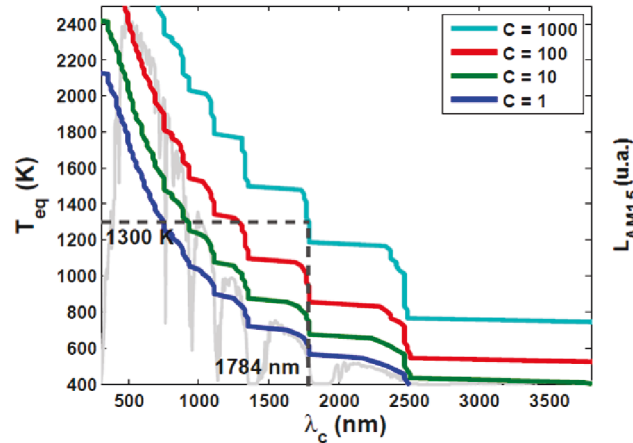


FIGURE 2.12 – Température d’équilibre en fonction de la longueur d’onde de coupure pour un absorbeur parfait, pour différents facteurs de concentration \mathcal{C} . Le spectre solaire AM1.5 est utilisé pour décrire le rayonnement incident.

de coupure de celui-ci, pour différentes valeurs du facteur de concentration. Dans cette Figure, le spectre solaire AM1.5 est utilisé pour décrire le flux incident. Nous voyons qu’il existe bien une température d’équilibre qui correspond à une longueur d’onde de coupure permettant de maximiser le rendement. Dans le cas d’un absorbeur parfait dont la température d’équilibre est à 1300 K, la longueur d’onde de coupure optimale qui conduit au rendement maximum est de 1784 nm.

2.4 Propriétés optiques d’un empilement multicouches

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à des absorbeurs basés sur des empilements de couches minces. Le calcul du spectre d’absorption de structures multicouches repose sur la méthode de matrices de transfert et des matrices de diffusion que nous décrivons ici.

2.4.1 Matrices de transfert et matrices de diffusion élémentaires

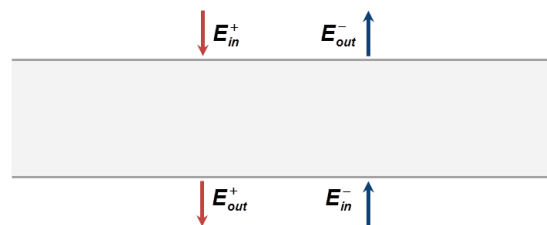


FIGURE 2.13 – Champs entrants E_{in}^{\pm} et champs sortants E_{out}^{\pm} sur les faces d’une couche.

Les méthodes des matrices de transfert et de diffusion sont basées sur la relation qui existe entre les champs E_{in} entrant dans le milieu et les champs E_{out} sortant de ce milieu. Les matrices de transfert \mathcal{T} relient les champs entrant et sortant d’un côté de la couche aux champs entrant

et sortant de l'autre côté par une relation du type

$$\begin{bmatrix} E_{in}^+ \\ E_{out}^- \end{bmatrix} = \mathcal{T} \begin{bmatrix} E_{out}^+ \\ E_{in}^- \end{bmatrix}. \quad (2.21)$$

Les matrices de diffusion \mathcal{S} relient quant à elles les champs sortants E_{out}^+ et E_{out}^- des deux cotés du milieu au champs entrants E_{in}^- et E_{in}^+ par une relation du type

$$\begin{bmatrix} E_{out}^+ \\ E_{out}^- \end{bmatrix} = \mathcal{S} \begin{bmatrix} E_{in}^+ \\ E_{in}^- \end{bmatrix}. \quad (2.22)$$

2.4.1.1 Cas d'une interface plane

Dans cette partie, nous décrivons le passage d'une onde à travers une interface plane séparant deux milieux d'indices de réfraction n_1 et n_2 . Nous utilisons les notations conventionnelles s et p pour faire référence aux deux états de polarisation. La polarisation s (TE) correspond à un champ électrique perpendiculaire au plan d'incidence, tandis que la polarisation p (TM) correspond à un champ électrique contenu dans le plan d'incidence. Ces deux états de polarisation seront traités indépendamment. Pour décrire les champs électriques en tout point, nous adoptons la convention où la partie temporelle du champ est proportionnelle à $e^{-i\omega t}$.

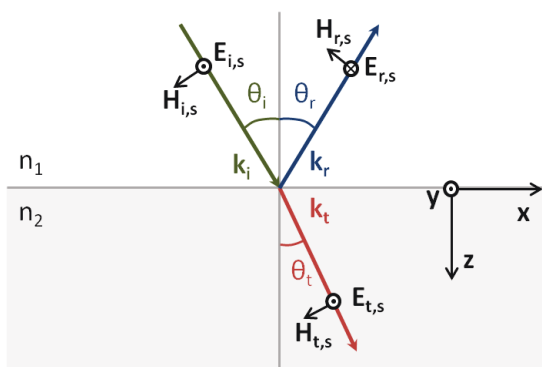


FIGURE 2.14 – Reflexion et transmission en polarisation s d'une onde plane sur une interface plane séparant deux milieux d'indices n_1 et n_2 . Les angles entre les vecteurs d'onde incident et réfléchi et la normale à la surface sont les mêmes. L'angle entre le vecteur d'onde de l'onde transmise à travers le dioptre et la normale est relié à l'angle d'incidence par la loi de Snell-Descartes.

a. Loi de Snell-Descartes

A l'interface entre deux milieux d'indice n_1 et n_2 , l'onde plane se sépare en deux ondes distinctes, l'une réfléchi, l'autre transmise, comme schématisé sur la Fig. 2.14. Nous pouvons décrire les champs incident (resp. réfléchis, transmis) d'amplitude E_i (resp. E_r , E_t), de fréquence

ω et de vecteur d'onde \mathbf{k}_i (resp. $\mathbf{k}_r, \mathbf{k}_t$) au point \mathbf{r} sous la forme

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}, \omega, t) = \mathbf{E}_i e^{i(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \quad (2.23)$$

$$\mathbf{E}_r(\mathbf{r}, \omega, t) = \mathbf{E}_r e^{i(\mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \quad (2.24)$$

$$\mathbf{E}_t(\mathbf{r}, \omega, t) = \mathbf{E}_t e^{i(\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r} - \omega t)}. \quad (2.25)$$

Comme les composantes tangentielles des vecteurs d'ondes des ondes incidente, réfléchi et transmise sont identiques dans les deux milieux, nous avons

$$(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r})_{z=0} = (\mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r})_{z=0} = (\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r})_{z=0} \quad (2.26)$$

Lorsque le vecteur d'onde de l'onde incidente est dans le plan (xOz) , les composantes tangentielles des vecteurs d'ondes peuvent s'exprimer en fonction des nombres d'ondes $k_\alpha = |\mathbf{k}_\alpha|$ et des angles θ_α ($\alpha = i, r$ ou t) que font ces vecteurs avec la normale à l'interface sous la forme.

$$k_{\alpha x} = k_\alpha \sin \theta_\alpha. \quad (2.27)$$

Par ailleurs, le module du vecteur d'onde est directement lié à la fréquence de l'onde et à l'indice de réfraction du milieu dans lequel se propage l'onde. En introduisant $k_0 = \frac{\omega}{c}$ le vecteur d'onde dans le vide, où ω est la fréquence angulaire et c la vitesse de la lumière, ce module s'écrit

$$k_i = k_r = n_1 k_0, \quad (2.28)$$

$$k_t = n_2 k_0. \quad (2.29)$$

La composante parallèle $k_{//} = k_{0x}$ du vecteur d'onde s'écrit alors

$$k_{//} = n_1 k_0 \sin \theta_i. \quad (2.30)$$

La conservation de la composante tangentielle du vecteur d'onde impose alors les relations

$$k_{//} = n_1 k_0 \sin \theta_i = n_1 k_0 \sin \theta_r = n_2 k_0 \sin \theta_t. \quad (2.31)$$

Il découle de ces relations les lois de Snell-Descartes

$$\theta_i = \theta_r, \quad (2.32)$$

$$n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t. \quad (2.33)$$

b. Matrices de transfert et de diffusion d'une interface en polarisation s

Considérons une onde plane polarisée s , incidente sur une interface entre deux milieux d'in-

dice de réfraction n_1 et n_2 , située en $z = 0$ (Fig. 2.14). Par définition, nous avons

$$\begin{aligned} E_{s,j}^x &= H_{s,j}^y = 0, \\ E_{s,j}^y &= (E_{s,j}^+ + E_{s,j}^-), \\ H_{s,j}^x &= (E_{s,j}^+ - E_{s,j}^-) n_j \cos \theta_j, \end{aligned}$$

où $E_{s,1}^+ = E_s^i$ et $E_{s,1}^- = E_s^r$, $E_{s,2}^+ = E_s^t$ et $E_{s,2}^-$ représente une onde provenant de l'autre coté d'une interface, $\theta_1 = \theta_i = \theta_r$ et $\theta_2 = \theta_t$. Dans le cas d'une interface simple avec une seule source, ce terme $E_{s,2}^-$ est nul, mais dans le cas d'un système multicouches, il va représenter la réflexion des couches suivantes. La continuité de la composante tangentielle des champs conduit aux relations

$$E_{s,1}^+ + E_{s,1}^- = E_{s,2}^+ + E_{s,2}^-, \quad (2.34)$$

$$n_1 \cos \theta_1 (E_{s,1}^+ - E_{s,1}^-) = n_2 \cos \theta_2 (E_{s,2}^+ - E_{s,2}^-). \quad (2.35)$$

Les relations de continuité (2.34) et (2.35) peuvent s'écrire sous la forme matricielle suivante

$$D_s^{(1)} \begin{bmatrix} E_{s,1}^+ \\ E_{s,1}^- \end{bmatrix} = D_s^{(2)} \begin{bmatrix} E_{s,2}^+ \\ E_{s,2}^- \end{bmatrix}, \quad (2.36)$$

où la matrice $D_s^{(j)}$, dans le milieu j , est définie par

$$D_s^{(j)} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ n_j \cos \theta_j & -n_j \cos \theta_j \end{bmatrix}. \quad (2.37)$$

Il découle de cette expression la relation matricielle qui permet de relier le champ électrique dans le milieu 1 au champ électrique dans le milieu 2

$$\begin{bmatrix} E_{s,1}^+ \\ E_{s,1}^- \end{bmatrix} = T_s \begin{bmatrix} E_{s,2}^+ \\ E_{s,2}^- \end{bmatrix}. \quad (2.38)$$

La matrice T_s est définie de la manière suivante

$$T_s = (D_s^{(1)})^{-1} D_s^{(2)} = \begin{bmatrix} \frac{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2}{2n_1 \cos \theta_1} & \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{2n_1 \cos \theta_1} \\ \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{2n_1 \cos \theta_1} & \frac{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2}{2n_1 \cos \theta_1} \end{bmatrix}, \quad (2.39)$$

correspond à la matrice de transfert de l'interface. Cette matrice peut également s'écrire en fonction des coefficients de Fresnel,

$$r_s^{1,2} = \frac{E_{s,1}^-}{E_{s,1}^+} \Bigg|_{E_{s,2}^- = 0} = \frac{T_s^{21}}{T_s^{11}}, \quad (2.40)$$

$$t_s^{1,2} = \frac{E_{s,2}^+}{E_{s,1}^+} \Bigg|_{E_{s,2}^- = 0} = \frac{1}{T_s^{11}}. \quad (2.41)$$

qui s'écrit également en fonction de la composante perpendiculaire du vecteur d'onde $k_{z,j} = \sqrt{n_j k_0^2 - k_{\parallel}^2}$ dans chaque milieu d'après (2.39)

$$r_s^{1,2} = \frac{k_{z,1} - k_{z,2}}{k_{z,1} + k_{z,2}}, \quad (2.42)$$

$$t_s^{1,2} = \frac{2k_{z,1}}{k_{z,1} + k_{z,2}}. \quad (2.43)$$

Finalement, la matrice de transfert d'une interface s'écrit

$$T_s = \frac{1}{t_s^{1,2}} \begin{bmatrix} 1 & r_s^{1,2} \\ r_s^{1,2} & 1 \end{bmatrix}. \quad (2.44)$$

D'après la définition de la matrice de diffusion donnée dans l'expression (2.22), celle-ci relie les champs sortants aux champs entrant par la relation

$$\begin{bmatrix} E_{s,2}^+ \\ E_{s,1}^- \end{bmatrix} = \mathcal{S} \begin{bmatrix} E_{s,1}^+ \\ E_{s,2}^- \end{bmatrix}. \quad (2.45)$$

De la même façon que pour la matrice de transfert, nous pouvons trouver la matrice de diffusion de l'interface

$$\mathcal{S}_s = \begin{bmatrix} \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} & \frac{n_2 \cos \theta_2 - n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \\ \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} & \frac{2n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \end{bmatrix}. \quad (2.46)$$

Cette matrice s'écrit en utilisant les coefficients de Fresnel

$$\mathcal{S}_s = \begin{bmatrix} t_s^{1,2} & r_s^{2,1} \\ r_s^{1,2} & t_s^{2,1} \end{bmatrix} \quad (2.47)$$

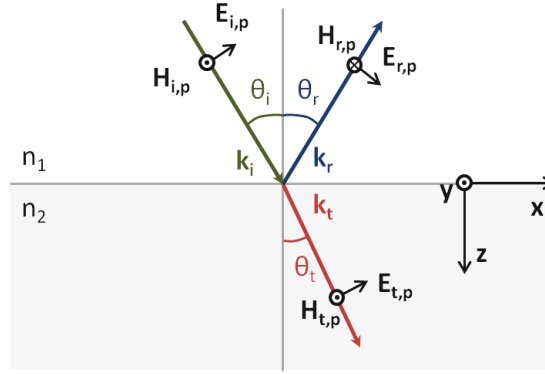


FIGURE 2.15 – Reflexion et transmission en polarisation p d'une onde plane sur une interface plane séparant deux milieux d'indices n_1 et n_2 .

c. Matrice de transfert et de diffusion d'une interface en polarisation p

De façon analogue, en polarisation p (Fig. 2.15), nous avons par définition

$$\begin{aligned} E_{p,i}^y &= H_{p,i}^x = 0, \\ E_{p,i}^x &= (E_{p,i}^+ + E_{p,i}^-) \cos \theta_i, \\ H_{p,i}^y &= (E_{p,i}^+ - E_{p,i}^-) n_i. \end{aligned}$$

Les relations de continuité des composantes tangentielles du champ électrique imposent que

$$(E_{p,1}^+ + E_{p,1}^-) \cos \theta_1 = (E_{p,2}^+ + E_{p,2}^-) \cos \theta_2, \quad (2.48)$$

$$(E_{p,1}^+ - E_{p,1}^-) n_1 = (E_{p,2}^+ - E_{p,2}^-) n_2, \quad (2.49)$$

$$(2.50)$$

où $\theta_1 = \theta_i = \theta_r$ et $\theta_2 = \theta_t$. Ces relations s'écrivent sous forme matricielle

$$D_p^{(1)} \begin{bmatrix} E_{p,1}^+ \\ E_{p,1}^- \end{bmatrix} = D_p^{(2)} \begin{bmatrix} E_{p,2}^+ \\ E_{p,2}^- \end{bmatrix}, \quad (2.51)$$

où la matrice $D_p^{(j)}$ dans le milieu j est définie par

$$D_p^{(j)} = \begin{bmatrix} \cos \theta_j & \cos \theta_j \\ n_j & -n_j \end{bmatrix}. \quad (2.52)$$

Il s'en suit que

$$T_p = (D_p^{(1)})^{-1} D_p^{(2)} = \begin{bmatrix} \frac{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1}{2n_1 \cos \theta_1} & \frac{n_1 \cos \theta_2 - n_2 \cos \theta_1}{2n_1 \cos \theta_1} \\ \frac{n_1 \cos \theta_2 - n_2 \cos \theta_1}{2n_1 \cos \theta_1} & \frac{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1}{2n_1 \cos \theta_1} \end{bmatrix}. \quad (2.53)$$

En utilisant les coefficients de Fresnel

$$r_p^{1,2} = \left. \frac{E_{p,1}^-}{E_{p,1}^+} \right|_{E_{p,2}^- = 0} = \frac{T_s^{21}}{T_s^{11}}, \quad (2.54)$$

$$t_p^{1,2} = \left. \frac{E_{p,2}^+}{E_{p,1}^+} \right|_{E_{p,2}^- = 0} = \frac{1}{T_s^{11}}, \quad (2.55)$$

qui s'écrivent en fonction de la composante normale du vecteur d'onde dans chaque milieu

$$r_p^{1,2} = \frac{n_1^2 k_{z,2} - n_2^2 k_{z,1}}{n_2^2 k_{z,1} + n_1^2 k_{z,2}}, \quad (2.56)$$

$$t_p^{1,2} = \frac{2n_2^2 k_{z,1}}{n_2^2 k_{z,1} + n_1^2 k_{z,2}}. \quad (2.57)$$

Nous obtenons

$$T_p = \frac{1}{t_p^{1,2}} \begin{bmatrix} 1 & r_p^{1,2} \\ r_p^{1,2} & 1 \end{bmatrix}. \quad (2.58)$$

D'après la définition (2.22) de la matrice de diffusion, en polarisation p , celle-ci s'écrit

$$S_p = \begin{bmatrix} \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1} & \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1} \\ \frac{n_1 \cos \theta_2 - n_2 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1} & \frac{2n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1} \end{bmatrix}. \quad (2.59)$$

En utilisant les coefficients de Fresnel, cette matrice s'écrit

$$S_p = \begin{bmatrix} t_p^{1,2} & r_p^{2,1} \\ r_p^{1,2} & t_p^{2,1} \end{bmatrix} \quad (2.60)$$

Les matrices de transfert et de diffusion pour une interface plane séparant deux milieux 1 et 2 d'indices respectifs n_1 et n_2 ont donc une forme analogue pour les deux états de polarisation.

2.4.1.2 Cas d'une couche d'épaisseur finie

a. Propagation à l'intérieur de la couche

Nous considérons maintenant une couche d'épaisseur finie d composée d'un milieu homogène d'indice n_2 entourée de deux milieux d'indices n_1 et n_3 (Fig. 2.16). A l'intérieur de la couche, le champ subit un déphasage de sorte que

$$E_2^{+'} = E_2^+ e^{ik_{z,2}d}, \quad (2.61)$$

$$E_2^{-'} = E_2^- e^{-ik_{z,2}d}. \quad (2.62)$$

Cette relation s'écrit sous forme matricielle

$$\begin{bmatrix} E_2^+ \\ E_2^- \end{bmatrix} = T_2 \begin{bmatrix} E_2^{+'} \\ E_2^{-'} \end{bmatrix}, \quad (2.63)$$

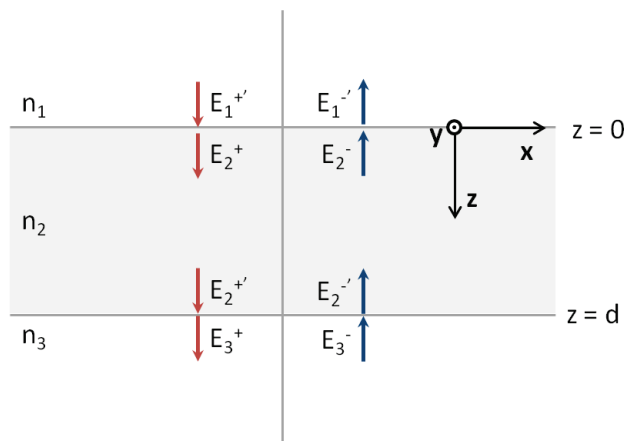


FIGURE 2.16 – Réflexion et transmission à travers une couche de milieu homogène d'épaisseur finie et d'indice n_2 entourée de deux milieux d'indice n_1 et n_3 .

où T_2 est la matrice de propagation définie par

$$T_2 = \begin{bmatrix} e^{-ik_{z,2}d} & 0 \\ 0 & e^{ik_{z,2}d} \end{bmatrix} \quad (2.64)$$

Notons que cette matrice est indépendante de l'état de polarisation puisqu'elle ne décrit que le déphasage du champ dans un milieu donné.

b. Propagation à travers la couche

Considérons à nouveau une couche d'épaisseur finie composée d'un milieu homogène d'indice n_2 entourée de deux milieux d'indice n_1 et n_3 (Fig. 2.16). La matrice de transfert T_{slab} de la couche s'écrit alors en considérant les matrices de transfert aux interfaces et la matrice de propagation dans la couche de sorte que

$$T_{slab} = T_{1,2} \cdot T_2 \cdot T_{2,3}. \quad (2.65)$$

Ces relations sont similaires pour les deux états de polarisation s et p , seules les matrices de passage aux interfaces diffèrent. D'après les expressions (2.44) et (2.64), la matrice T_{slab} s'écrit

$$T_{slab} = \frac{1}{t^{1,2}t^{2,3}} \begin{bmatrix} (e^{-ik_{z,2}d} + r^{1,2}r^{2,3}e^{ik_{z,2}d}) & (r^{2,3}e^{-ik_{z,2}d} + r^{1,2}e^{ik_{z,2}d}) \\ (r^{1,2}e^{-ik_{z,2}d} + r^{2,3}e^{ik_{z,2}d}) & (r^{1,2}r^{2,3}e^{-ik_{z,2}d} + e^{ik_{z,2}d}) \end{bmatrix}. \quad (2.66)$$

A partir de cette matrice, nous pouvons déduire les coefficients de réflexion et de transmission de la couche

$$r^{slab} = \frac{T_{slab}^{21}}{T_{slab}^{11}} = \frac{r^{1,2} + r^{2,3}e^{2ik_{z,2}d}}{1 + r^{1,2}r^{2,3}e^{2ik_{z,2}d}} \quad (2.67)$$

$$t^{slab} = \frac{1}{T_{slab}^{11}} = \frac{t^{1,2}t^{2,3}e^{ik_{z,2}d}}{1 + r^{1,2}r^{2,3}e^{2ik_{z,2}d}} \quad (2.68)$$

La matrice de diffusion \mathcal{S} lie quant-à-elle les champs entrants aux champs sortants, de sorte que

$$\begin{bmatrix} E_3^+ \\ E_1^- \end{bmatrix} = \mathcal{S} \begin{bmatrix} E_1^+ \\ E_3^- \end{bmatrix}, \quad (2.69)$$

\mathcal{S} étant de la forme

$$\mathcal{S} = \begin{bmatrix} \left(\frac{t^{1,2}t^{2,3}e^{ik_{z,2}d}}{1 + r^{1,2}r^{2,3}e^{-2ik_{z,2}d}} \right) & \left(-\frac{r^{1,2}e^{ik_{z,2}d} + r^{2,3}}{1 + r^{1,2}r^{2,3}e^{-2ik_{z,2}d}} \right) \\ \left(\frac{r^{1,2} + r^{2,3}e^{2ik_{z,2}d}}{1 + r^{1,2}r^{2,3}e^{-2ik_{z,2}d}} \right) & \left(\frac{r^{1,2}r^{2,3} + e^{2ik_{z,2}d}}{t^{1,2}t^{2,3}e^{ik_{z,2}d}} - \frac{r^{2,3} + r^{1,2}e^{2ik_{z,2}d}}{1 + r^{1,2}r^{2,3}e^{2ik_{z,2}d}} \frac{r^{1,2} + r^{2,3}e^{2ik_{z,2}d}}{t^{1,2}t^{2,3}e^{ik_{z,2}d}} \right) \end{bmatrix} \quad (2.70)$$

2.4.2 Matrices de transfert et de diffusion pour une structure multicouches

2.4.2.1 Matrice de transfert

Considérons maintenant le cas d'un empilement de N couches définies par leur indice de réfraction n_i et par leurs épaisseur d_i , surmonté par un milieu d'indice n_0 sur sa face supérieure et suivi d'un milieu d'indice n_{N+1} sur sa face inférieure (Fig. 2.17). Il est possible de généraliser

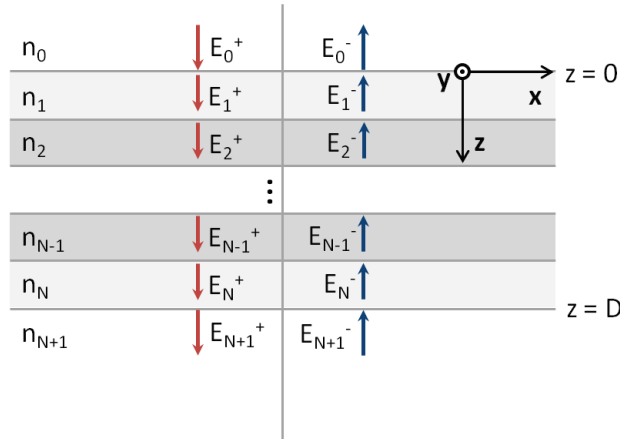


FIGURE 2.17 – Empilement de N couches homogène d'indice n_i ($i = 1, N$) surmonté par un milieu homogène d'indice n_0 et surplombant un milieu d'indice n_{N+1} .

le raisonnement que nous avons fait pour une seule couche. Dans ce cas, la matrice de transfert s'écrit

$$\mathcal{T}_{(N)} = T_{0,1} \prod_{i=1}^N T_i T_{i,i+1}, \quad (2.71)$$

où T_j et $T_{i,j}$ sont respectivement les matrices de propagation dans la couche j et de passage à l'interface entre les deux milieux i et j , définies de la manière suivante

$$T_j = \begin{bmatrix} e^{-ik_{z,j}d_j} & 0 \\ 0 & e^{ik_{z,j}d_j} \end{bmatrix}, \quad (2.72)$$

$$T_{i,j} = \frac{1}{t^{i,j}} \begin{bmatrix} 1 & r^{i,j} \\ r^{i,j} & 1 \end{bmatrix}, \quad (2.73)$$

où $k_{z,j}$ est la composante normale du vecteur d'onde dans la couche j , et r^{ij} et $t_{i,j}$ sont les coefficients de Fresnel pour l'interface entre les milieux i et j . Pour simplifier l'écriture, nous avons omis d'indiquer ici l'état de polarisation du champ. Comme précédemment, les coefficients de réflexion et de transmission d'un tel empilement multicouches sont définis comme

$$r = \frac{\mathcal{T}_{(N)}^{21}}{\mathcal{T}_{(N)}^{11}}, \quad (2.74)$$

$$t = \frac{1}{\mathcal{T}_{(N)}^{11}}. \quad (2.75)$$

2.4.2.2 Matrice de diffusion

La méthode des matrices de transfert est particulièrement utile pour des cas simples, où les couches des systèmes multicouches sont parfaitement planes et parallèles. Cependant, en présence de pertes où lorsque l'on s'intéresse au champ évanescents, des instabilités numériques, dues à la présence simultanée d'exponentielles croissantes et décroissantes, apparaissent. Contrairement aux matrices de transfert, qui lient les champs situés d'un côté de la structure aux champs situés de l'autre côté, les matrices de diffusion [Ko et Sambles, 1988] relient les champs entrants aux champs sortants. Cette approche permet de séparer les contributions exponentiellement croissantes des contributions exponentiellement décroissantes dans le calcul des champs, ce qui supprime l'instabilité inhérente à la méthode des matrices de transfert. Dans un premier temps, nous décrirons cette méthode dans le cas de la polarisation s .

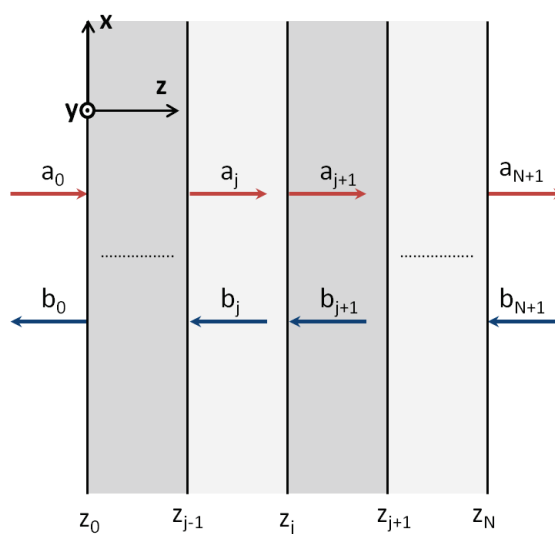


FIGURE 2.18 – Réflexion et transmission dans un empilement de N couches. Les champs entrants sont notés a et les champs sortants sont notés b .

a. Cas de la polarisation s

Commençons par décomposer le champ électrique dans la couche j sous la forme

$$E = a_j e^{ik_{z,j}(z-z_{j-1})} + b_j e^{-ik_{z,j}(z-z_{j-1})}, \quad (2.76)$$

où le premier terme du membre de droite correspond à la partie du champ qui se propage vers les z croissants tandis que le second membre correspond à la partie qui se propage en sens inverse et a_j et b_j sont les amplitudes des champs en $z = z_{j-1}$ (Fig. 2.18). Les relations de continuité de la composante tangentielle imposent alors les relations

$$a_j e^{ik_{z,j}(z-z_{j-1})} + b_j e^{-ik_{z,j}(z-z_{j-1})} = a_{j+1} + b_{j+1}, \quad (2.77)$$

$$k_{z,j} a_j e^{ik_{z,j}(z-z_{j-1})} - k_{z,j} b_j e^{-ik_{z,j}(z-z_{j-1})} = k_{z,j+1} (a_{j+1} - b_{j+1}). \quad (2.78)$$

$$(2.79)$$

Nous pouvons réécrire ces relations sous forme matricielle

$$\begin{bmatrix} a_j \\ b_j \end{bmatrix} = \mathcal{U} \begin{bmatrix} a_{j+1} \\ b_{j+1} \end{bmatrix}, \quad (2.80)$$

où

$$\mathcal{U} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} e^{-ik_{z,j}e_j} \left[1 + \frac{k_{z,j+1}}{k_{z,j}} \right] & e^{-ik_{z,j}e_j} \left[1 - \frac{k_{z,j+1}}{k_{z,j}} \right] \\ e^{ik_{z,j}e_j} \left[1 - \frac{k_{z,j+1}}{k_{z,j}} \right] & e^{ik_{z,j}e_j} \left[1 + \frac{k_{z,j+1}}{k_{z,j}} \right] \end{bmatrix}, \quad (2.81)$$

est la matrice reliant le champ électrique de chaque coté de l'interface, avec $e_j = (z - z_{j-1})$. La matrice de diffusion relie les champs entrants j aux champs sortants de la couche j

$$\begin{bmatrix} a_j \\ b_0 \end{bmatrix} = \mathcal{S}^j \begin{bmatrix} a_0 \\ b_j \end{bmatrix}, \quad (2.82)$$

Pour calculer les coefficients de la matrice de diffusion \mathcal{S}^j , nous procédons de façon récursive. Pour ce faire, nous écrivons la relation entre les champs entrants et sortants de la première couche et de la couche $j + 1$. Nous avons

$$\begin{bmatrix} a_{j+1} \\ b_0 \end{bmatrix} = \mathcal{S}^{j+1} \begin{bmatrix} a_0 \\ b_{j+1} \end{bmatrix}, \quad (2.83)$$

L'équation (2.80) permet de relier les coefficients a_j et b_j aux coefficients a_{j+1} et b_{j+1}

$$a_j = \mathcal{U}_{11} a_{j+1} + \mathcal{U}_{12} b_{j+1}, \quad (2.84)$$

$$b_j = \mathcal{U}_{21} a_{j+1} + \mathcal{U}_{22} b_{j+1}. \quad (2.85)$$

En utilisant l'égalité (2.82), il vient

$$\begin{bmatrix} \mathcal{U}_{11}a_{j+1} + \mathcal{U}_{12}b_{j+1} \\ b_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathcal{S}_{11}^j a_0 + \mathcal{S}_{12}^j (\mathcal{U}_{21}a_{j+1} + \mathcal{U}_{22}b_{j+1}) \\ \mathcal{S}_{21}^j a_0 + \mathcal{S}_{22}^j (\mathcal{U}_{21}a_{j+1} + \mathcal{U}_{22}b_{j+1}) \end{bmatrix}. \quad (2.86)$$

En séparant les contributions aux champs entrants de celles des champs sortants, nous avons

$$\begin{bmatrix} a_{j+1} \\ b_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathcal{S}_{11}^{j+1} & \mathcal{S}_{12}^{j+1} \\ \mathcal{S}_{21}^{j+1} & \mathcal{S}_{22}^{j+1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_0 \\ b_{j+1} \end{bmatrix}, \quad (2.87)$$

où

$$\mathcal{S}_{11}^{j+1} = \frac{\mathcal{S}_{11}^j}{\mathcal{U}_{11} - \mathcal{S}_{12}^j \mathcal{U}_{21}}, \quad (2.88)$$

$$\mathcal{S}_{12}^{j+1} = \frac{\mathcal{S}_{12}^j \mathcal{U}_{22} - \mathcal{U}_{12}}{\mathcal{U}_{11} - \mathcal{S}_{12}^j \mathcal{U}_{21}}, \quad (2.89)$$

$$\mathcal{S}_{21}^{j+1} = \mathcal{S}_{21}^j + \frac{\mathcal{S}_{22}^j \mathcal{U}_{21} \mathcal{S}_{11}^j}{\mathcal{U}_{11} - \mathcal{S}_{12}^j \mathcal{U}_{21}}, \quad (2.90)$$

$$\mathcal{S}_{22}^{j+1} = \mathcal{S}_{22}^j \mathcal{U}_{22} + \mathcal{S}_{22}^j \mathcal{U}_{21} \frac{\mathcal{S}_{12}^j \mathcal{U}_{22} - \mathcal{U}_{12}}{\mathcal{U}_{11} - \mathcal{S}_{12}^j \mathcal{U}_{21}}. \quad (2.91)$$

Cette relation de récurrence permet d'écrire chaque coefficient de la matrice de diffusion \mathcal{S}^{j+1} en fonction des coefficients de la matrice \mathcal{S}^j . Pour compléter le calcul, il convient d'introduire la matrice de diffusion \mathcal{S}^0 qui relie les champs entrants et sortants dans le milieu externe. Trivialement, nous avons $\mathcal{S}^0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$. En remplaçant les coefficients de la matrice \mathcal{U} par leurs expressions en fonction des coefficients de Fresnel, il vient

$$\mathcal{S}_{11}^{j+1} = \frac{\mathcal{S}_{11}^j t_s^{j,j+1} e^{ik_{z,j}e_j}}{1 - \mathcal{S}_{12}^j r_s^{j,j+1} e^{2ik_{z,j}e_j}}, \quad (2.92)$$

$$\mathcal{S}_{12}^{j+1} = \frac{\mathcal{S}_{12}^j e^{2ik_{z,j}e_j} - r_s^{j,j+1}}{1 - \mathcal{S}_{12}^j r_s^{j,j+1} e^{2ik_{z,j}e_j}}, \quad (2.93)$$

$$\mathcal{S}_{21}^{j+1} = \mathcal{S}_{21}^j + \frac{\mathcal{S}_{22}^j \mathcal{S}_{11}^j r_s^{j,j+1} e^{2ik_{z,j}e_j}}{1 - \mathcal{S}_{12}^j r_s^{j,j+1} e^{2ik_{z,j}e_j}}, \quad (2.94)$$

$$\mathcal{S}_{22}^{j+1} = \mathcal{S}_{22}^j \frac{e^{ik_{z,j}e_j}}{t_s^{j,j+1}} + \mathcal{S}_{22}^j \frac{r_s^{j,j+1}}{t_s^{j,j+1}} e^{ik_{z,j}e_j} \frac{\mathcal{S}_{12}^j e^{2ik_{z,j}e_j} - r_s^{j,j+1}}{1 - \mathcal{S}_{12}^j r_s^{j,j+1} e^{2ik_{z,j}e_j}}. \quad (2.95)$$

Dans le cas particulier d'une couche d'indice n_1 , d'épaisseur d , située entre deux milieux semi-infinis d'indice n_0 et n_2 , nous avons

$$\begin{bmatrix} a_2 \\ b_0 \end{bmatrix} = \mathcal{S}^2 \begin{bmatrix} a_0 \\ b_2 \end{bmatrix} \quad (2.96)$$

Comme

$$\mathcal{S}_{11}^1 = \frac{\mathcal{S}_{11}^0 t_s^{0,1}}{1 - \mathcal{S}_{12}^0 r_s^{0,1}} = t_s^{0,1}, \quad (2.97)$$

$$\mathcal{S}_{12}^1 = \frac{\mathcal{S}_{12}^0 - r_s^{0,1}}{1 - \mathcal{S}_{12}^0 r_s^{0,1}} = -r_s^{0,1}, \quad (2.98)$$

$$\mathcal{S}_{21}^1 = \frac{\mathcal{S}_{11}^0 \mathcal{S}_{22}^0 r_s^{0,1}}{1 - r_s^{0,1} \mathcal{S}_{12}^0} + \mathcal{S}_{21}^0 = r_s^{0,1}, \quad (2.99)$$

$$\mathcal{S}_{22}^1 = \frac{\mathcal{S}_{22}^j}{t_s^{0,1}} + \mathcal{S}_{22}^j \frac{r_s^{0,1}}{t_s^{0,1}} \frac{\mathcal{S}_{12}^j - r_s^{0,1}}{1 - r_s^{0,1} \mathcal{S}_{12}^j} = \frac{-\left(r_s^{0,1}\right)^2 + 1}{t_s^{0,1}}. \quad (2.100)$$

Les relations (2.92) à (2.95), conduisent à

$$\mathcal{S}_{11}^2 = \frac{t_s^{0,1} t_s^{1,2} e^{ik_{z,1}d}}{1 + r_s^{0,1} r_s^{1,2} e^{2ik_{z,1}d}}, \quad (2.101)$$

$$\mathcal{S}_{12}^2 = \frac{-r_s^{0,1} e^{ik_{z,1}d} - r_s^{1,2}}{1 + r_s^{0,1} r_s^{1,2} e^{2ik_{z,1}d}}, \quad (2.102)$$

$$\mathcal{S}_{21}^2 = r_s^{0,1} + \frac{t_s^{0,1} t_s^{1,0} r_s^{1,2} e^{ik_{z,1}d}}{1 + r_s^{0,1} r_s^{1,2} e^{2ik_{z,1}d}}, \quad (2.103)$$

$$\mathcal{S}_{22}^2 = \frac{t_s^{1,0} r_s^{1,2} - r_s^{0,1} e^{2ik_{z,1}d} - r_s^{1,2} e^{ik_{z,1}d}}{t_s^{1,2} (1 + r_s^{0,1} r_s^{1,2} e^{2ik_{z,1}d})} + \frac{t_s^{1,0}}{t_s^{1,2}} e^{ik_{z,1}d}. \quad (2.104)$$

Il en résulte les coefficients de réflexion et de transmission de la couche

$$r_{slab} \equiv \frac{b_0}{a_0} = r_s^{0,1} + \frac{t_s^{0,1} t_s^{1,0} r_s^{1,2} e^{ik_{z,1}d}}{1 + r_s^{0,1} r_s^{1,2} e^{2ik_{z,1}d}}, \quad (2.105)$$

$$t_{slab} \equiv \frac{a_3}{a_0} = \frac{t_s^{0,1} t_s^{1,2} e^{ik_{z,1}d}}{1 + r_s^{0,1} r_s^{1,2} e^{2ik_{z,1}d}}. \quad (2.106)$$

D'après les relations de réciprocité qui relient les coefficients de Fresnel $t_s^{0,1} t_s^{1,2} = 1 - r_s^{0,1} r_s^{1,2}$, nous retrouvons les expressions obtenues dans la section 2.4.1.2.

b. Cas de la polarisation p

Regardons maintenant le même développement des matrices de diffusion dans le cas de la polarisation p . Le raisonnement est analogue à celui effectué en polarisation s . Cependant, nous considérons le champ magnétique dans chaque couche à la place du champ électrique [Drevillon, 2007]. Dans ce cas, la matrice \mathcal{U} est remplacée par une matrice \mathcal{V}

$$\mathcal{V} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} e^{ik_{z,j}e_j} \begin{bmatrix} 1 + \frac{n_j^2}{n_{j+1}^2} \frac{k_{z,j+1}}{k_{z,j}} \\ 1 - \frac{n_j^2}{n_{j+1}^2} \frac{k_{z,j+1}}{k_{z,j}} \end{bmatrix} & e^{ik_{z,j}e_j} \begin{bmatrix} 1 - \frac{n_j^2}{n_{j+1}^2} \frac{k_{z,j+1}}{k_{z,j}} \\ 1 + \frac{n_j^2}{n_{j+1}^2} \frac{k_{z,j+1}}{k_{z,j}} \end{bmatrix} \\ e^{-ik_{z,j}e_j} \begin{bmatrix} 1 + \frac{n_j^2}{n_{j+1}^2} \frac{k_{z,j+1}}{k_{z,j}} \\ 1 - \frac{n_j^2}{n_{j+1}^2} \frac{k_{z,j+1}}{k_{z,j}} \end{bmatrix} & e^{-ik_{z,j}e_j} \begin{bmatrix} 1 - \frac{n_j^2}{n_{j+1}^2} \frac{k_{z,j+1}}{k_{z,j}} \\ 1 + \frac{n_j^2}{n_{j+1}^2} \frac{k_{z,j+1}}{k_{z,j}} \end{bmatrix} \end{bmatrix}. \quad (2.107)$$

La même démarche que celle utilisée en polarisation s conduit à la relation de récurrence

$$S_{11}^{j+1} = \frac{S_{11}^j}{\mathcal{V}_{11} - S_{12}^j \mathcal{V}_{21}}, \quad (2.108)$$

$$S_{12}^{j+1} = \frac{S_{12}^j \mathcal{V}_{22} - \mathcal{V}_{12}}{\mathcal{V}_{11} - S_{12}^j \mathcal{V}_{21}}, \quad (2.109)$$

$$S_{21}^{j+1} = S_{21}^j + \frac{S_{22}^j \mathcal{V}_{21} S_{11}^j}{\mathcal{V}_{11} - S_{12}^j \mathcal{V}_{21}}, \quad (2.110)$$

$$S_{22}^{j+1} = S_{22}^j \mathcal{V}_{22} + S_{22}^j \mathcal{V}_{21} \frac{S_{12}^j \mathcal{V}_{22} - \mathcal{V}_{12}}{\mathcal{V}_{11} - S_{12}^j \mathcal{V}_{21}}. \quad (2.111)$$

Cette récurrence n'est possible qu'en définissant la matrice S^0 qui relie les champs entrants et sortants dans le milieu externe. Comme en polarisation s , nous avons $S^0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$.

2.5 Optimisation des propriétés optiques par algorithme génétique

Les technologies solaires concentrés, telles que les centrales à tour, permettent d'atteindre, grâce aux systèmes optiques de concentration du rayonnement incident, des facteurs de concentration importants, menant à des températures très élevées dans le récepteur. Comme nous l'avons vu dans la partie traitant de l'équilibre thermique, l'augmentation de la température du récepteur conduit à augmenter les pertes par rayonnement dans l'infrarouge, diminuant ainsi la température d'équilibre du récepteur. Pour travailler à haute température, il est donc nécessaire de façonner un absorbeur dont les propriétés optiques sont aussi proches que possibles de celles d'un absorbeur parfait, tel que nous l'avons défini précédemment.

A cette fin, nous utiliserons dans ce qui suit un algorithme d'optimisation global, l'algorithme génétique. Cet algorithme a déjà très largement fait ses preuves. Il permet de résoudre des problèmes complexes en optique [Kern et Werner, 2003, Drevillon et Ben-Abdallah, 2007, Schubert *et al.*, 2008, Ben-Abdallah *et al.*, 2009]. En associant cette méthode d'optimisation avec la méthode des matrices de diffusion, nous concevons des absorbeurs basés sur des empilements multicouches aperiodiques optimisés pour fonctionner à haute température.

2.5.1 L'algorithme génétique

2.5.1.1 Historique

Les algorithmes génétiques ont été développés au cours des années 60 par John Holland [Holland, 1992], puis popularisés par un de ses étudiants, David Goldberg [Goldberg, 1989]. Ils font partie intégrante de la famille des algorithmes dits *évolutionnaires*. Ces algorithmes reposent sur les principes de base de la théorie de l'évolution de Charles Darwin [Darwin, 2013]. Ils utilisent les mécanismes de base de la sélection naturelle et de la génétique. Ces mécanismes conduisent à la convergence de l'algorithme vers un optimum global du problème.

Les différents mécanismes utilisés par l'algorithme génétique sont décrits par un vocabulaire emprunté à la génétique moderne. Ainsi, le terme "*chromosome*" sera utilisé pour désigner un individu représentant un état possible dans l'espace des configurations. Les termes "*gène*" et "*allèle*" seront quant à eux utilisés pour désigner respectivement les différentes variables modifiables de chaque chromosome et les différentes valeurs que peuvent prendre ces variables.

2.5.1.2 Principes de base de l'algorithme génétique

La convergence de l'algorithme vers la solution optimale s'obtient en utilisant successivement plusieurs étapes [Haupt *et al.*, 2004]. Commençons tout d'abord par décrire le critère à optimiser.

a. Fonction *fitness*

Comme pour tout problème d'optimisation, l'algorithme génétique a besoin que l'on définisse une fonction permettant d'évaluer les performances des individus par rapport au problème. Cette fonction est appelée fonction *fitness*, et nous la notons f . La valeur de cette fonction pour un individu (i.e. un chromosome) dépend des différentes variables, gènes et allèles, associées à cet individu. Dans le cas particulier d'un absorbeur que l'on souhaite optimiser, nous pouvons définir la fonction *fitness* comme étant

$$f := \frac{\Phi_{emi}}{\Phi_{abs}}, \quad (2.112)$$

où Φ_{emi} représente le flux émis par la structure dans son environnement et Φ_{abs} le flux solaire reçu après concentration.

b. Génération aléatoire d'une population

La population désigne l'ensemble N_i des individus, ou chromosomes, présents dans l'algorithme à chaque génération. Dans le cas où les individus sont des structures multicouches à N_c couches, on associe à chacun d'eux un $2N_c$ -vecteur $\mathbf{S} = ((e_1, m_1), \dots, (e_{N_c}, m_{N_c}))$ où les gènes (e_i, m_i) représentent l'épaisseur de la couche i et le matériau qui compose cette couche respectivement (Fig. 2.19). L'objectif de l'algorithme génétique consiste alors en la résolution du problème d'optimisation suivant : trouver un vecteur optimal \mathbf{S}_{opti} tel que

$$f(\mathbf{S}_{opti}) \rightarrow \max_{\mathbf{S}} f(\mathbf{S}), \quad (2.113)$$

lorsque \mathbf{S} appartient à un certain espace de solutions admissibles. Une première étape consiste en la création d'une population initiale. Dans le cas le plus simple, chaque individu est généré totalement aléatoirement en suivant une loi de probabilité prédéfinie. Lorsque la population est suffisamment importante, les individus se répartissent dans tout l'espace des solutions et permettent une exploration complète de ce dernier. Des contraintes peuvent ici être imposées afin de limiter l'espace des solutions admissibles. Par exemple, une épaisseur minimale pour les couches peut être imposée pour tenir compte des contraintes technologiques de fabrication.

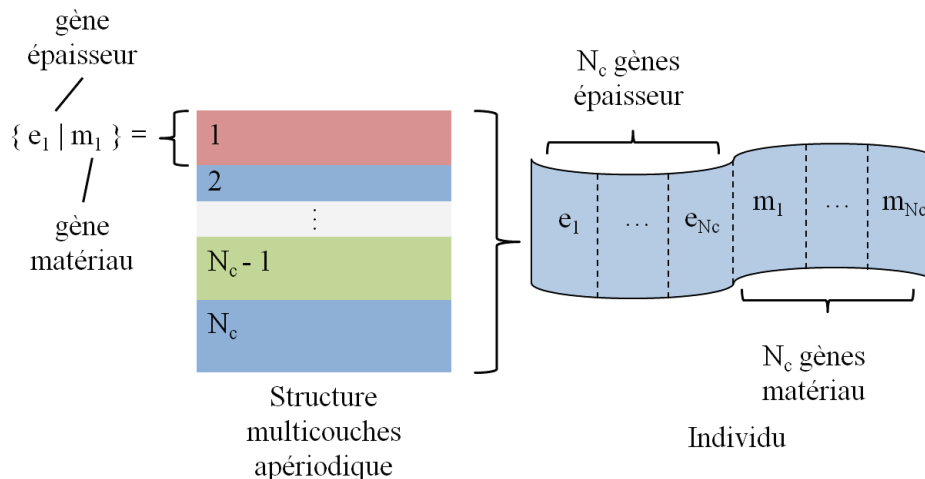


FIGURE 2.19 – Description d'un individu représentant une structure multicouche arbitraire. Chaque couche i possède deux gènes e_i et m_i représentant respectivement l'épaisseur de la couche et le matériau la constituant. L'individu est alors composé de N_c gènes épaisseur et de N_c gènes matériau.

c. Évaluation

Le concept de "*survie du plus fort*" sur lequel est en partie basé l'algorithme génétique nécessite l'évaluation des performances de chaque individu dans la population avant l'étape de sélection. Ces performances consistent à calculer la fonction *fitness* $f(\mathbf{S}_i)$ ($i = 1, \dots, N_i$) pour chaque individu.

d. Sélection

L'étape de sélection consiste à choisir les individus qui vont participer au processus de croisement et dont le patrimoine génétique sera transmis à la génération suivante. Pour cela, les individus sont classés par ordre de performance en fonction de la valeur de leur *fitness*. Une fois cette phase de tri terminée, la phase de sélection commence. Il existe plusieurs possibilités pour effectuer la sélection à proprement parlé. La plus simple consiste à ne conserver dans la population initiale qu'un nombre d'individus donné (les plus performants) et à compléter le reste de la population par de nouveaux individus générés aléatoirement. Une autre possibilité pour cette sélection consiste à attribuer à chaque individu une probabilité d'être conservé, cette probabilité augmentant avec la *fitness*. Le principal avantage de cette sélection continue réside dans le fait qu'un individu peu performant, mais possédant un gène de qualité, peut être conservé d'une génération à l'autre et peut partager ce gène. Enfin, un critère d'élitisme peut être ajouté pour conserver les meilleurs individus sans étape de croisement ultérieure.

e. Croisement

L'étape de croisement, aussi appelée reproduction, est l'étape pendant laquelle les individus sélectionnés vont partager leurs gènes. C'est aussi au cours de cette étape que la nouvelle génération d'individus est engendrée. Ces nouveaux individus, appelés enfants, sont issus du partage des gènes des individus sélectionnés, appelés parents. Le croisement consiste à mettre en

couple deux parents afin qu'ils échangent une partie de leur patrimoine génétique. Ce processus de partage peut être fait simplement en définissant une position (ou *locus*) dans le chromosome, découpant celui-ci en deux parties, comme illustré dans la Fig. 2.20. Les enfants reçoivent alors chacun une partie des gènes de chaque parents. De nombreuses méthodes sont possibles

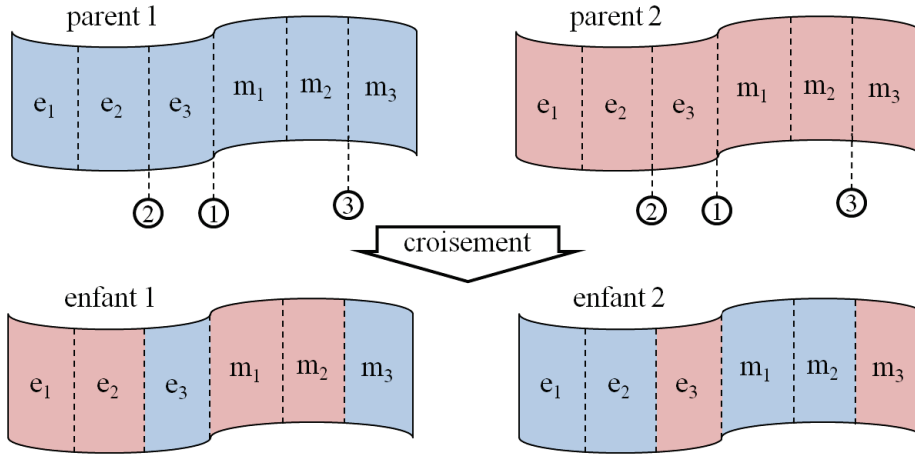


FIGURE 2.20 – Illustration du croisement de deux individus parents (structure à $N_c = 3$ couches). Les trois premiers gènes représentent respectivement les épaisseurs e_1 , e_2 et e_3 des couches 1, 2 et 3. Les trois derniers gènes représentent les matériaux m_1 , m_2 et m_3 qui composent ces couches. Les deux enfants sont le résultat d'une combinaison de gènes des deux parents.

pour effectuer ce croisement. Dans le cas de l'optimisation d'absorbeurs solaires, nous avons adopté le processus suivant. Les individus sont représentés par $2N_c$ gènes, la première moitié de ces gènes représentent l'épaisseur des couches, tandis que l'autre moitié représente le matériau qui compose chaque couche. Trois locus sont utilisés :

- Le premier locus est situé à l'emplacement où les gènes changent de nature. Ce locus permet de conserver le lien entre l'épaisseur e_i et le matériau m_i de la couche i au cours de l'étape de croisement. Il est identifié par ① sur la Fig. 2.20.
- Le deuxième locus est choisi aléatoirement entre deux gènes de même nature.
- Le troisième locus est défini en fonction du deuxième locus de façon à découper les structures en deux parties en conservant l'épaisseur e_i et le matériau m_i des structures parents. Ces deux locus sont représentés par ② et ③ sur la Fig. 2.20.

f. Mutations

L'étape de mutation est la dernière étape de l'algorithme génétique. Cruciale, cette étape permet d'introduire de nouveaux gènes au cours du processus de reproduction, permettant ainsi de balayer tout l'espace des solutions en évitant de converger vers un extremum local. Pour effectuer une mutation, on définit un taux de mutation qui représente le pourcentage de gène dont la valeur change. Pour ne pas perturber toute la population et empêcher la convergence de l'algorithme en effaçant tout le gain génétique acquis lors de l'étape de croisement, ce taux doit être faible et ne toucher qu'un petit nombre d'individu.

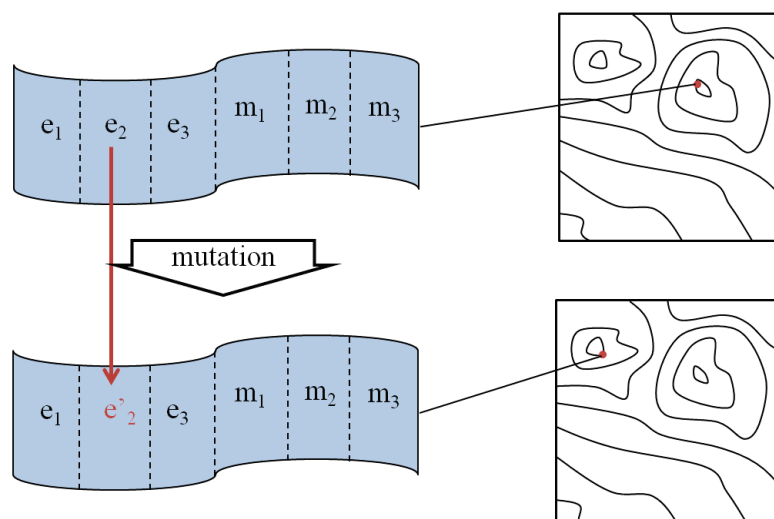


FIGURE 2.21 – Mutation d’un gène d’un individu possédant six gènes. A droite, on représente symboliquement le changement de valeur de la *fitness* induite par la mutation. Les lignes continues représentent les lignes de niveau de la *fitness* sur l’espace des configurations. Dans le cas présent, la mutation entraîne un déplacement important dans l’espace des configurations d’un extremum local vers un autre.

Toutes ces étapes (évaluation, sélection, croisement, mutation) sont de nouveau répétées jusqu’à la convergence de l’algorithme.

2.5.2 Design d’absorbeurs solaires multicouches par algorithme génétique

2.5.2.1 Conditions d’optimisation pour des absorbeurs multicouches aperiodiques fonctionnant à haute température

Les centrales solaires à tour permettent de concentrer très fortement le rayonnement incident grâce à leur système optique de concentration de la lumière. Cette concentration peut atteindre des valeurs très élevées, augmentant ainsi la température du récepteur. Dans le cadre de cette thèse, nous avons choisi d’étudier des systèmes opérant à haute température. C’est pourquoi nous avons considéré le cas des systèmes à forte concentration, pouvant aller jusqu’à 1000 soleils ($C = 1000$) et atteindre des températures voisines de 1300 K.

Comme nous l’avons vu dans la section 2.3, nous pouvons, pour chaque facteur de concentration et chaque température d’équilibre, définir l’absorbeur parfait correspondant. D’après ce que nous avons vu dans la Fig. 2.12, la longueur d’onde de coupure de l’absorbeur parfait à 1300 K et sous une concentration de 1000 soleils est $\lambda_c = 1784$ nm. Par définition, cet absorbeur permet d’atteindre le rendement maximal dans ces conditions de travail. Il représente donc la cible naturelle pour l’absorptivité des absorbeurs multicouches à optimiser.

Parallèlement à cela, le choix des matériaux utilisés pour le design de l’absorbeur optimal joue un rôle crucial. En effet, à haute température, les contraintes mécaniques engendrées par les cycles de chauffage-refroidissement et les réactions physico-chimiques peuvent dégrader les performances de l’absorbeurs. Dans ce travail, nous avons adopté le choix des matériaux suivants :

- Le tungstène (W). Régulièrement utilisé dans des absorbeurs solaires pour ses propriétés optiques intéressantes dans le visible et le proche infra-rouge [Rephaeli et Fan, 2008, Sergeant *et al.*, 2009, Chester *et al.*, 2011], le tungstène est aussi connu pour sa grande stabilité quand il est soumis à des hautes températures, son point de fusion étant situé aux alentours de 3700 K.
- Le dioxyde de titane (TiO_2). Comme pour le tungstène, la stabilité du TiO_2 à haute température est bien connue [Perego *et al.*, 2010]. Son point de fusion est supérieur à 2000 K. En outre, le TiO_2 est couramment utilisé comme anti-reflet [Jayasinghe *et al.*, 2012, Su *et al.*, 2014].
- Le nitrure de silicium (Si_3N_4). Céramique très dure, le Si_3N_4 est particulièrement stable à haute température et son point de fusion est supérieur à 2100 K. le Si_3N_4 est régulièrement utilisé pour des applications hautes températures qui requièrent une forte résistance mécanique (réacteurs, roulements, ...).

Quant au substrat, il joue également un rôle important puisqu'il doit être propice au dépôt de couches minces et résister également à de hautes températures. Pour cela, nous utilisons du carbure de silicium (SiC). Ce matériau est une céramique possédant une stabilité thermique très importante et ses propriétés mécaniques (faible coefficient de dilatation, extrême dureté) lui confèrent une forte résistance aux contraintes induites par le flux solaire à haute concentration [Colleoni, 2013]. De plus, il possède une conductivité thermique importante pour une céramique, ce qui en fait un matériau intéressant pour transférer l'énergie thermique au fluide caloporteur situé en aval via un échangeur de chaleur [Kennedy, 2002].

2.5.2.2 Résultats de l'optimisation

Dans cette partie, nous présentons les résultats de l'optimisation d'absorbeurs multicouches aperiodiques. Nous étudions ici un absorbeur $\text{TiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{W}$ à cinq couches. Dans cet absorbeur, le matériau et l'épaisseur de chaque couche sont optimisés par algorithme génétique (les propriétés optiques sont celles tirées du Palik [Palik, 1985, Palik, 1991, Palik, 1997]).

Les résultats de l'optimisation de l'absorbeur sont présentés Fig. 2.22. La partie (a) de cette Figure représente l'absorptivité spectrale de la structure 5 couches optimisée à partir des propriétés optiques tirées du Palik, celle calculée à l'aide des propriétés diélectriques que nous avons mesurées et enfin le spectre d'absorptivité mesuré par spectrométrie sur les échantillons fabriqués. La structure optimale obtenue est quant à elle décrite Fig. 2.22b. Elle est composée d'une couche épaisse (150 nm) de tungstène déposée sur un substrat de SiC, surmontée d'une couche de Si_3N_4 (39 nm), d'une couche de tungstène (10 nm) et enfin de deux couches de Si_3N_4 (30 nm) et de TiO_2 (12 nm) faisant office d'anti-reflet. Si le spectre d'absorption de la structure optimisée correspond bien à celui de l'absorbeur idéal dans le visible, il s'en éloigne significativement dans le proche infrarouge. Cependant, comme nous le verrons plus loin, les performances globales de l'absorbeur ne s'en trouvent que peu affectées. Les mesures par spectrométrie du spectre d'absorption de la structure optimisée (Fig. 2.22a) correspondent bien aux prédictions théoriques dans le domaine visible et dans le proche infrarouge. En revanche, les résultats expérimentaux semblent s'écarter des prédictions théoriques dans l'infrarouge moyen.

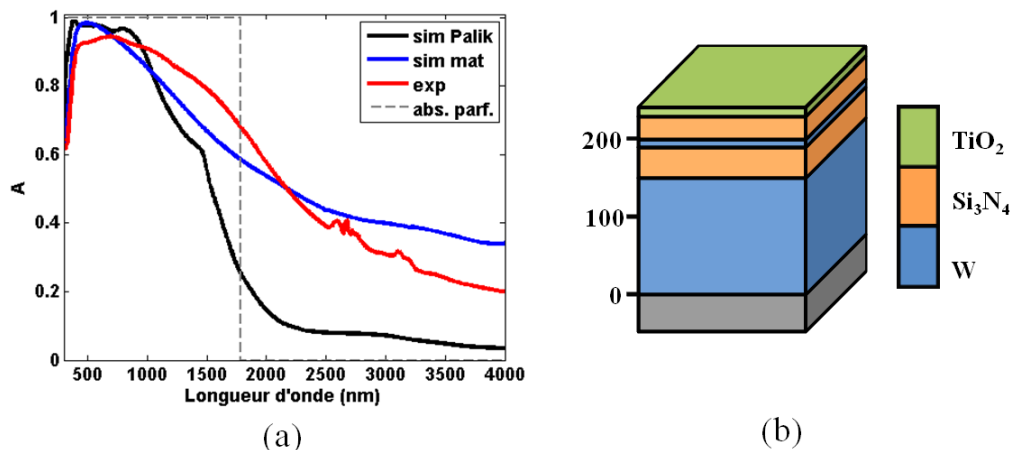


FIGURE 2.22 – (a) Spectre d’absorption en incidence normale d’un absorbeur $\text{TiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{W}$ à 5 couches optimisé par algorithme génétique. La courbe noire représente le spectre optimal obtenu à partir des données du Palik. La courbe bleue représente le spectre obtenu en utilisant les indices de réfractifs mesurés. La mesure de l’absorptivité de l’absorbeur 5 couches obtenue par spectrométrie est tracée en rouge. Le spectre d’absorption d’un absorbeur parfait ($\lambda_c = 1784$ nm) est tracé en gris pointillé. (b) Représentation de la structure interne de l’absorbeur optimisé par algorithme génétique. Les épaisseurs des couches, de haut en bas, sont respectivement de 12 nm, 30 nm, 10 nm, 39 nm et 150 nm.

Cependant, l’analyse des propriétés optiques des couches minces de la structure fabriquée a révélé (cf. Annexe B et C) de fortes différences avec les propriétés présentes dans le Palik. Après avoir utilisé ces propriétés optiques pour calculer à nouveau le spectre d’absorption de la structure, un bon accord entre nos mesures et nos prédictions théoriques est apparu.

Afin de comprendre les mécanismes de chauffage de l’absorbeur et anticiper les problèmes liés aux contraintes thermiques, il est intéressant de regarder les pertes locales à l’intérieur de la structure. Pour cela, nous calculons les pertes $P(\mathbf{r}, \lambda) = \omega \text{Im}[\varepsilon(\mathbf{r}, \lambda)] |\mathbf{E}(\mathbf{r}, \lambda)|^2$ induites par un champ incident monochromatique unitaire. Le résultat de ce calcul, représenté sur la Fig. 2.23a, montre que les pertes sont particulièrement importantes dans la première couche de tungstène dans le visible et le proche infrarouge. La Fig. 2.23b montre ces pertes dans l’absorbeur à 800 nm. On constate que la dissipation de puissance dans l’absorbeur suit une décroissance exponentielle. Sur la Fig. 2.23c, le calcul de la part de l’énergie incidente absorbée par chaque couche montre que 80 % de cette énergie est absorbée par la première couche de tungstène et environ 20 % par la seconde. Alors que pour décrire le processus d’absorption dans le visible, il est suffisant, compte tenu de l’angle solide sous lequel le collecteur est éclairé, de ne considérer que les propriétés spectrales sous incidence normale, pour le processus de refroidissement radiatif dans l’infrarouge, le spectre d’absorption en incidence oblique est primordial. Pour limiter ce refroidissement, il convient de réduire le plus possible l’absorption (donc l’émission) de la structure dans les 2π stéradians situés au dessus de la surface du collecteur. Les résultats présentés sur la Fig. 2.24a montrent que l’absorbeur optimal se comporte bien de cette manière. Lorsque les propriétés optiques tirées de nos mesures sont utilisées, les pertes radiatives (Fig. 2.24b) augmentent légèrement dans le proche et le moyen infrarouge.

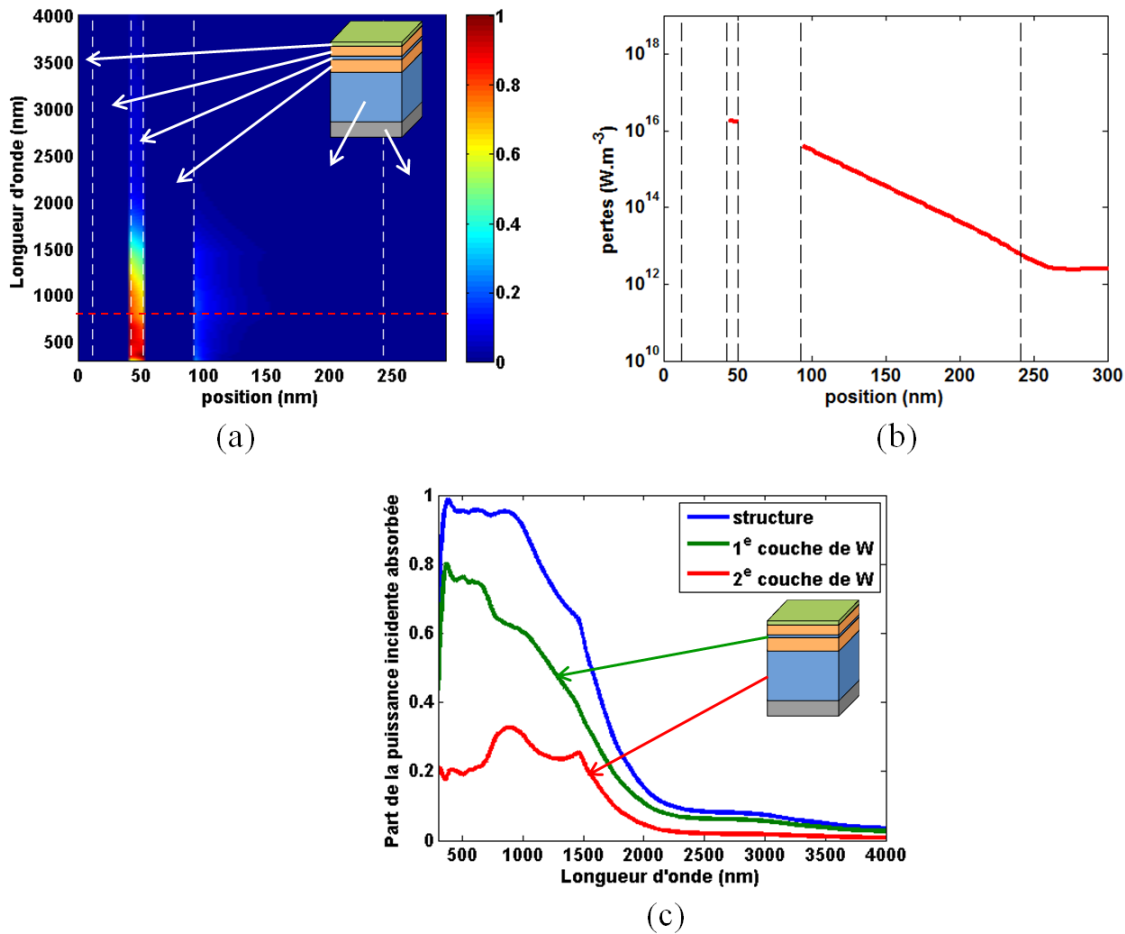


FIGURE 2.23 – (a) Dissipation locale de puissance dans l’absorbeur à 5 couches optimisé à partir des propriétés optiques tirées du Palik. Ces pertes sont normalisées par les pertes maximales. Le trait rouge pointillé correspond à la longueur d’onde de 800 nm. (b) Dissipation locale de puissance dans l’absorbeur à $\lambda = 800$ nm. (c) Répartition spatiale de la puissance absorbée au sein de la structure. Les pertes totales sont représentées en bleu. Les deux couches de tungstène font respectivement 10 nm (couche supérieure) et 150 nm (couche inférieure) d’épaisseur.

A partir des spectres d’absorption monochromatique et directionnelle depuis le visible jusqu’à l’infrarouge moyen, nous pouvons calculer la performance globale (i.e. le rendement) de notre absorbeur. Le Tableau 2.1 regroupe les rendements de l’absorbeur optimisé, pour différents facteurs de concentration. Pour calculer ces rendements, la température d’équilibre est fixée à $T_{eq} = 1300$ K, le flux émis est donc constant quelque-soit le facteur de concentration. Nous voyons, pour les faibles concentrations, que les rendements ne sont pas calculables. Ils indiquent que le flux absorbé est inférieur au flux émis dans les conditions particulières dans lesquelles nous travaillons, ce qui est impossible si nous ne fournissons pas d’énergie. Les rendements augmentent avec le facteur de concentration, jusqu’à atteindre un palier correspondant à un flux absorbé très supérieur au flux émis.

Pour comprendre ces rendements, nous regardons le flux incident sur l’absorbeur et le flux émis par un corps noir à 1300 K, illustrés sur la Fig. 2.25. Nous constatons qu’il existe un facteur de concentration limite situé au croisement des courbes des flux pour lequel la gestion de

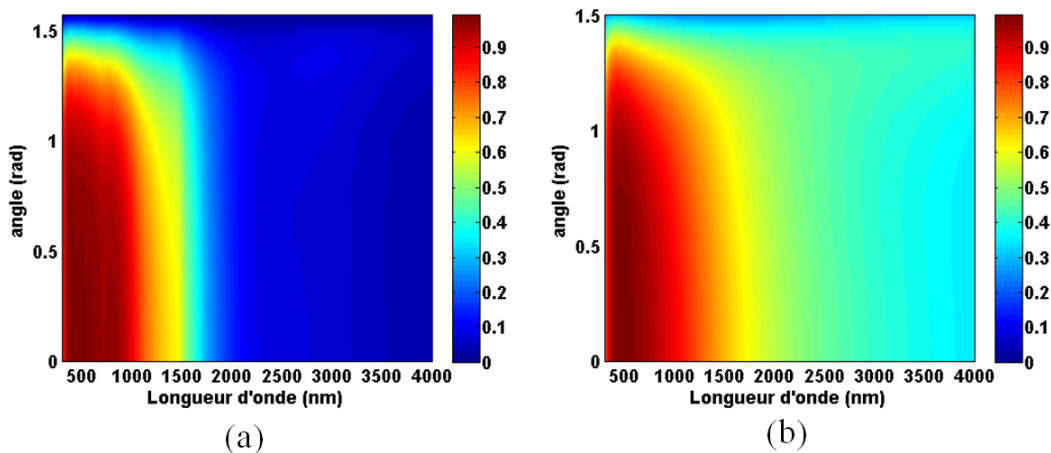


FIGURE 2.24 – Absorptivité de l’absorbeur W/TiO₂/Si₃N₄ à 5 couches en fonction de la longueur d’onde et de l’angle d’incidence, moyennée sur les deux états de polarisation *s* et *p*, obtenue avec (a) les indices provenant du Palik et (b) les indices mesurés.

Facteur de concentration	1	10	100	1000
Propriétés optiques du Palik			0.69	0.85
Propriétés optiques mesurées			0.34	0.83

TABLE 2.1 – Rendements des absorbeurs optimisés à 5 couches en fonction des indices de réfraction des matériaux utilisés (indices de réfraction du Palik ou provenant de mesures) pour différents facteurs de concentration, pour une température d’équilibre $T_{eq} = 1300$ K.

l’absorption des structures est modifiée. En effet, avant cette limite, le flux incident est toujours plus faible que le flux émis, et c’est donc principalement la gestion des pertes par rayonnement dans l’infrarouge qui va jouer un rôle dans le rendement. En revanche, après cette limite, il sera important de maximiser le flux absorbé, qui sera alors plus important que le flux émis.

L’étude présentée ici s’est limitée à des absorbeurs possédant 5 couches et a permis d’obtenir des rendements déjà très satisfaisants. Pour évaluer les performances d’absorbeurs à plus grand nombre de couche, nous avons complété notre étude en concevant par algorithme génétique de tels absorbeurs. Les rendements associés à ces structures optimales sont représentés sur la Fig. 2.26. Elle montre clairement l’existence d’un comportement asymptotique du rendement lorsque le nombre de couche croît. Cependant, le gain obtenu sur le rendement en augmentant le nombre de couche est modéré au delà de 5 couches.

2.6 Conclusion

Dans cette partie, nous avons présenté le design d’absorbeurs aperiodiques plans pour le solaire à concentration. La méthode d’optimisation globale utilisée a permis de concevoir des structures capables de convertir plus de 80 % du flux solaire incident sous un facteur de concentration de 1000 soleils.

Les mesures des spectres d’absorption de ces structures ont confirmé nos prédictions théoriques. Cependant, elles ont également mis en évidence que la connaissance des propriétés op-

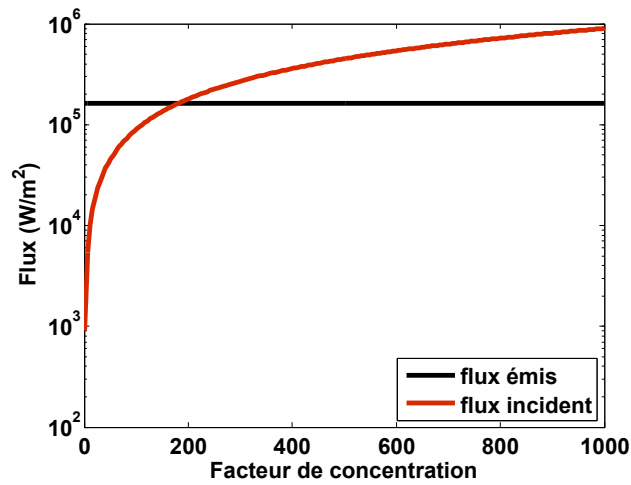


FIGURE 2.25 – Flux solaire incident et flux émis par un corps noir à 1300 K en fonction du facteur de concentration.

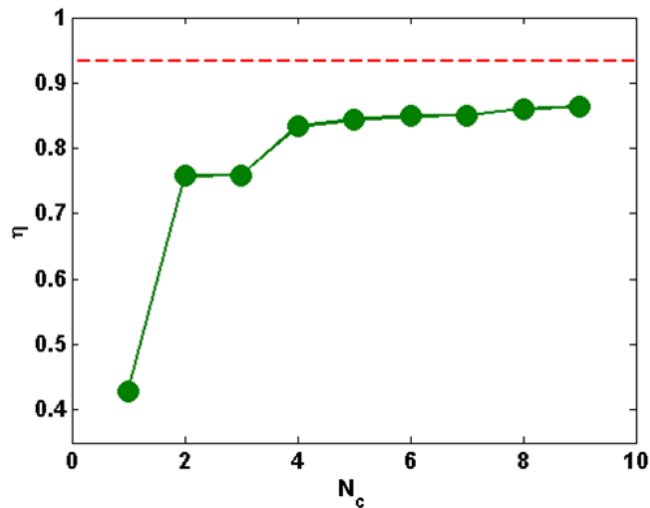


FIGURE 2.26 – Rendements d'absorbeurs ($\text{TiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{W}$) à N_c couches, à la température de 1300 K et pour un facteur de concentration de 1000. Le rendement d'un absorbeur parfait pour ces conditions est tracé en rouge pointillée.

tiques des couches minces qui composent les structures reste un problème majeur. Différents mécanismes (effets de taille, oxydation partielle des couches, rugosité, etc) peuvent modifier très fortement les propriétés optiques de ces couches, et, de facto, le spectre d'absorption de ces absorbeurs. Néanmoins, ces effets sont concentrés dans le proche et le moyen infrarouge, et impactent donc essentiellement le processus de refroidissement radiatif. Or, à forte concentration, nous avons montré qu'une faible augmentation de l'émission thermique dans l'infrarouge avait une influence modérée sur la dégradation du rendement de la structure.

Dans cette étude, nous n'avons pas tenu compte du comportement à haute température des matériaux présents dans la structure multicouche aperiodique. En effet, la stabilité des interfaces et les réactions physico-chimiques peuvent entraîner une dégradation importante de la structure quand celle-ci est portée à haute température. De plus, les propriétés optiques des matériaux sont encore très mal connues. Des travaux supplémentaires sur tous ces problèmes sont à l'évidence nécessaires pour améliorer les performances et la tenue des absorbeurs actuels.

Chapitre 3

Effets coopératifs dans des systèmes de dipôles couplés

Sommaire

3.1 Absorption par un dipôle isolé	58
3.1.1 Champs rayonnés par un dipôle électrique	58
3.1.2 Champs rayonnés par un dipôle magnétique	61
3.2 Système de dipôles électriques couplés	67
3.2.1 Champ électrique local	67
3.2.2 Polarisabilité habillée	67
3.2.3 Dissipation d'énergie par un dipôle dans un système de dipôles couplés	69
3.3 Paire de dipôles électriques couplés	69
3.3.1 Champs électriques locaux et polarisabilités habillées	70
3.3.2 Pertes dans les particules	71
3.3.3 Fréquences propres dans une paire de dipôles électriques couplés	74
3.3.4 Section efficace d'absorption des particules dans un dimère de nano- particules	76
3.4 Système de dipôles électriques et magnétiques couplés	79
3.4.1 Champs électriques et magnétiques locaux et polarisabilités habillées .	79
3.4.2 Paire de dipôles électriques et magnétiques couplés	84
3.4.3 Section efficace d'absorption et effet du couplage	89
3.5 Conclusion	100

L'étude des interactions existantes entre deux nanoparticules indique que ces interactions, que l'on appelle dans la suite effets électromagnétiques coopératifs, jouent un rôle important dans l'évaluation de la puissance dissipée par une particule. Dans ce chapitre, nous étudions ces effets coopératifs dans le cas où les nanoparticules sont associées à des dipôles électriques et magnétiques.

Tout d'abord, nous définissons les expressions des champs diffusés par des dipôles électriques ou magnétiques soumis à un champ électromagnétique incident, ainsi que la puissance

dissipée dans les particules associées. Dans le cas d'un système à plusieurs dipôles, ces expressions nous permettent d'évaluer la conséquence des effets coopératifs [Felbacq *et al.*, 2014, Jenkins et Ruostekoski, 2013] dans les pertes d'un dipôle possédant plusieurs autres dipôles dans son voisinage immédiat. Enfin, nous généralisons ces expressions pour des dipôles électriques et magnétiques. Nous jugeons alors les effets de la présence de dipôles magnétiques (resp. électriques) dans le voisinage d'un dipôle électrique (resp. magnétique) sur les pertes de ce dernier.

3.1 Absorption par un dipôle isolé

3.1.1 Champs rayonnés par un dipôle électrique

Considérons une particule sphérique, de permittivité ε_p et de perméabilité μ_p , incluse dans un milieu infini, homogène et isotrope, de permittivité ε_m et de perméabilité μ_m . Supposons maintenant qu'à cette particule, on associe un dipôle électrique de moment dipolaire \mathbf{p} (Fig. 3.1).

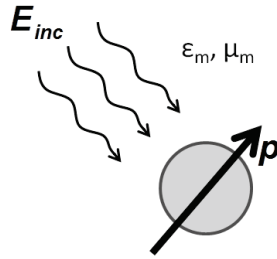


FIGURE 3.1 – Particule isolée immergée dans un milieu infini, homogène et isotrope de permittivité ε_m et de perméabilité μ_m décrite par un dipôle électrique de moment dipolaire \mathbf{p} .

3.1.1.1 Fonction dyadique de Green

Considérons un dipôle électrique de moment dipolaire $\mathbf{p}(\mathbf{r}')$. Le champ électrique produit par ce dipôle s'écrit

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \omega^2 \mu_0 \mu \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{EE}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{p}(\mathbf{r}'). \quad (3.1)$$

où $\overline{\overline{\mathbf{G}}}^{EE}$ désigne le tenseur dyadique de Green du milieu dans lequel est situé le dipôle (cf. Annexe D). Le champ magnétique quant-à-lui se déduit de la relation (3.1) et de l'équation de Maxwell-Faraday $\nabla \times \mathbf{E} = i\omega \mu_0 \mu_m \mathbf{H}$ reliant le champ électrique \mathbf{E} au champ magnétique \mathbf{H} , d'où

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = -i\omega \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{HE}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{p}(\mathbf{r}'), \quad (3.2)$$

avec

$$\overline{\overline{\mathbf{G}}}^{HE}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \nabla \times \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{EE}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'). \quad (3.3)$$

Lorsque le dipôle est éclairé par un champ électromagnétique incident ($\mathbf{E}_{inc}, \mathbf{H}_{inc}$), le champ électromagnétique local au point \mathbf{r} s'écrit

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \underbrace{\mathbf{E}_{inc}(\mathbf{r})}_{\substack{\text{Champ électrique} \\ \text{incident en } \mathbf{r}}} + \underbrace{\omega^2 \mu_0 \mu_m \overline{\mathbf{G}}^{EE}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{p}(\mathbf{r}')}_{\substack{\text{Champ électrique en } \mathbf{r} \text{ généré} \\ \text{par un dipôle électrique en } \mathbf{r}'}} , \quad (3.4)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \underbrace{\mathbf{H}_{inc}(\mathbf{r})}_{\substack{\text{Champ magnétique} \\ \text{incident en } \mathbf{r}}} - \underbrace{i\omega \overline{\mathbf{G}}^{HE}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{p}(\mathbf{r}')}_{\substack{\text{Champ magnétique en } \mathbf{r} \text{ généré} \\ \text{par un dipôle électrique en } \mathbf{r}'}} . \quad (3.5)$$

Le premier terme du membre de droite de ces expressions correspond au champ incident tandis que le second terme correspond au champ diffusé par le dipôle électrique.

3.1.1.2 Dissipation d'énergie par un dipôle électrique sous l'action d'un champ incident

a. Puissance dissipée

La puissance dissipée par une particule assimilée à un dipôle électrique et éclairée par un champ externe incident se calcule simplement à partir du flux du vecteur de Poynting $\mathbf{S} = \frac{\text{Re}[\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*]}{2}$ du champ local à travers une surface A entourant la particule.

$$\Phi_E = \oint_A \mathbf{S} \cdot \hat{\mathbf{n}} dA. \quad (3.6)$$

Ici $\hat{\mathbf{n}}$ désigne le vecteur normal extérieur à la surface A . Cette quantité représente la variation d'énergie induite par le champ incident. En vertu du théorème de Poynting [Jackson, 1975], cette variation d'énergie est égal au travail par unité de temps du champ électrique dans la particule

$$\oint_A \mathbf{S} \cdot \hat{\mathbf{n}} dA = -\frac{1}{2} \int_V \text{Re}[\mathbf{j}^* \cdot \mathbf{E}] dV, \quad (3.7)$$

où \mathbf{j} représente la densité de courant électrique dans la particule. Dans l'approximation dipolaire $\mathbf{j}(\mathbf{r}') = -i\omega \mathbf{p}(\mathbf{r}) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$, de sorte que la puissance \mathcal{P}_E dissipée par la particule s'écrit après intégration sur le volume V de la particule

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_E &\equiv \frac{1}{2} \int_V \text{Re}[\mathbf{j}_E^* \cdot \mathbf{E}] dV, \\ &= \frac{1}{2} \text{Re}[i\omega \mathbf{p}^* \cdot \mathbf{E}], \\ &= -\frac{\omega}{2} \text{Im}[\mathbf{p}^* \cdot \mathbf{E}]. \end{aligned} \quad (3.8)$$

En reprenant l'expression (3.4) du champ local, cette puissance s'écrit encore

$$\mathcal{P}_E = -\frac{\omega}{2} \left\{ \text{Im}[\mathbf{p}^*(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}_{inc}(\mathbf{r})] + \omega^2 \mu_0 \mu_m \text{Im} \left[\mathbf{p}^*(\mathbf{r}) \cdot \overline{\mathbf{G}}^{EE}(\mathbf{r}, \mathbf{r}) \cdot \mathbf{p}(\mathbf{r}) \right] \right\} \quad (3.9)$$

où $\mathbf{E}_{inc}(\mathbf{r})$ représente le champ électrique incident au point du dipôle. Le premier terme de cette expression correspond aux pertes induites par le champ incident. Le second terme quant-à-lui correspond aux pertes dues au champ diffusé par la particule. Le moment dipolaire est relié au champ incident par une relation du type

$$\mathbf{p}(\mathbf{r}) = \varepsilon_0 \bar{\bar{\alpha}}_E \cdot \mathbf{E}_{inc}(\mathbf{r}), \quad (3.10)$$

où $\bar{\bar{\alpha}}_E$ désigne le tenseur de polarisabilité électrique et ε_0 la permittivité électrique du vide. Dans le cas d'une particule sphérique, le tenseur de polarisabilité est diagonal et isotrope (i.e. $\bar{\bar{\alpha}}_E = \alpha_E \bar{\bar{\mathbf{1}}}$). La composante diagonale α_E de ce tenseur se calcule à l'aide de la théorie de Mie [Bohren et Huffman, 1998] ou simplement à l'aide de la relation de Clausius-Mossotti [Purcell et Pennypacker, 1973]

$$\alpha_E = 4\pi R^3 \frac{\varepsilon_p - \varepsilon_m}{\varepsilon_p + 2\varepsilon_m}, \quad (3.11)$$

où ε_m représente la permittivité du milieu, ε_p celle de la particule et R le rayon de cette particule. Il s'en suit que les pertes induites par le champ incident s'écrivent

$$-\frac{\omega}{2} \text{Im} [\mathbf{p}^*(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{E}_{inc}(\mathbf{r}')] = -\frac{\omega}{2} \varepsilon_0 |\mathbf{E}_{inc}|^2 \text{Im} [\alpha_E^*]. \quad (3.12)$$

Le deuxième terme du membre de droite de l'expression (3.9) correspond à la puissance dissipée par la particule sous l'action du champ électrique auto-induit par celui-ci

$$-\frac{\omega^3}{2} \mu_0 \mu_m \text{Im} \left[\mathbf{p}^*(\mathbf{r}') \cdot \bar{\bar{\mathbf{G}}}^{EE}(\mathbf{r}', \mathbf{r}') \cdot \mathbf{p}(\mathbf{r}') \right] = -\frac{\omega^3}{2} \mu_0 \mu_m \mathbf{p}^* \cdot \text{Im} \left[\bar{\bar{\mathbf{G}}}^{EE} \right] \cdot \mathbf{p}. \quad (3.13)$$

avec

$$\text{Im} \left[\bar{\bar{\mathbf{G}}}^{EE} \right] = \frac{k}{6\pi} \bar{\bar{\mathbf{1}}}. \quad (3.14)$$

Finalement, la puissance totale dissipée dans la particule s'écrit

$$\mathcal{P}_E = -\frac{\omega |\mathbf{E}_{inc}|^2 \varepsilon_0}{2} \left\{ \text{Im} [\alpha_E^*] + \frac{\omega^3}{6\pi c^3} \mu_m \sqrt{\varepsilon_m} |\alpha_E|^2 \right\}. \quad (3.15)$$

b. Section efficace d'absorption d'un dipôle électrique

La section efficace d'absorption σ_{abs}^E d'une particule assimilée à un dipôle électrique est une grandeur importante que l'on définit comme le rapport de la puissance \mathcal{P}_E dissipée par la particule sur le flux \mathcal{F}_{inc}^E du champ incident.

$$\sigma_{abs}^E = \frac{\mathcal{P}_E}{\mathcal{F}_{inc}^E}. \quad (3.16)$$

Dans le cas où le champ incident est une onde plane, le flux électrique incident s'écrit

$$\mathcal{F}_{inc}^E = \frac{c\varepsilon_0 \sqrt{\varepsilon_m}}{2} |\mathbf{E}_{inc}|^2, \quad (3.17)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide. En utilisant l'expression 3.15 de la puissance dissipée par une particule (3.15), la section efficace d'absorption s'écrit

$$\sigma_{abs}^E = -\frac{\omega}{c\sqrt{\varepsilon_m}} \left\{ \text{Im} [\alpha_E^*] + \frac{\omega^3}{6\pi c^3} \mu_m \sqrt{\varepsilon_m} |\alpha_E|^2 \right\}. \quad (3.18)$$

3.1.1.3 Application au calcul de la section efficace de particules métalliques et polaires

On présente dans ce paragraphe le calcul de la section efficace d'absorption de particules sphériques d'argent et de carbure de silicium. D'après la théorie de Mie [Bohren et Huffman, 1998], la polarisabilité d'une particule isolée dans un milieu transparent homogène, infini et isotrope, s'écrit

$$\alpha_E = \frac{6\pi i}{k^3} a_1, \quad (3.19)$$

où a_1 désigne le premier coefficient de Mie non-nul [Bohren et Huffman, 1998] et k le nombre d'onde. A l'aide de cette expression, on calcule alors à partir de (3.18) la section efficace d'absorption des particules d'argent et de SiC dans le visible et l'infrarouge respectivement. Les résultats regroupés sur la Fig. 3.2 présentent un comportement analogue. Pour chaque particule apparaît un pic de résonance. Ce pic est situé à la résonance plasmon et à la résonance du phonon polariton à la longueur d'onde où $\text{Re} [\varepsilon_p] = -2\text{Re} [\varepsilon_m]$. Lorsque le rayon des particules est petit devant la longueur d'onde, la polarisabilité définie Eq. 3.19 se comporte comme la polarisabilité de Clausius-Mossotti (Eq. 3.11). L'augmentation du rayon entraîne alors une augmentation de la section efficace, particulièrement à la longueur d'onde correspondant à la résonance. Lorsque le rayon devient trop grand, il n'est plus possible d'utiliser cette approximation. Le coefficient de Mie présent dans l'expression 3.19 de la polarisabilité dicte alors le comportement de celle-ci et décale le pic de résonance vers des longueurs d'onde plus faibles dans le cas de la particule métallique (Fig. 3.2a) et vers des longueurs d'onde plus grandes pour la particule polaire (Fig. 3.2b).

3.1.2 Champs rayonnés par un dipôle magnétique

Considérons une particule immergée dans un milieu transparent infini, homogène et isotrope, à laquelle on associe un dipôle magnétique de moment dipolaire $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ (Fig. 3.4).

3.1.2.1 Fonction dyadique de Green

L'expression du champ magnétique généré au point \mathbf{r} par le dipôle magnétique situé en \mathbf{r}' s'écrit

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_m \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{HH}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{m}(\mathbf{r}'), \quad (3.20)$$

où $\overline{\overline{\mathbf{G}}}^{HH}$ désigne le tenseur dyadique de Green du milieu, réponse magnétique associée à un courant magnétique. Quant au champ électrique, il se déduit de l'équation Maxwell-Ampère $\nabla \times \mathbf{H} = -i\omega \varepsilon_0 \varepsilon_m \mathbf{E}$ reliant le champ magnétique au champ électrique, d'où

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = i\omega \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{EH}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{m}(\mathbf{r}'), \quad (3.21)$$

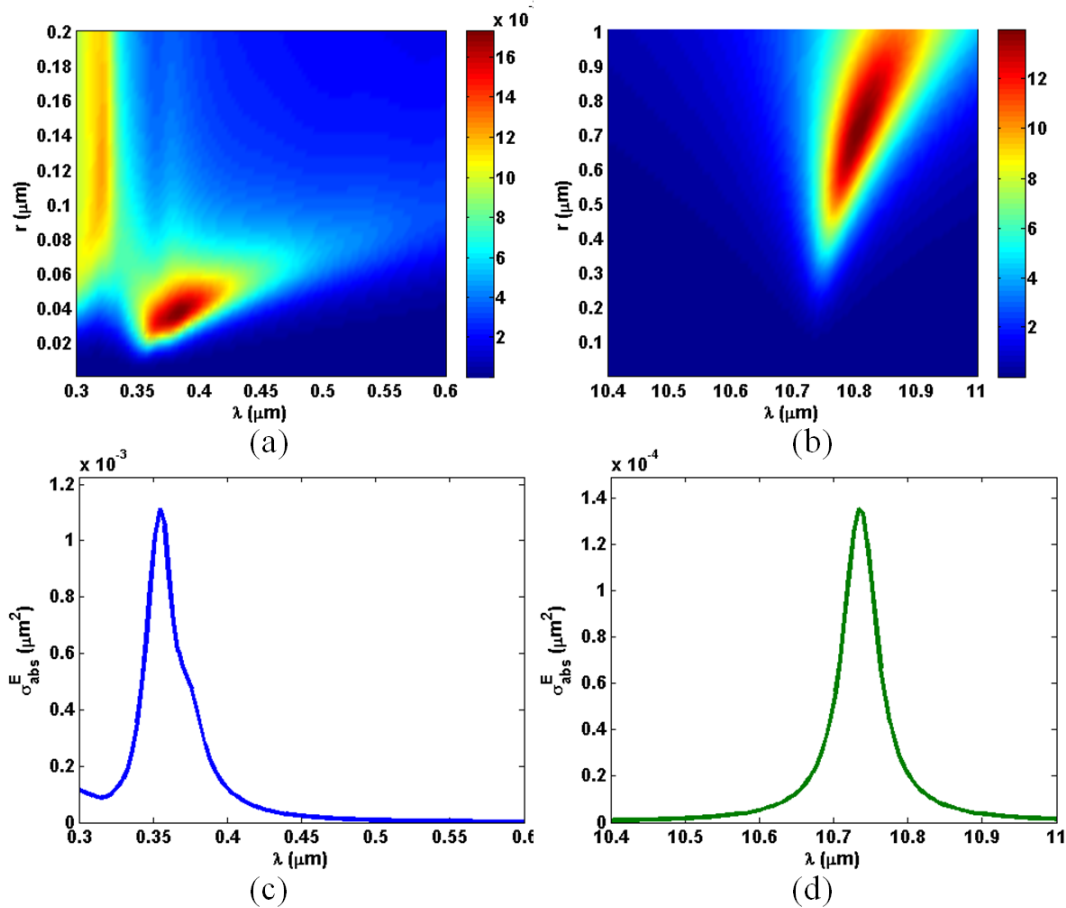


FIGURE 3.2 – (a) Section efficace d’absorption (en μm^2) d’une particule d’argent en fonction de son rayon. (b) Section efficace d’absorption d’une particule de SiC en fonction de son rayon. (c) Section efficace d’absorption d’une particule d’argent de 10 nm de rayon. (d) Section efficace d’une particule de SiC de 10 nm de rayon. Dans ces quatre cas, les particules sont immergées dans un milieu homogène d’indice $n_m = 1$.

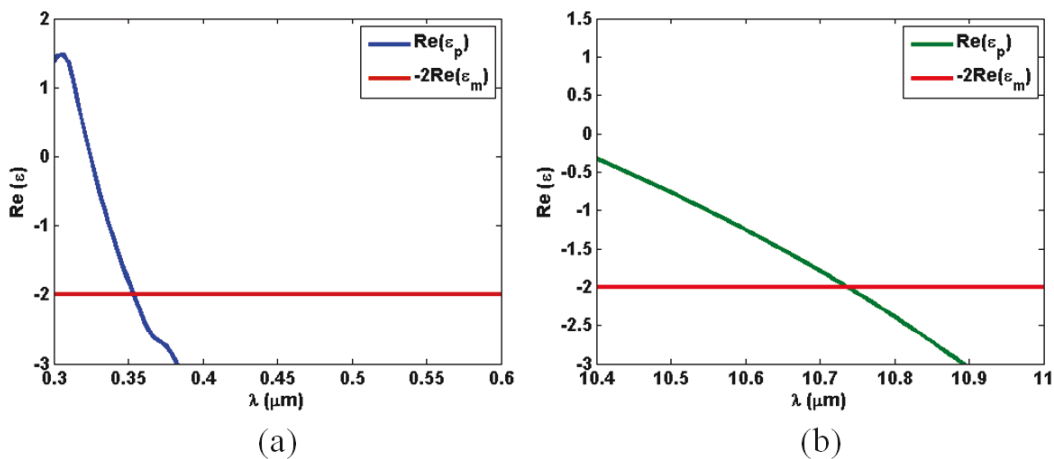


FIGURE 3.3 – (a) Partie réelle de la permittivité de la particule d’argent (en bleu) et -2 fois la partie réelle de la permittivité du milieu (en rouge). L’intersection de ces courbes se situe à la fréquence où $\text{Re}[\epsilon_p] = -2\text{Re}[\epsilon_m]$ correspond à la résonance du plasmon de la particule. (b) Mêmes courbes pour les particules de SiC. L’intersection de ces courbes correspond la résonance du phonon polariton.

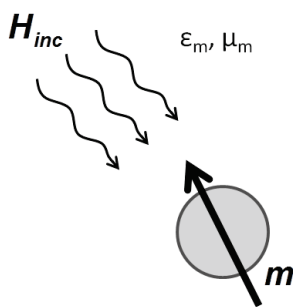


FIGURE 3.4 – Particule isolée immergée dans un milieu infini, homogène et isotrope de permittivité ϵ_m et de perméabilité μ_m et décrite par un dipôle magnétique de moment dipolaire m .

avec

$$\overline{\mathbf{G}}^{EH} = \nabla \times \overline{\mathbf{G}}^{HH}. \quad (3.22)$$

Lorsque le dipôle situé au point \mathbf{r}' est éclairé par un champ externe incident, le champ électrique local en un point \mathbf{r} s'écrit

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \underbrace{\mathbf{H}_{inc}(\mathbf{r})}_{\substack{\text{Champ magnétique} \\ \text{incident en } \mathbf{r}}} + \overbrace{\omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_m \overline{\mathbf{G}}^{HH}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{m}(\mathbf{r}')}_{\substack{\text{Champ magnétique en } \mathbf{r} \text{ généré} \\ \text{par un dipôle magnétique en } \mathbf{r}'}} \quad (3.23)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \underbrace{\mathbf{E}_{inc}(\mathbf{r})}_{\substack{\text{Champ électrique} \\ \text{incident en } \mathbf{r}}} + \underbrace{i\omega \overline{\mathbf{G}}^{EH}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{m}(\mathbf{r}')}_{\substack{\text{Champ électrique en } \mathbf{r} \text{ généré} \\ \text{par un dipôle magnétique en } \mathbf{r}'}} \quad (3.24)$$

Le premier terme du membre de droite de ces expressions correspond au champ incident tandis que le deuxième correspond au champ diffusé par le dipôle magnétique.

3.1.2.2 Dissipation d'énergie par un dipôle magnétique sous l'action d'un champ incident

a. Puissance dissipée

Nous avons présenté dans la partie précédente l'expression (3.8) de la puissance dissipée par un dipôle électrique sous l'action d'un champ incident. De manière analogue, la puissance dissipée par un dipôle magnétique sous l'action d'un champ incident s'écrit

$$\mathcal{P}_H = -\frac{\omega}{2} \text{Im} [\mathbf{m}^* \cdot \mathbf{H}]. \quad (3.25)$$

D'après l'expression (3.23) du champ électromagnétique local, cette puissance s'écrit encore

$$\mathcal{P}_H = -\frac{\omega}{2} \left\{ \text{Im} [\mathbf{m}^*(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{H}_{inc}(\mathbf{r})] + \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_m \text{Im} \left[\mathbf{m}^*(\mathbf{r}) \overline{\mathbf{G}}^{HH}(\mathbf{r}, \mathbf{r}) \mathbf{m}(\mathbf{r}) \right] \right\}. \quad (3.26)$$

Le moment dipolaire étant relié au champ magnétique par une relation du type

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}') = \mu_0 \overline{\boldsymbol{\alpha}}_H \mathbf{H}_{inc}(\mathbf{r}'), \quad (3.27)$$

où $\overline{\boldsymbol{\alpha}}_H$ désigne le tenseur de polarisabilité magnétique et μ_0 la perméabilité magnétique du vide. Dans le cas de particules sphériques, ce tenseur est diagonal et isotrope (i.e. $\overline{\boldsymbol{\alpha}}_H = \alpha_H \overline{\mathbf{1}}$). La composante diagonale α_H de ce tenseur est donnée par la théorie de Mie [Merchiers *et al.*, 2007, Chapuis *et al.*, 2008]

$$\alpha_H = \frac{6\pi i}{k^3} b_1, \quad (3.28)$$

où b_1 désigne le second coefficient de Mie. Il s'en suit que les pertes induites par le champ incident s'écrivent

$$-\frac{\omega}{2} \text{Im} [\mathbf{m}^*(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{H}_{inc}(\mathbf{r})] = -\frac{\omega}{2} \mu_0 |\mathbf{H}_{inc}|^2 \text{Im} [\alpha_H]. \quad (3.29)$$

Quant aux pertes induites par le dipôle magnétique, elles s'écrivent

$$-\frac{\omega^3}{2}\varepsilon_0\varepsilon_m\text{Im}\left[\mathbf{m}^*\overline{\overline{\mathbf{G}}}^{HH}(\mathbf{r}',\mathbf{r}')\mathbf{m}\right]=-\frac{\omega^3}{2}\varepsilon_0\varepsilon_m\mathbf{m}^*\text{Im}\left[\overline{\overline{\mathbf{G}}}^{HH}(\mathbf{r},\mathbf{r})\right]\mathbf{m}, \quad (3.30)$$

Sachant que $\overline{\overline{\mathbf{G}}}^{EE} = \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{HH}$, $\text{Im}\left[\overline{\overline{\mathbf{G}}}^{HH}\right] = \frac{k}{6\pi}\overline{\mathbf{1}}$, et la puissance totale dissipée par le dipôle magnétique sous l'action d'un champ incident s'écrit

$$\mathcal{P}_H = -\frac{\omega|\mathbf{H}_{inc}|^2\mu_0}{2}\left\{\text{Im}[\alpha_H^*] + \frac{\omega^3}{6\pi c^3}\varepsilon_m^{\frac{3}{2}}|\alpha_H|^2\right\}. \quad (3.31)$$

Cette expression est analogue à celle de la puissance dissipée par un dipôle électrique. Il suffit d'effectuer une substitution simple [Novotny et Hecht, 2006] [$\mathbf{E} \rightarrow \mathbf{H}$, $\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{m}$, $\varepsilon_0 \rightarrow \mu_0$, $\varepsilon \rightarrow \mu$] dans l'expression (3.15) pour retrouver ce résultat.

b. Section efficace d'absorption d'un dipôle magnétique

La section efficace d'absorption σ_{abs}^H d'une particule assimilée à un dipôle magnétique est définie comme le rapport de la puissance dissipée par cette particule sur le flux magnétique incident.

$$\sigma_{abs}^H = \frac{\mathcal{P}_H}{\mathcal{F}_{inc}^H}, \quad (3.32)$$

où

$$\mathcal{F}_{inc}^M = \frac{c\mu_0\sqrt{\mu_m}}{2}|\mathbf{H}_{inc}|^2. \quad (3.33)$$

En utilisant l'expression (3.31) de la puissance dissipée par une particule, la section efficace d'absorption s'écrit

$$\sigma_{abs}^M = -\frac{\omega}{c\sqrt{\mu_m}}\left\{\text{Im}[\alpha_H^*] + \frac{\omega^3}{6\pi c^3}\varepsilon_m^{\frac{3}{2}}|\alpha_H|^2\right\} \quad (3.34)$$

Encore une fois, nous retrouvons une relation symétrique à l'expression (3.18) de la section efficace d'absorption d'un dipôle électrique.

3.1.2.3 Application au calcul de la section efficace de particules métalliques et polaires

Dans ce paragraphe, nous regardons l'évolution de la section efficace d'absorption des particules sphériques d'argent et de carbure de silicium. A l'aide de l'expression (3.34) de la section efficace et de l'expression (3.28) de la polarisabilité magnétique, on calcule la section efficace d'absorption des particules d'argent et de SiC respectivement dans le visible et l'infrarouge. Les résultats, regroupés dans la Fig. 3.5, montrent ici un comportement différent pour les deux particules. Lorsque le rayon de la particule métallique augmente, nous notons une augmentation de la section efficace dont le maximum est toujours situé à la même longueur d'onde. Cet effet, qui n'est pas comparable au pic de résonance correspondant à la résonance plasmon vu dans le cas des dipôles électriques, provient du comportement du coefficient de Mie b_1 . Dans le cas de la particule de SiC, l'augmentation du rayon entraîne aussi une augmentation de la section efficace d'absorption, mais elle est ici accompagnée d'un décalage spectral du pic. A

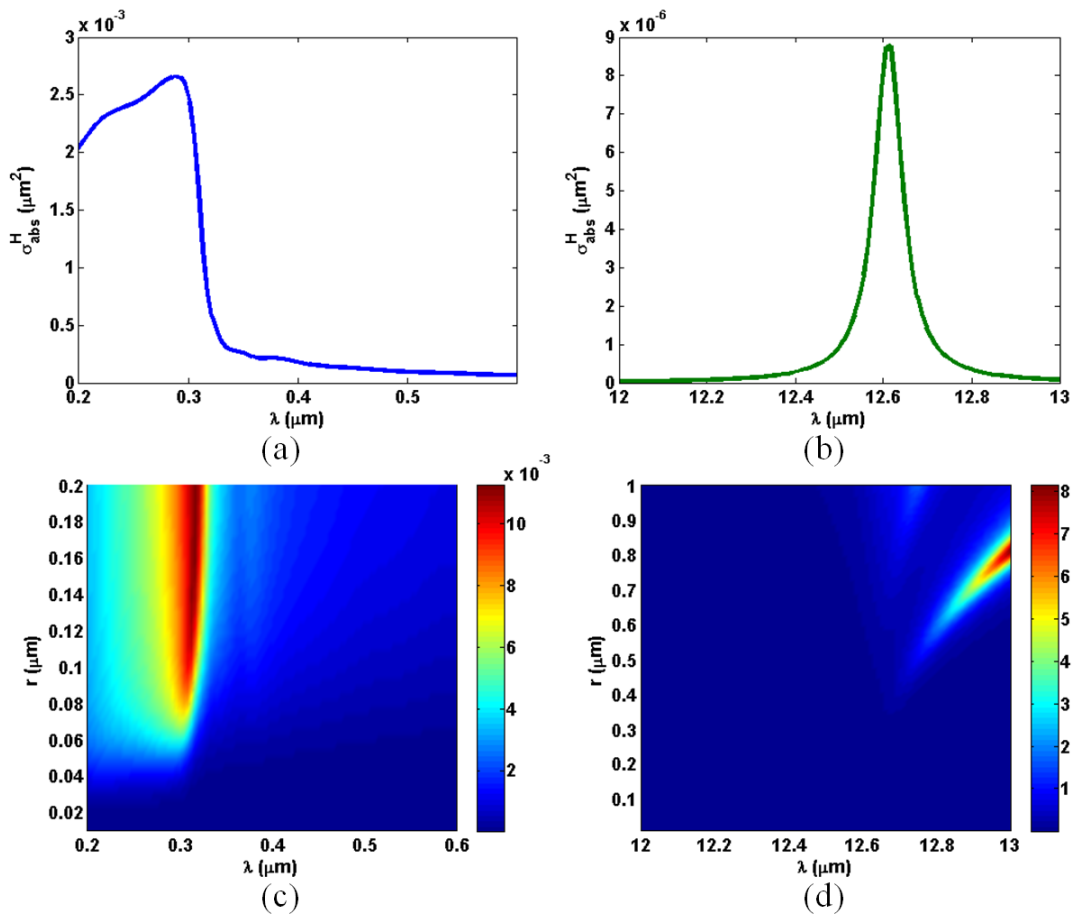


FIGURE 3.5 – (a) Section efficace d’absorption (en μm^2) d’une particule d’argent représentée par un dipôle magnétique en fonction de la longueur d’onde et du rayon. (b) Section efficace d’absorption d’une particule de SiC représentée par un dipôle magnétique en fonction de la longueur d’onde et du rayon. (c) Section efficace d’absorption d’une particule d’argent. (d) Section efficace d’absorption d’une particule de SiC. Ces deux particules ont un rayon de 50 nm et sont immergées dans un milieu d’indice $n_m = 1$.

nouveau, le comportement coefficient de Mie explique ces deux effets distincts. Nous notons par ailleurs que ces coefficients, dépendant de la longueur d'onde, du rayon et de l'indice de réfraction, ont un effet différent selon le matériau. De plus, nous remarquons que l'augmentation du rayon amène les sections efficaces d'absorption magnétiques à être du même ordre de grandeur que les sections efficaces d'absorption électriques (Fig. 3.2). Le coefficient de Mie a_1 est proportionnel à R^3 tandis que le coefficient b_1 est proportionnel à $\frac{R^5}{\lambda^2}$ [Kahnert, 2003], ce qui entraîne la même proportionnalité pour les polarisabilités

$$\alpha_E \propto R^3, \quad (3.35)$$

$$\alpha_H \propto \frac{R^5}{\lambda^2}. \quad (3.36)$$

D'après ces expressions, il est aisé de comprendre qu'augmenter le rayon jusqu'à une valeur proche de la longueur d'onde permet à la polarisabilité magnétique d'approcher la polarisabilité électrique, les pertes du dipôle magnétique étant alors du même ordre de grandeur que les pertes du dipôle électrique.

3.2 Système de dipôles électriques couplés

Considérons maintenant un système de N particules représentées par des dipôles électriques de moments dipolaires \mathbf{p}_j ($j = 1, \dots, N$), qui sont dispersées dans un milieu transparent infini, homogène et isotrope de permittivité ε_m et de perméabilité μ_m .

3.2.1 Champ électrique local

Le champ électrique local en un point \mathbf{r} est la superposition du champ incident et du champ rayonné en ce point par chacun des dipôles du système.

$$\mathbf{E}_{loc}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_{inc}(\mathbf{r}) + \omega^2 \mu_0 \mu_m \sum_{j \neq i}^N \overline{\mathbf{G}}^{EE}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_j) \mathbf{p}_j. \quad (3.37)$$

Dans la suite, nous utiliserons les notations suivantes pour simplifier les expressions :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^j &= \mathbf{E}(\mathbf{r}_j), \\ \mathbf{E}_{inc}^j &= \mathbf{E}_{inc}(\mathbf{r}_j), \\ \mathbf{E}_{loc}^j &= \mathbf{E}_{loc}(\mathbf{r}_j). \end{aligned}$$

3.2.2 Polarizabilité habillée

Dans le cas d'un dipôle électrique isolé, nous avons vu que le moment dipolaire électrique \mathbf{p} d'un dipôle est lié au champ incident par le tenseur de polarisabilité électrique $\overline{\boldsymbol{\alpha}}_E$ grâce à la relation $\mathbf{p} = \varepsilon_0 \overline{\boldsymbol{\alpha}}_E \mathbf{E}_{inc}$. Dans le cas d'un système de N dipôles en interaction, cette relation doit être modifiée pour tenir compte des modifications induites par les mécanismes d'interaction

sur les polarisabilités des particules. Pour cela, commençons par écrire la relation entre les moments dipolaires et les champs locaux

$$\begin{bmatrix} \mathbf{p}_1 \\ \vdots \\ \mathbf{p}_j \\ \vdots \\ \mathbf{p}_N \end{bmatrix} = \varepsilon_0 \text{diag} [\bar{\bar{\alpha}}_E^1, \dots, \bar{\bar{\alpha}}_E^j, \dots, \bar{\bar{\alpha}}_E^N] \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{loc}^1 \\ \vdots \\ \mathbf{E}_{loc}^j \\ \vdots \\ \mathbf{E}_{loc}^N \end{bmatrix}. \quad (3.38)$$

Ici, le tenseur de polarisabilité $\bar{\bar{\alpha}}_E^j$ représente la polarisabilité du dipôle isolé. Pour prendre en compte les interactions entre les différents dipôles, on exprime le champ local \mathbf{E}_{loc} au point des dipôles en fonction du champ incident en ces points à l'aide de l'expression (3.37). L'expression (3.38) devient

$$\begin{bmatrix} \mathbf{p}_1 \\ \vdots \\ \mathbf{p}_i \\ \vdots \\ \mathbf{p}_N \end{bmatrix} = \bar{\bar{\alpha}}_h \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{inc}^1 \\ \vdots \\ \mathbf{E}_{inc}^i \\ \vdots \\ \mathbf{E}_{inc}^N \end{bmatrix}, \quad (3.39)$$

où $\bar{\bar{\alpha}}_h$ est la polarisabilité dite habillée du système à N dipôles électriques couplés [Castanié *et al.*, 2012], définie comme

$$\bar{\bar{\alpha}}_h = \varepsilon_0 \text{diag} [\bar{\bar{\alpha}}_E^1, \dots, \bar{\bar{\alpha}}_E^j, \dots, \bar{\bar{\alpha}}_E^N] \bar{\bar{\mathcal{V}}}^{-1}, \quad (3.40)$$

avec

$$\bar{\bar{\mathcal{V}}} = \begin{bmatrix} \mathbb{1} & \cdots & -k_0^2 \mu_m \bar{\bar{\alpha}}_E^j \bar{\bar{\mathbf{G}}}_{1j}^{EE} & \cdots & -k_0^2 \mu_m \bar{\bar{\alpha}}_E^N \bar{\bar{\mathbf{G}}}_{1N}^{EE} \\ \vdots & \ddots & & & \vdots \\ -k_0^2 \mu_m \bar{\bar{\alpha}}_E^1 \bar{\bar{\mathbf{G}}}_{i1}^{EE} & \cdots & \mathbb{1} & \cdots & -k_0^2 \mu_m \bar{\bar{\alpha}}_E^N \bar{\bar{\mathbf{G}}}_{iN}^{EE} \\ \vdots & & & \ddots & \vdots \\ -k_0^2 \mu_m \bar{\bar{\alpha}}_E^1 \bar{\bar{\mathbf{G}}}_{N1}^{EE} & \cdots & -k_0^2 \mu_m \bar{\bar{\alpha}}_E^j \bar{\bar{\mathbf{G}}}_{Nj}^{EE} & \cdots & \mathbb{1} \end{bmatrix}. \quad (3.41)$$

D'autre part, le champ incident à l'emplacement du dipôle j s'écrit en fonction du champ incident \mathbf{E}_0 à l'origine et d'un déphasage lié à la position de la particule

$$\mathbf{E}_{inc}^j = \mathbf{E}_0 e^{i\mathbf{k}_{inc} \cdot \mathbf{r}_j}, \quad (3.42)$$

où \mathbf{k}_{inc} représente le vecteur d'onde de l'onde incidente. Il s'en suit que les moments dipolaires

peuvent s'écrire en fonction du champ incident \mathbf{E}_0 à l'origine

$$\begin{bmatrix} \mathbf{p}_1 \\ \vdots \\ \mathbf{p}_j \\ \vdots \\ \mathbf{p}_N \end{bmatrix} = \bar{\alpha}_h \text{diag} \left[e^{i\mathbf{k}_{inc} \cdot \mathbf{r}_1 \bar{\mathbf{1}}}, \dots, e^{i\mathbf{k}_{inc} \cdot \mathbf{r}_j \bar{\mathbf{1}}}, \dots, e^{i\mathbf{k}_{inc} \cdot \mathbf{r}_N \bar{\mathbf{1}}} \right] \begin{bmatrix} \mathbf{E}_0 \\ \vdots \\ \mathbf{E}_0 \\ \vdots \\ \mathbf{E}_0 \end{bmatrix}. \quad (3.43)$$

Autrement dit, on a encore

$$\mathbf{p}_j = \bar{\alpha}_g^j \mathbf{E}_0, \quad (3.44)$$

avec

$$\bar{\alpha}_g^j = \sum_{i=1}^N \bar{\alpha}_h^{ji} e^{i\mathbf{k}_{inc} \cdot \mathbf{r}_i}. \quad (3.45)$$

3.2.3 Dissipation d'énergie par un dipôle dans un système de dipôles couplés

La puissance dissipée par le dipôle j en présence d'autres dipôles est, par définition, égale à

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_E^i &= -\frac{\omega}{2} \text{Im} \left[\mathbf{p}_i^* \cdot \mathbf{E}_{loc}^i \right], \\ &= \underbrace{-\frac{\omega}{2} \text{Im} \left[\mathbf{p}_i^* \cdot \mathbf{E}_{inc}^i \right]}_{\text{pertes provenant du champ incident}} - \underbrace{\frac{\omega^3 \mu_0 \mu_m}{2} \sum_i \text{Im} \left[\mathbf{p}_j^* \bar{\mathbf{G}}_{ji}^{EE} \mathbf{p}_i \right]}_{\text{pertes provenant du champ rayonné par les dipôles}}. \end{aligned} \quad (3.46)$$

En exprimant à l'aide de (3.39) et (3.45) le moment dipolaire en fonction des polarisabilités habillées généralisées et du champ incident, les pertes d'énergies dans chaque dipôle s'écrivent

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_E^i &= -\frac{\omega}{2} |\mathbf{E}_0|^2 \text{Im} \left[\left(\bar{\alpha}_g^i \right)_{ll}^* e^{i\mathbf{k}_{inc} \cdot \mathbf{r}_i} \right] - \frac{\omega^4 \mu_0 \mu_m \sqrt{\varepsilon_m}}{12\pi c} |\mathbf{E}_0|^2 \left| \left(\bar{\alpha}_g^i \right)_{ll} \right|^2 \\ &\quad - \frac{\omega^3 \mu_0 \mu_m}{2} |\mathbf{E}_0|^2 \sum_{j \neq i}^N \text{Im} \left[\left(\bar{\alpha}_g^i \right)_l^* \bar{\mathbf{G}}_{ij}^{EE} \left(\bar{\alpha}_g^j \right)_l e^{i(\mathbf{k}_{inc} \cdot \mathbf{r}_j - \mathbf{k}_{inc} \cdot \mathbf{r}_i)} \right]. \end{aligned} \quad (3.47)$$

Cette expression dépend de l'éclairage. On prendra $l = x$, $l = y$ et $l = z$ lorsque $\mathbf{E}_0 = E_0 \mathbf{x}$, $\mathbf{E}_0 = E_0 \mathbf{y}$ et $\mathbf{E}_0 = E_0 \mathbf{z}$ respectivement.

3.3 Paire de dipôles électriques couplés

Considérons maintenant deux particules de permittivité ε_p et de perméabilité μ_p , représentées par des dipôles électriques. On suppose que ces particules ont le même rayon R et que leurs centres sont séparés par une distance d (Fig. 3.6). En outre, on supposera dans la suite que l'axe reliant les deux particules est confondu avec l'axe y comme illustré sur la Fig. 3.6.

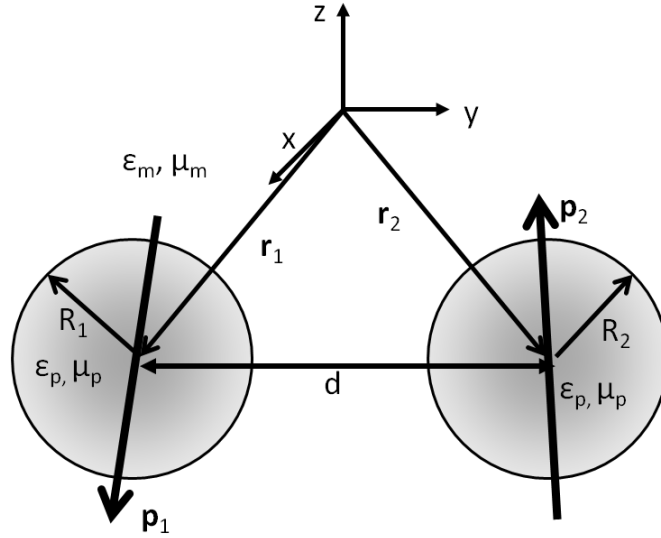


FIGURE 3.6 – Dimère de particules de permittivité électrique ε_p et de perméabilité magnétique μ_p dispersé dans un milieu transparent infini, homogène et isotrope de permittivité ε_m et de perméabilité μ_m . Les particules sont espacées d'une distance d . A chaque particule on associe un dipôle \mathbf{p}_i .

3.3.1 Champs électriques locaux et polarisabilités habillées

Comme nous l'avons vu au paragraphe 3.2.1, les champs électriques locaux à l'emplacement des dipôles s'écrivent

$$\mathbf{E}_{loc}^1 = \mathbf{E}_{inc}^1 + \omega^2 \mu_0 \mu_m \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{12}^{EE} \mathbf{p}_2 + \omega^2 \mu_0 \mu_m \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{11}^{EE} \mathbf{p}_1, \quad (3.48)$$

$$\mathbf{E}_{loc}^2 = \mathbf{E}_{inc}^2 + \omega^2 \mu_0 \mu_m \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{21}^{EE} \mathbf{p}_1 + \omega^2 \mu_0 \mu_m \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{22}^{EE} \mathbf{p}_2, \quad (3.49)$$

ou $\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{ij}^{EE} = \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{EE}(\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j)$ désigne le tenseur de Green électrique entre les points \mathbf{r}_i et \mathbf{r}_j . A partir de ces champs, nous pouvons, comme au paragraphe 3.2.2, calculer la polarisabilité habillée des deux dipôles \mathbf{p}_1 et \mathbf{p}_2 . D'après l'expression (3.40), cette polarisabilité s'écrit

$$\overline{\overline{\boldsymbol{\alpha}}}_h = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} \overline{\overline{\boldsymbol{\alpha}}}_E & 0 \\ 0 & \overline{\overline{\boldsymbol{\alpha}}}_E \end{bmatrix} \overline{\overline{\mathbf{V}}}_2^{-1} \quad (3.50)$$

avec

$$\overline{\overline{\mathbf{V}}}_2 = \begin{bmatrix} \mathbf{1} & -k_0^2 \overline{\overline{\boldsymbol{\alpha}}}_E \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{12}^{EE} \\ -k_0^2 \overline{\overline{\boldsymbol{\alpha}}}_E \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{21}^{EE} & \mathbf{1} \end{bmatrix}, \quad (3.51)$$

de sorte que

$$\overline{\mathbf{V}}_2^{-1} = \begin{bmatrix} \left[\mathbb{1} - \left(k_0^4 \overline{\boldsymbol{\alpha}}_E \begin{matrix} 2 \\ \overline{\overline{\overline{EE}}} \end{matrix} \overline{\mathbf{G}}_{12} \overline{\mathbf{G}}_{21} \right) \right]^{-1} & \left[\mathbb{1} - \left(k_0^4 \overline{\boldsymbol{\alpha}}_E \begin{matrix} 2 \\ \overline{\overline{\overline{EE}}} \end{matrix} \overline{\mathbf{G}}_{12} \overline{\mathbf{G}}_{21} \right) \right]^{-1} \left[k_0^2 \overline{\boldsymbol{\alpha}}_E \overline{\mathbf{G}}_{12} \right] \\ \left[\mathbb{1} - \left(k_0^4 \overline{\boldsymbol{\alpha}}_E \begin{matrix} 2 \\ \overline{\overline{\overline{EE}}} \end{matrix} \overline{\mathbf{G}}_{21} \overline{\mathbf{G}}_{12} \right) \right]^{-1} \left[k_0^2 \overline{\boldsymbol{\alpha}}_E \overline{\mathbf{G}}_{21} \right] & \left[\mathbb{1} - \left(k_0^4 \overline{\boldsymbol{\alpha}}_E \begin{matrix} 2 \\ \overline{\overline{\overline{EE}}} \end{matrix} \overline{\mathbf{G}}_{21} \overline{\mathbf{G}}_{12} \right) \right]^{-1} \end{bmatrix}. \quad (3.52)$$

Ici, $\varepsilon_0 \overline{\boldsymbol{\alpha}}_E$ représente la polarisabilité des particules isolées tandis que le tenseur $\overline{\mathbf{V}}_2$ permet de tenir compte des interactions entre particules.

3.3.2 Pertes dans les particules

Pour calculer la puissance dissipée dans chaque particule, il est nécessaire de distinguer les différents types d'éclairages possibles. Nous considérons les trois configurations suivantes (Fig. 3.7) :

- Éclairage \perp_s : le vecteur d'onde du champ incident est orthogonal à l'axe reliant les deux dipôles et la polarisation est transverse électrique (i.e. le champ électrique est orthogonal à l'axe \mathbf{y}).
- Éclairage \perp_p : le vecteur d'onde du champ incident est orthogonal à l'axe \mathbf{y} , mais la polarisation est transverse magnétique (i.e. le champ électrique est parallèle à l'axe \mathbf{y}).
- Éclairage \parallel : le vecteur d'onde du champ incident est parallèle à l'axe \mathbf{y} . Dans ce cas, on a une symétrie azimutale du problème autour de l'axe \mathbf{y} .

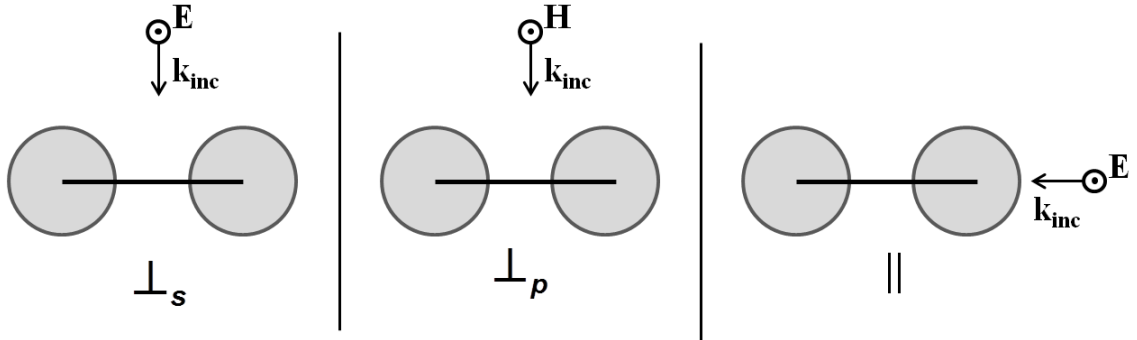


FIGURE 3.7 – Trois configurations d'éclairage étudiées. (a) Le vecteur d'onde du champ incident est orthogonal à l'axe reliant les dipôles et la polarisation est transverse électrique. (b) Le vecteur d'onde du champ incident est orthogonal à cet axe et la polarisation est transverse magnétique. (c) Le vecteur d'onde du champ incident est parallèle à l'axe reliant les dipôles.

a. Éclairage \perp_s

Par raison de symétrie, les champs incidents au niveau des deux particules sont égaux. Nous pouvons donc écrire $\mathbf{E}_{inc}^1 = \mathbf{E}_{inc}^2 = E_0 \mathbf{x}$ (i.e. il n'y a pas de déphasage entre les champs incidents). En utilisant la définition du tenseur dyadique de Green à deux particules (cf. Annexe D),

on a

$$\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{12} = \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{21} = \frac{e^{ikd}}{4\pi d} \begin{bmatrix} a & 0 & 0 \\ 0 & a+b & 0 \\ 0 & 0 & a \end{bmatrix}, \quad (3.53)$$

où

$$a = \left(1 + \frac{i}{kd} - \frac{1}{k^2 d^2}\right), \quad (3.54)$$

$$b = -\left(1 + \frac{3i}{kd} - \frac{3}{k^2 d^2}\right). \quad (3.55)$$

La polarisabilité habillée généralisée introduite dans la section 3.2.2 s'écrit alors

$$\overline{\overline{\boldsymbol{\alpha}}}_{g,\perp_s} = \begin{bmatrix} \frac{\varepsilon_0 \alpha_E}{1 - k_0^2 \alpha_E \frac{e^{ikd}}{4\pi d} a} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\varepsilon_0 \alpha_E}{1 - k_0^2 \alpha_E \frac{e^{ikd}}{4\pi d} (a+b)} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\varepsilon_0 \alpha_E}{1 - k_0^2 \alpha_E \frac{e^{ikd}}{4\pi d} a} \end{bmatrix}. \quad (3.56)$$

Les pertes dans chaque particule se déduisent de l'expression générale (3.47). Après un calcul élémentaire, on obtient

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_E^{\perp_s} = & -\frac{\omega}{2} |E_0|^2 \text{Im} [\alpha_{g,\perp_s}] - \frac{\omega^4 \mu_0 \mu_m \sqrt{\varepsilon_m}}{12\pi c} |\alpha_{g,\perp_s}|^2 |E_0|^2 \\ & - \frac{\omega^3 \mu_0 \mu_m}{2} |E_0|^2 |\alpha_{g,\perp_s}|^2 \text{Im} \left[\left(\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{12} \right)_{\perp_s} \right], \end{aligned} \quad (3.57)$$

où

$$\alpha_{g,\perp_s} = \frac{\varepsilon_0 \alpha_E}{1 - k_0^2 \alpha_E \frac{e^{ikd}}{4\pi d} a}. \quad (3.58)$$

et

$$\text{Im} \left[\left(\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{12} \right)_{\perp_s} \right] = \frac{1}{4\pi d} \left[\left(1 - \frac{1}{k^2 d^2}\right) \sin(kd) + \frac{1}{kd} \cos(kd) \right]. \quad (3.59)$$

b. Éclairage \perp_p

A nouveau, la symétrie du problème permet d'écrire $\mathbf{E}_{inc}^1 = \mathbf{E}_{inc}^2 = E_0 \mathbf{y}$. L'expression de la polarisabilité généralisée du système est donc comparable à l'expression (3.56), et les pertes se déduisent de l'expression générale (3.47). On obtient donc

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_E^{\perp_p} = & -\frac{\omega}{2} |E_0|^2 \text{Im} [\alpha_{g,\perp_p}] - \frac{\omega^4 \mu_0 \mu_m \sqrt{\varepsilon_m}}{12\pi c} |\alpha_{g,\perp_p}|^2 |E_0|^2 \\ & - \frac{\omega^3 \mu_0 \mu_m}{2} |E_0|^2 |\alpha_{g,\perp_p}|^2 \text{Im} \left[\left(\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{12} \right)_{\perp_p} \right], \end{aligned} \quad (3.60)$$

où

$$\alpha_{g,\perp_p} = \frac{\varepsilon_0 \alpha_E}{1 - k_0^2 \alpha_E \frac{e^{ikd}}{4\pi d} (a+b)}. \quad (3.61)$$

et

$$\text{Im} \left[\left(\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{12}^{EE} \right)_{\perp p} \right] = \frac{1}{2\pi d} \left[\frac{1}{k^2 d^2} \sin(kd) - \frac{1}{kd} \cos(kd) \right]. \quad (3.62)$$

c. Éclairage ||

Examinons maintenant le cas où le vecteur d'onde du champ incident est parallèle à l'axe \mathbf{y} reliant les deux dipôles. Cette situation est significativement différente des deux cas précédents car les deux particules sont éclairées par deux champs déphasés. En choisissant l'origine au niveau du premier dipôle, les champs incidents s'écrivent

$$\mathbf{E}_{inc}^1 = \mathbf{E}_0, \quad (3.63)$$

$$\mathbf{E}_{inc}^2 = \mathbf{E}_0 e^{i\phi}, \quad (3.64)$$

où $\mathbf{E}_0 = E_0 \mathbf{z}$ représente le champ incident sur le premier dipôle et $\phi = \mathbf{k}_{inc} \cdot \mathbf{r}_2$ est le déphasage entre les deux champs incidents. Les polarisabilités généralisées des particules définies par la relation (3.45) s'écrivent alors

$$\overline{\overline{\alpha}}_g^1 = \varepsilon_0 \overline{\overline{\alpha}}_E \left[k_0^2 \overline{\overline{\alpha}}_E \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{12}^{EE} e^{i\phi} + \mathbb{1} \right] \left[\mathbb{1} - \left(k_0^2 \overline{\overline{\alpha}}_E \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{12}^{EE} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (3.65)$$

$$\overline{\overline{\alpha}}_g^2 = \varepsilon_0 \overline{\overline{\alpha}}_E \left[k_0^2 \overline{\overline{\alpha}}_E \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{12}^{EE} + \mathbb{1} e^{i\phi} \right] \left[\mathbb{1} - \left(k_0^2 \overline{\overline{\alpha}}_E \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{12}^{EE} \right)^2 \right]^{-1}. \quad (3.66)$$

Les pertes dans chaque particule sont alors (cf. (3.47))

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_E^{\parallel,1} = & -\frac{\omega}{2} |E_0|^2 \text{Im} \left[\alpha_{g,\parallel}^{1*} \right] - \frac{\omega^4 \mu_0 \mu_m \sqrt{\varepsilon_m}}{12\pi c} |\alpha_{g,\parallel}^1|^2 \\ & - \frac{\omega^3 \mu_0 \mu_m}{2} |\alpha_{g,\parallel}^{1*} \alpha_{g,\parallel}^2| \text{Im} \left[\left(\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{12}^{EE} \right)_{\parallel} \right], \end{aligned} \quad (3.67)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_E^{\parallel,2} = & -\frac{\omega}{2} |E_0|^2 \text{Im} \left[\alpha_{g,\parallel}^{2*} e^{i\phi} \right] - \frac{\omega^4 \mu_0 \mu_m \sqrt{\varepsilon_m}}{12\pi c} |\alpha_{g,\parallel}^2|^2 \\ & - \frac{\omega^3 \mu_0 \mu_m}{2} |\alpha_{g,\parallel}^{2*} \alpha_{g,\parallel}^1| \text{Im} \left[\left(\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{12}^{EE} \right)_{\parallel} \right], \end{aligned} \quad (3.68)$$

où

$$\alpha_{g,\parallel}^1 = \varepsilon_0 \alpha_E \frac{k_0^2 \alpha_E \frac{e^{ikd}}{4\pi d} a e^{i\phi} + 1}{1 - \left(k_0^2 \alpha_E \frac{e^{ikd}}{4\pi d} a \right)^2}, \quad (3.69)$$

$$\alpha_{g,\parallel}^2 = \varepsilon_0 \alpha_E \frac{k_0^2 \alpha_E \frac{e^{ikd}}{4\pi d} a + e^{i\phi}}{1 - \left(k_0^2 \alpha_E \frac{e^{ikd}}{4\pi d} a \right)^2}. \quad (3.70)$$

et

$$\text{Im} \left[\left(\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{12}^{EE} \right)_{\parallel} \right] = \frac{1}{4\pi d} \left[\left(1 - \frac{1}{k^2 d^2} \right) \sin(kd) + \frac{1}{kd} \cos(kd) \right]. \quad (3.71)$$

3.3.3 Fréquences propres dans une paire de dipôles électriques couplés

Afin d'évaluer l'effet de la présence d'une seconde particule dans l'environnement immédiat d'une particule, nous étudions ici les fréquences propres du dimère de particules et nous les comparons aux fréquences de résonances des particules isolées. Par définition, le moment dipolaire des particules s'écrit en fonction du champ local

$$\mathbf{p}_i = \varepsilon_0 \overline{\mathbf{f}}_{\mathbf{E}} \left(\mathbf{E}_{inc}^i + \omega^2 \mu_0 \mu_m \sum_{j \neq i} \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{ij}^{EE} \mathbf{p}_j \right). \quad (3.72)$$

Sous forme matricielle, ce système s'écrit encore

$$\underbrace{\begin{bmatrix} \mathbb{1} & -k_0^2 \mu_m \overline{\alpha}_E^1 \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{12}^{EE} \\ -k_0^2 \mu_m \overline{\alpha}_E^2 \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{21}^{EE} & \mathbb{1} \end{bmatrix}}_{\overline{\overline{\mathbf{A}}}} \begin{bmatrix} \mathbf{p}_1 \\ \mathbf{p}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon_0 \overline{\mathbf{f}}_{\mathbf{E}} \mathbf{E}_{inc}^1 \\ \varepsilon_0 \overline{\mathbf{f}}_{\mathbf{E}} \mathbf{E}_{inc}^2 \end{bmatrix}. \quad (3.73)$$

Les fréquences propres du système couplé correspondent alors aux fréquences de résonance de ce système. Elles sont solution de l'équation

$$\det \overline{\overline{\mathbf{A}}} = \det \left(\mathbb{1} - k_0^4 \mu_m^2 \overline{\alpha}_E^1 \overline{\alpha}_E^2 \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{12}^{EE} \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{21}^{EE} \right) = 0. \quad (3.74)$$

D'après la définition du tenseur de Green rappelée Eq. (3.53) et compte tenu du fait que $\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{12}^{EE} = \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{21}^{EE}$, cette équation peut se factoriser en deux parties

$$\det \overline{\overline{\mathbf{A}}} = \left[1 - \left(k_0^2 \mu_m \alpha_E a \frac{e^{ikd}}{4\pi d} \right)^2 \right]^2 \left[1 - \left(k_0^2 \mu_m \alpha_E (a+b) \frac{e^{ikd}}{4\pi d} \right)^2 \right] = 0. \quad (3.75)$$

Le premier terme correspond aux fréquences de résonance du système dans le plan orthogonal à l'axe y qui relie les deux dipôles. Notons que ces modes sont deux fois dégénérés du fait de la symétrie par rotation autour de l'axe [Ben-Abdallah *et al.*, 2011]. Le deuxième terme correspond quant à lui aux résonances dans la direction parallèle à cet axe.

Nous étudions maintenant les solutions de l'équation (3.75) dans les cas où ces deux particules sont métalliques ou diélectriques.

a. Dimère de nanoparticules métalliques

Supposons ici que la permittivité diélectrique est décrite par un modèle de Drude

$$\varepsilon_{Drude}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\Gamma)}, \quad (3.76)$$

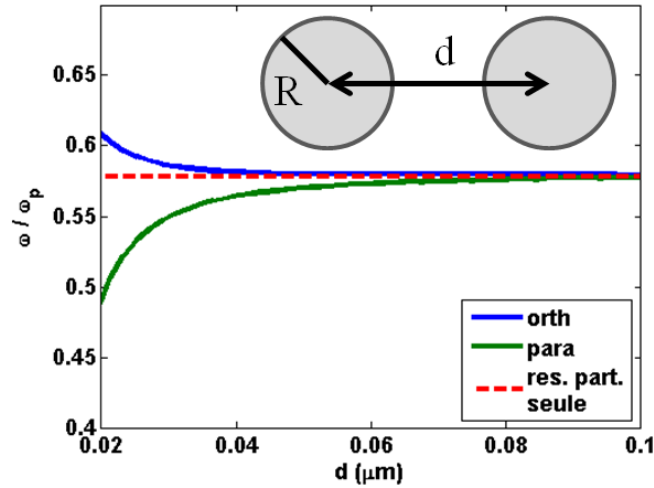


FIGURE 3.8 – Fréquences propres de deux particules métalliques de 10 nm de rayon couplées en fonction de leur distance de séparation. Les modes résonants orthogonaux (en bleu) sont décalés vers de plus hautes énergies que le plasmon (en rouge). En revanche, les modes parallèles (en vert) se décalent vers des niveaux d'énergies plus faibles.

où ω_p désigne la fréquence plasma et Γ la constante d'amortissement, ou temps de relaxation électronique dans la particule. En utilisant la formule de Clausius-Mossotti

$$\alpha_E = 4\pi r^3 \frac{-\omega_p^2}{-\omega_p^2 + 3\omega^2 - 3i\omega\Gamma'} \quad (3.77)$$

pour décrire la polarisabilité de la particule, on calcule les fréquences propres du dimère métallique en fonction de la distance de séparation. Les résultats présentés Fig. 3.8 montrent, dans le cas où les paramètres du modèle de Drude correspondent aux paramètres de l'argent, que les fréquences propres des modes orthogonaux à l'axe sont situées au delà de la fréquence de résonance (i.e. résonance plasmon) des particules isolées. En ce qui concerne les modes propres parallèles à l'axe, les résonances sont, à l'inverse, situées à plus basse énergie. A faible distance de séparation, le décalage spectral des fréquences propres de part et d'autre de la fréquence plasmon conduit à un élargissement du spectre de la structure.

b. Dimère de nanoparticules polaires

Dans le cas de particules diélectriques, nous utilisons un modèle de Drude-Lorentz [Le Gall *et al.*, 1997] pour décrire la polarisabilité diélectrique

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty \left[1 + \frac{\omega_L^2 - \omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2 + i\Gamma\omega} \right]. \quad (3.78)$$

Ici ε_∞ représente la contribution des ions du réseau à la permittivité, ω_T la fréquence du phonon optique transverse, ω_L la fréquence du phonon optique longitudinal, et Γ la constante d'amortissement du milieu. Les résultats présentés sur la Fig 3.9 pour des particules de SiC montrent une évolution des fréquences propres analogue à ce que nous avons observé pour les nano-

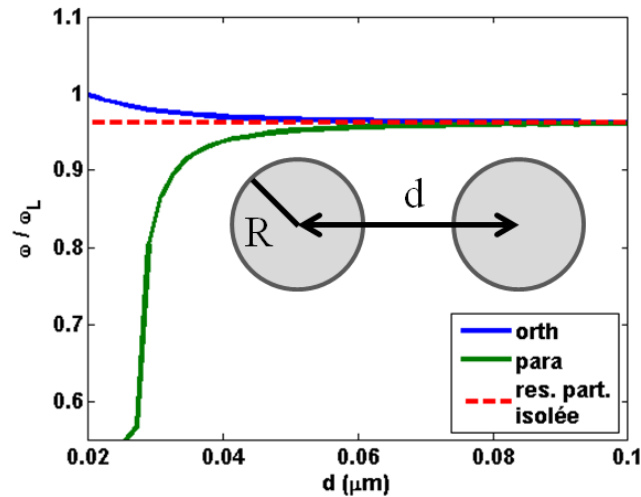


FIGURE 3.9 – Fréquences propres du système de deux particules polaires (SiC) de 10 nm de rayon couplées en fonction de leur distance de séparation. Les modes résonants orthogonaux (en bleu) sont décalés vers de plus hautes énergies que le phonon-polariton (en rouge). Au contraire, les modes résonants parallèles (en vert) sont très fortement décalés vers des niveaux d'énergies plus faibles.

particules d'argent. On note cependant ici que le décalage en fréquence des modes propres parallèles à l'axe du dimère est beaucoup plus prononcé dans le cas des particules polaires que dans le cas des particules métalliques.

3.3.4 Section efficace d'absorption des particules dans un dimère de nanoparticules

Nous évaluons maintenant l'impact de ce couplage sur les sections efficaces d'absorption des particules dans un dimère de nanoparticules. Les sections efficaces d'absorption des nanoparticules métalliques (Ag) et des nanoparticules polaires (SiC) sont calculées à l'aide des expressions trouvées dans le paragraphe 3.3.2 et représentées sur les Figs. 3.10 et 3.11 après avoir été normalisées par la section efficace des particules isolées (Fig 3.2). On note tout d'abord que, comme l'indique (Figs 3.8 et 3.9) l'évolution des fréquences propres dans les dimères en fonction de la distance de séparation entre les particules, les interactions dipôle-dipôle n'affectent la dissipation de puissance dans les particules qu'à très courtes distances ($d < 100$ nm). Au-delà, les particules se comportent comme des dipôles isolés. Par ailleurs, la comparaison des Figs. 3.8 et 3.9 avec les Figs. 3.10 et 3.11 respectivement montre que pour les éclairages orthogonaux à l'axe du dimère en polarisation s , les modes propres orthogonaux sont responsables d'une exaltation de la section efficace d'absorption des particules au delà de la fréquence de résonance des particules isolées. On parle alors de modes super-radiants. En revanche, en dessous de cette fréquence, domaine spectral où existent les modes propres parallèles à l'axe, la section efficace des particules est réduite. Dans ce cas, les modes parallèles sont dits sub-radiants. En polarisation p , le comportement est inversé. Les modes propres orthogonaux inhibent l'absorption des particules tandis que les modes parallèles l'exaltent. Enfin, lorsque le dimère métallique (resp. diélectrique) est éclairé parallèlement à son axe, la section efficace d'absorption des particules

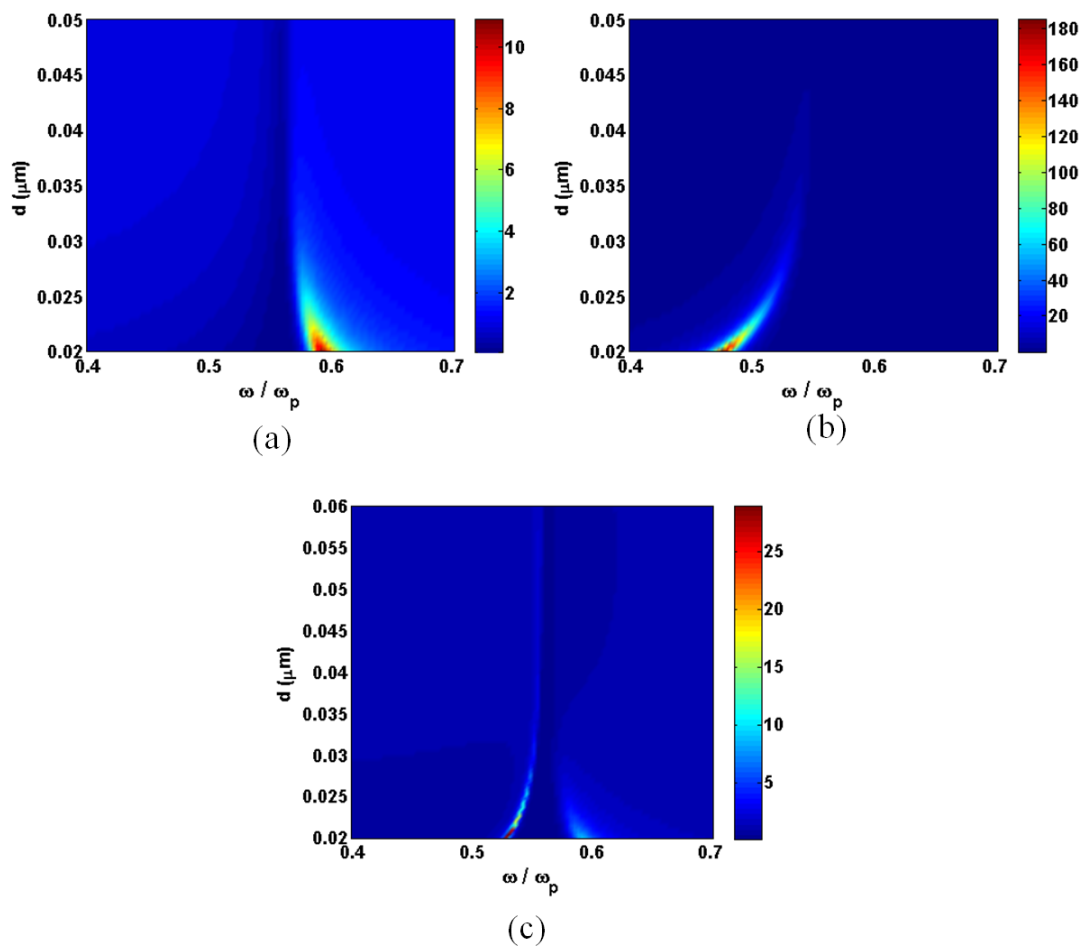


FIGURE 3.10 – Sections efficaces d’absorption des particules d’argent au sein d’un dimère normalisées par la section efficace de la particule isolée ($R = 10$ nm), en fonction de la fréquence et de la distance de séparation, pour un éclairage en polarisation (a) \perp_s , (b) \perp_p et (c) \parallel (dans ces trois cas, les deux particules présentent un comportement similaire).

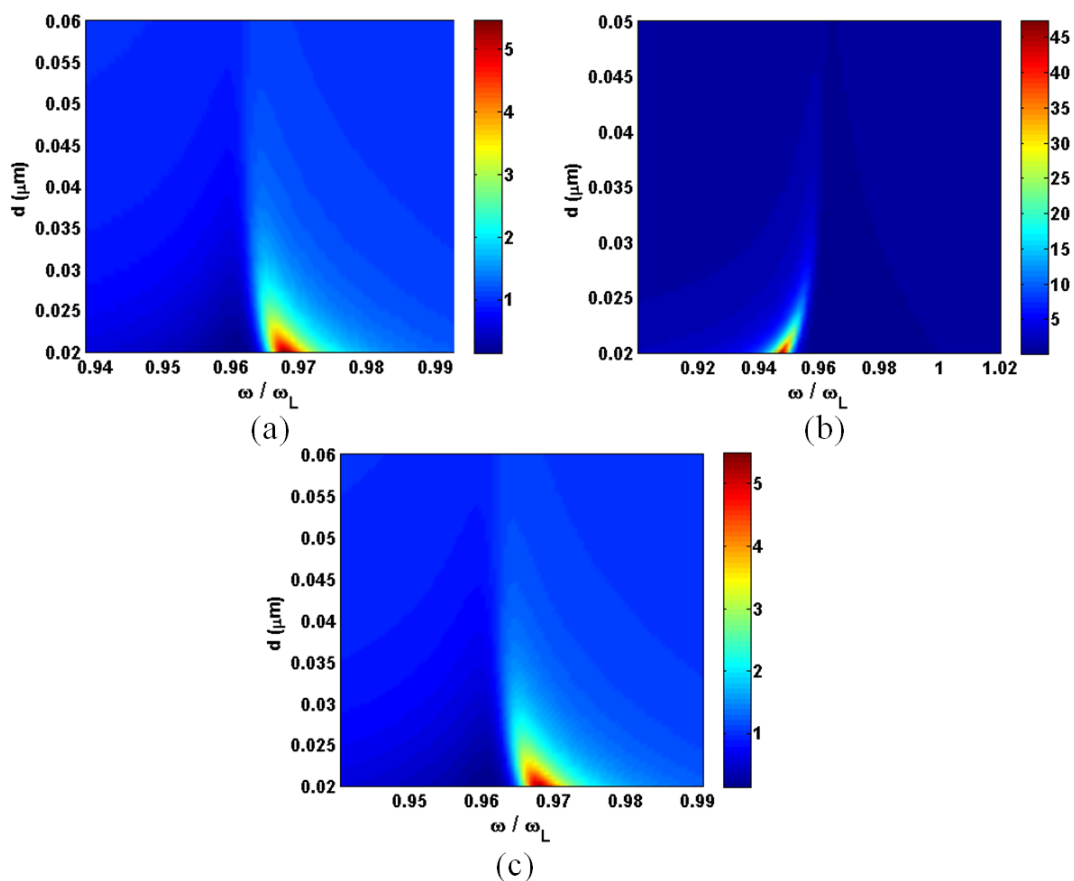


FIGURE 3.11 – Sections efficaces d’absorption des particules de SiC au sein d’un dimère normalisées par la section efficace de la particule isolée ($R = 10 \text{ nm}$), en fonction de la fréquence et de la distance de séparation, pour un éclairage en polarisation (a) \perp_s , (b) \perp_p et (c) \parallel (dans ces trois cas, les deux particules présentent un comportement similaire).

est qualitativement analogue au cas où le dimère est éclairé perpendiculairement à son axe en polarisation p (resp. polarisation s) (Fig. 3.11).

3.4 Système de dipôles électriques et magnétiques couplés

Considérons maintenant un système de N particules, modélisées à la fois par des dipôles électriques et magnétiques en interaction. Chaque particule i du système possède une permittivité électrique ε_{p_i} et une perméabilité magnétique μ_{p_i} . Comme dans les paragraphes précédents, ces particules sont dispersées dans un milieu transparent infini, homogène et isotrope de permittivité et perméabilité ε_m et μ_m respectivement.

3.4.1 Champs électriques et magnétiques locaux et polarisabilités habillées

Dans la section 3.1, nous avons vu que les champs électrique et magnétique en \mathbf{r} générés par un dipôle électrique $\mathbf{p}(\mathbf{r}')$ situé en \mathbf{r}' s'écrivent

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \omega^2 \mu_0 \mu_m \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{EE}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{p}(\mathbf{r}'), \quad (3.79)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = -i\omega \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{EH}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{p}(\mathbf{r}'), \quad (3.80)$$

tandis que les champs électrique et magnétique en \mathbf{r} générés par un dipôle magnétique $\mathbf{m}(\mathbf{r}')$ situé en \mathbf{r}' sont donnés par les expressions

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = i\omega \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{HE}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{m}(\mathbf{r}'), \quad (3.81)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_m \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{HH}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{m}(\mathbf{r}'), \quad (3.82)$$

où les différents tenseurs de Green $\overline{\overline{\mathbf{G}}}$ ont été définis dans l'Annexe D. Dans un système de dipôles électriques et magnétiques, les champs locaux en un point \mathbf{r} s'écrivent alors comme la somme des champs incidents et des champs générés par tous les dipôles [Langlais *et al.*, 2014a]

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{loc}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_{inc}(\mathbf{r}) &+ \omega^2 \mu_0 \mu_m \sum_{i=1}^N \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{EE}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i) \cdot \mathbf{p}_i(\mathbf{r}_i) \\ &+ i\omega \sum_{i=1}^N \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{HE}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i) \cdot \mathbf{m}_i(\mathbf{r}_i), \end{aligned} \quad (3.83)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{loc}(\mathbf{r}) = \mathbf{H}_{inc}(\mathbf{r}) &+ \omega^2 \varepsilon_0 \varepsilon_m \sum_{i=1}^N \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{HH}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i) \cdot \mathbf{m}_i(\mathbf{r}_i) \\ &- i\omega \sum_{i=1}^N \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{EH}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i) \cdot \mathbf{p}_i(\mathbf{r}_i), \end{aligned} \quad (3.84)$$

Comme dans la section 3.3.1, nous pouvons définir pour chaque particule une polarisabilité habillée qui permet de prendre en compte l'ensemble des mécanismes d'interaction avec son environnement. Pour cela, écrivons la relation entre les moments dipolaires et les champs

locaux des N particules du système

$$\begin{bmatrix} \mathbf{p}_1 \\ \vdots \\ \mathbf{p}_N \\ \mathbf{m}_1 \\ \vdots \\ \mathbf{m}_N \end{bmatrix} = \varepsilon_0 \text{diag} \left[\overset{\bar{1}}{\bar{\alpha}}_E, \dots, \overset{\bar{N}}{\bar{\alpha}}_E, \overset{\bar{1}}{\bar{\alpha}}_H, \dots, \overset{\bar{N}}{\bar{\alpha}}_H \right] \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{loc}^1 \\ \vdots \\ \mathbf{E}_{loc}^N \\ \mathbf{H}_{loc}^1 \\ \vdots \\ \mathbf{H}_{loc}^N \end{bmatrix}, \quad (3.85)$$

où $\overset{\bar{i}}{\bar{\alpha}}_E$ et $\overset{\bar{i}}{\bar{\alpha}}_H$ désignent les tenseurs de polarisabilité des dipôles électriques et magnétiques isolés. D'après les expressions (3.83) et (3.84) qui relient les champs locaux aux champs incidents, l'expression (3.85) s'écrit de façon équivalente

$$\begin{bmatrix} \mathbf{p}_1 \\ \vdots \\ \mathbf{p}_N \\ \mathbf{m}_1 \\ \vdots \\ \mathbf{m}_N \end{bmatrix} = \overset{\bar{\alpha}}{\bar{\alpha}}_h \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{inc}^1 \\ \vdots \\ \mathbf{E}_{inc}^N \\ \mathbf{H}_{inc}^1 \\ \vdots \\ \mathbf{H}_{inc}^N \end{bmatrix}, \quad (3.86)$$

où

$$\overset{\bar{\alpha}}{\bar{\alpha}}_h = \text{diag} \left[\dots, \varepsilon_0 \overset{\bar{i}}{\bar{\alpha}}_E, \dots, \dots, \mu_0 \overset{\bar{i}}{\bar{\alpha}}_H, \dots \right] \overset{\bar{\nu}}{\bar{\nu}}^{-1}, \quad (3.87)$$

désigne le tenseur de polarisabilité habillée du système avec

$$\overset{\bar{\nu}}{\bar{\nu}} = \begin{bmatrix} \overset{\bar{\nu}}{\bar{\nu}}^{EE} & \overset{\bar{\nu}}{\bar{\nu}}^{EH} \\ \overset{\bar{\nu}}{\bar{\nu}}^{HE} & \overset{\bar{\nu}}{\bar{\nu}}^{HH} \end{bmatrix}. \quad (3.88)$$

Chaque bloc de la matrice $\overset{\bar{\nu}}{\bar{\nu}}$ est défini à partir des expressions

$$\overset{\bar{\nu}}{\bar{\nu}}_{ij}^{EE} = \begin{cases} -k_0^2 \mu_m \overset{\bar{j}}{\bar{\alpha}}_E \overset{\bar{\nu}}{\bar{\nu}}_{ij}^{EE}, & \text{pour } j \neq i \\ 1, & \text{pour } j = i \end{cases} \quad (3.89)$$

$$\overset{\bar{\nu}}{\bar{\nu}}_{ij}^{EH} = \begin{cases} i\omega \mu_0 \overset{\bar{j}}{\bar{\alpha}}_H \overset{\bar{\nu}}{\bar{\nu}}_{ij}^{EH}, & \text{pour } j \neq i \\ 0, & \text{pour } j = i \end{cases} \quad (3.90)$$

$$\overset{\bar{\nu}}{\bar{\nu}}_{ij}^{HE} = \begin{cases} -i\omega \varepsilon_0 \overset{\bar{j}}{\bar{\alpha}}_E \overset{\bar{\nu}}{\bar{\nu}}_{ij}^{HE}, & \text{pour } j \neq i \\ 0, & \text{pour } j = i \end{cases} \quad (3.91)$$

$$\overset{\bar{\nu}}{\bar{\nu}}_{ij}^{HH} = \begin{cases} -k_0^2 \varepsilon_m \overset{\bar{j}}{\bar{\alpha}}_H \overset{\bar{\nu}}{\bar{\nu}}_{ij}^{HH}, & \text{pour } j \neq i \\ 1, & \text{pour } j = i \end{cases} \quad (3.92)$$

Nous voyons que contrairement à la matrice $\overset{\bar{\nu}}{\bar{\nu}}$ définie dans le cas d'un système de N dipôles

électriques couplés, cette matrice possède des composantes non-diagonales (blocs $\overline{\overline{\mathbf{V}}}^{EH}$ et $\overline{\overline{\mathbf{V}}}^{HE}$), représentant les effets des dipôles électriques (resp. magnétiques) sur le champ magnétique (resp. électrique). Ces composantes non diagonales sont directement responsables du couplage électrique-magnétique dans le système et des pertes magnétiques (resp. électriques) d'origine électrique (resp. magnétique). Pour calculer la puissance dissipée dans les différentes particules, il est nécessaire d'exprimer les moments dipolaires électriques et magnétiques ainsi que les champs locaux en fonction des champs incidents et de la polarisabilité habillée. Le champ électromagnétique incident à l'emplacement des dipôles s'écrit en fonction des champs incidents \mathbf{E}_0 et \mathbf{H}_0 à l'origine

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_{inc}^i &= \mathbf{E}_0 e^{i\mathbf{k}_{inc} \cdot \mathbf{r}_i}, \\ \mathbf{H}_{inc}^i &= \mathbf{H}_0 e^{i\mathbf{k}_{inc} \cdot \mathbf{r}_i}.\end{aligned}$$

Notons que \mathbf{E}_0 et \mathbf{H}_0 sont reliés par la relation de Faraday $\mathbf{H}_0 = \frac{\mathbf{k}_{inc} \times \mathbf{E}_0}{\omega \mu_0 \mu_m}$. Les moments dipolaires électriques et magnétiques peuvent alors être reliés à ce champ par les relations

$$\mathbf{p}_i = \left[\sum_{j=1}^N \overline{\overline{\boldsymbol{\alpha}}}_h^{EE,ij} e^{i\mathbf{k}_{inc} \cdot \mathbf{r}_i} \right] \mathbf{E}_0 + \left[\sum_{j=1}^N \overline{\overline{\boldsymbol{\alpha}}}_h^{EH,ij} e^{i\mathbf{k}_{inc} \cdot \mathbf{r}_i} \right] \mathbf{H}_0, \quad (3.93)$$

$$\mathbf{m}_i = \left[\sum_{j=1}^N \overline{\overline{\boldsymbol{\alpha}}}_h^{HE,ij} e^{i\mathbf{k}_{inc} \cdot \mathbf{r}_i} \right] \mathbf{E}_0 + \left[\sum_{j=1}^N \overline{\overline{\boldsymbol{\alpha}}}_h^{HH,ij} e^{i\mathbf{k}_{inc} \cdot \mathbf{r}_i} \right] \mathbf{H}_0. \quad (3.94)$$

$$(3.95)$$

Comme dans le cas d'un système de dipôles électriques couplés, nous pouvons définir la polarisabilité habillée généralisée $\overline{\overline{\boldsymbol{\alpha}}}_g^{EE,i}$ qui relie le dipôle électrique associé à la particule i au champ \mathbf{E}_0 par l'expression

$$\overline{\overline{\boldsymbol{\alpha}}}_g^{EE,i} = \sum_{j=1}^N \overline{\overline{\boldsymbol{\alpha}}}_h^{EE,ij} e^{i\mathbf{k}_{inc} \cdot \mathbf{r}_i}. \quad (3.96)$$

De la même façon, nous avons

$$\overline{\overline{\boldsymbol{\alpha}}}_g^{EH,i} = \sum_{j=1}^N \overline{\overline{\boldsymbol{\alpha}}}_h^{EH,ij} e^{i\mathbf{k}_{inc} \cdot \mathbf{r}_i}, \quad (3.97)$$

$$\overline{\overline{\boldsymbol{\alpha}}}_g^{HE,i} = \sum_{j=1}^N \overline{\overline{\boldsymbol{\alpha}}}_h^{HE,ij} e^{i\mathbf{k}_{inc} \cdot \mathbf{r}_i}, \quad (3.98)$$

et

$$\overline{\overline{\boldsymbol{\alpha}}}_g^{HH,i} = \sum_{j=1}^N \overline{\overline{\boldsymbol{\alpha}}}_h^{HH,ij} e^{i\mathbf{k}_{inc} \cdot \mathbf{r}_i}, \quad (3.99)$$

Ces polarisabilités généralisées permettent alors d'écrire les moments dipolaires électriques et

magnétiques de chaque particule sous la forme

$$\mathbf{p}_i = \overline{\overline{\alpha}}_g^{EE,i} \mathbf{E}_0 + \overline{\overline{\alpha}}_g^{EH,i} \mathbf{H}_0, \quad (3.100)$$

$$\mathbf{m}_i = \overline{\overline{\alpha}}_g^{HE,i} \mathbf{E}_0 + \overline{\overline{\alpha}}_g^{HH,i} \mathbf{H}_0. \quad (3.101)$$

3.4.1.1 Dissipation d'énergie par particule

La puissance dissipée par particule est égale à la somme des puissances dissipées par le dipôle électrique et par le dipôle magnétique

$$\mathcal{P}_i = \mathcal{P}_i^E + \mathcal{P}_i^M, \quad (3.102)$$

où

$$\mathcal{P}_i^E = -\frac{\omega}{2} \text{Im} \left[\mathbf{p}_i^* \cdot \mathbf{E}_{loc}^i \right], \quad (3.103)$$

$$\mathcal{P}_i^M = -\frac{\omega}{2} \text{Im} \left[\mathbf{m}_i^* \cdot \mathbf{H}_{loc}^i \right], \quad (3.104)$$

avec \mathbf{E}_{loc}^i et \mathbf{H}_{loc}^i les champs électrique et magnétique locaux en \mathbf{r}_i . Pour commencer, examinons la puissance \mathcal{P}_i^E dissipée par le dipôle électrique. En explicitant à partir de 3.83 le champ électrique local en fonction du champ incident et du champ diffusé par l'ensemble des dipôles, cette puissance s'écrit

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_i^E = & \underbrace{-\frac{\omega^2}{2} \text{Im} \left[\mathbf{p}_i^* \cdot \mathbf{E}_{inc}^i \right]}_{\text{Action du champ électrique incident}} - \underbrace{\frac{\omega^3 \mu_0 \mu_m}{2} \sum_{j \neq i}^N \text{Im} \left[\mathbf{p}_i^* \cdot \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{ij}^{EE} \cdot \mathbf{p}_j \right]}_{\text{Action du champ électrique généré par les autres dipôles électriques}} \\ & - \underbrace{\frac{\omega^2}{2} \sum_{j \neq i}^N \text{Re} \left[\mathbf{p}_i^* \cdot \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{ij}^{EH} \cdot \mathbf{m}_j \right]}_{\text{Action du champ électrique généré par les autres dipôles magnétiques}} - \underbrace{\frac{\omega^4 \mu_0 \mu_m \sqrt{\epsilon_m}}{12\pi c} |\mathbf{p}_i|^2}_{\text{Action du champ électrique généré par le dipôle } i}. \end{aligned} \quad (3.105)$$

Dans cette expression, on note la présence de termes croisés liés au couplage électrique-magnétique. C'est le cas ici du troisième terme du membre de droite de cette expression. Cependant, il est important de garder à l'esprit que ce couplage est implicitement présent dans tout les autres termes par l'intermédiaire du moment dipolaire électrique qui dépend du couplage électrique-magnétique à travers la polarisabilité habillée. D'après les expressions des moments dipolaires électrique (3.100) et magnétique (3.101) et de la polarisabilité habillée généralisée (3.96), en utilisant la relation $H_0 = \pm \frac{E_0}{c\mu_0\mu_m}$, la puissance dissipée par le dipôle électrique i

s'écrit

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}_i^E = & -\frac{\omega^2}{2} |\mathbf{E}_0|^2 \text{Im} \left\{ \left[\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{EE,i} \right)_{ll} \pm \frac{\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{EH,i} \right)_{nl}^*}{c\mu_0\mu_m} \right] e^{i\mathbf{k}_{inc} \cdot \mathbf{r}_i} \right\} \\
& - \frac{\omega^3 \mu_0 \mu_m}{2} |\mathbf{E}_0|^2 \sum_{j \neq i}^N \text{Im} \left\{ \left[\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{EE,i} \right)_l \pm \frac{\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{EH,i} \right)_n^*}{c\mu_0\mu_m} \right] \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{ij}^{EE} \left[\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{EE,j} \right)_l \pm \frac{\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{EH,j} \right)_n}{c\mu_0\mu_m} \right] \right\} \\
& - \frac{\omega^2}{2} |\mathbf{E}_0|^2 \sum_{j \neq i}^N \text{Re} \left\{ \left[\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{EE,i} \right)_l \pm \frac{\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{EH,i} \right)_n^*}{c\mu_0\mu_m} \right] \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{ij}^{EH} \left[\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{HE,j} \right)_l \pm \frac{\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{HH,j} \right)_n}{c\mu_0\mu_m} \right] \right\} \\
& - \frac{\omega^4 \mu_0 \mu_m \sqrt{\epsilon_m}}{12\pi c} |\mathbf{E}_0|^2 \left| \left[\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{EE,i} \right)_l \pm \frac{\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{EH,i} \right)_n}{c\mu_0\mu_m} \right] \right|^2,
\end{aligned} \tag{3.106}$$

où les indices l et n dépendent de l'éclairage. On prendra $l = x, l = y$ et $l = z$ lorsque $\mathbf{E}_0 = E_0 \mathbf{x}$, $\mathbf{E}_0 = E_0 \mathbf{y}$ et $\mathbf{E}_0 = E_0 \mathbf{z}$ respectivement. De la même façon, l'indice n prendra les valeurs $n = x$, $n = y$ et $n = z$ lorsque $\mathbf{H}_0 = H_0 \mathbf{x}$, $\mathbf{H}_0 = H_0 \mathbf{y}$ et $\mathbf{H}_0 = H_0 \mathbf{z}$ respectivement.

De façon analogue, la puissance dissipée dans le dipôle magnétique s'écrit

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}_i^H = & \underbrace{-\frac{\omega^2}{2} \text{Im} \left[\mathbf{m}_i^* \cdot \mathbf{H}_{inc}^i \right]}_{\text{Action du champ magnétique incident}} + \underbrace{\frac{\omega^3 \epsilon_0 \epsilon_m}{2} \sum_{j \neq i}^N \text{Im} \left[\mathbf{m}_i^* \cdot \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{ij}^{HH} \cdot \mathbf{m}_j \right]}_{\text{Action du champ magnétique généré par les autres dipôles magnétiques}} \\
& \underbrace{-\frac{\omega^2}{2} \sum_{j \neq i}^N \text{Re} \left[\mathbf{m}_i^* \cdot \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{ij}^{HE} \cdot \mathbf{p}_j \right]}_{\text{Action du champ magnétique généré par les autres dipôles électriques}} + \underbrace{\frac{\omega^4 \epsilon_0 \epsilon_m^{\frac{3}{2}}}{12\pi c} |\mathbf{m}_i|^2}_{\text{Action du champ magnétique généré par le dipôle } i}.
\end{aligned} \tag{3.107}$$

En explicitant cette expression en fonction de la polarisabilité habillée généralisée et des

champs incidents, il vient

$$\begin{aligned}
\mathcal{P}_i^H = & -\frac{\omega^2}{2} |\mathbf{H}_0|^2 \text{Im} \left\{ \left[\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{HH,i} \right)_{nm}^* \pm \frac{\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{HE,i} \right)_{ln}^*}{c\epsilon_0\epsilon_m} \right] e^{i\mathbf{k}_{inc} \cdot \mathbf{r}_i} \right\} \\
& - \frac{\omega^3 \epsilon_0 \epsilon_m}{2} |\mathbf{H}_0|^2 \sum_{j \neq i}^N \text{Im} \left\{ \left[\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{HH,i} \right)_n^* \pm \frac{\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{HE,i} \right)_l^*}{c\epsilon_0\epsilon_m} \right] \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{ij}^{HH} \left[\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{HH,j} \right)_n \pm \frac{\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{HE,j} \right)_l}{c\epsilon_0\epsilon_m} \right] \right\} \\
& - \frac{\omega^2}{2} |\mathbf{H}_0|^2 \sum_{j \neq i}^N \text{Re} \left\{ \left[\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{HH,i} \right)_n^* \pm \frac{\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{HE,i} \right)_l^*}{c\epsilon_0\epsilon_m} \right] \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{ij}^{HE} \left[\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{EH,j} \right)_n \pm \frac{\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{EE,j} \right)_l}{c\epsilon_0\epsilon_m} \right] \right\} \\
& - \frac{\omega^4 \epsilon_0 \epsilon_m^{\frac{3}{2}}}{12\pi c} |\mathbf{H}_0|^2 \left| \left[\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{HH,i} \right)_n \pm \frac{\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{HE,i} \right)_l}{c\epsilon_0\epsilon_m} \right] \right|^2,
\end{aligned} \tag{3.108}$$

les indices l et n jouant le même rôle que dans le cas précédent.

3.4.2 Paire de dipôles électriques et magnétiques couplés

3.4.2.1 Pertes par particule dans le système couplé

Nous avons vu dans la section 3.3 les conséquences sur les pertes de la présence d'un dipôle électrique dans l'environnement immédiat d'un autre dipôle électrique. Ces effets résultent du couplage électrique-électrique. L'équivalent magnétique de ce couplage a été examiné par Mulholland [Mulholland *et al.*, 1994]. Dans la suite de ce chapitre, nous allons nous intéresser aux effets croisés liés au couplage électrique-magnétique entre des dipôles électriques et magnétiques.

Considérons ici le cas de deux particules sphériques de rayon R_1 et R_2 en interaction. A chacune de ces particules, on associe un dipôle électrique \mathbf{p}_i et un dipôle magnétique \mathbf{m}_i . Ces particules sont décrites par leurs tenseurs de polarisabilité électrique $\overline{\overline{\alpha}}_E^i$ et magnétique $\overline{\overline{\alpha}}_H^i$. Les champs électrique et magnétique locaux au point où sont situés les dipôles s'écrivent

$$\mathbf{E}_{loc}^i = \mathbf{E}_{inc}^i + \omega^2 \mu_0 \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{ij}^{EE} \cdot \mathbf{p}_j + i\omega \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{ij}^{EH} \cdot \mathbf{m}_j, \tag{3.109}$$

$$\mathbf{H}_{loc}^i = \mathbf{H}_{inc}^i + \omega^2 \epsilon_0 \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{ij}^{HH} \cdot \mathbf{m}_j - i\omega \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{ij}^{HE} \cdot \mathbf{p}_j. \tag{3.110}$$

A partir de ces équations, nous pouvons déduire l'expression du tenseur de polarisabilité habillée $\overline{\overline{\alpha}}_h$. En introduisant la matrice bloc

$$\overline{\overline{\mathbf{v}}} = \begin{bmatrix} 1 & -k_0^2 \overline{\overline{\alpha}}_E^2 \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{12}^{EE} & 0 & i\omega \mu_0 \overline{\overline{\alpha}}_H^2 \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{12}^{EH} \\ -k_0^2 \overline{\overline{\alpha}}_E^1 \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{21}^{EE} & 1 & i\omega \mu_0 \overline{\overline{\alpha}}_H^1 \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{21}^{EH} & 0 \\ 0 & -i\omega \epsilon_0 \overline{\overline{\alpha}}_E^2 \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{12}^{HE} & 1 & -k_0^2 \overline{\overline{\alpha}}_H^2 \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{12}^{HH} \\ -i\omega \epsilon_0 \overline{\overline{\alpha}}_E^1 \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{21}^{HE} & 0 & -k_0^2 \overline{\overline{\alpha}}_H^1 \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{21}^{HH} & 1 \end{bmatrix}, \tag{3.111}$$

qui relie les moments dipolaires aux champs électriques et magnétiques, il vient

$$\bar{\bar{\alpha}}_h = \text{diag} \left[\varepsilon_0 \bar{\alpha}_E^1, \varepsilon_0 \bar{\alpha}_E^2, \mu_0 \bar{\alpha}_H^1, \mu_0 \bar{\alpha}_H^2 \right] \bar{\mathbf{V}}^{-1}. \quad (3.112)$$

Cette polarisabilité habillée est une matrice bloc qui se présente sous la forme suivante

$$\bar{\bar{\alpha}}_h = \begin{bmatrix} \bar{\alpha}_h^{EE,11} & \bar{\alpha}_h^{EE,12} & \bar{\alpha}_h^{EH,11} & \bar{\alpha}_h^{EH,12} \\ \bar{\alpha}_h^{EE,21} & \bar{\alpha}_h^{EE,22} & \bar{\alpha}_h^{EH,21} & \bar{\alpha}_h^{EH,22} \\ \bar{\alpha}_h^{HE,11} & \bar{\alpha}_h^{HE,12} & \bar{\alpha}_h^{HH,11} & \bar{\alpha}_h^{HH,12} \\ \bar{\alpha}_h^{HE,21} & \bar{\alpha}_h^{HE,22} & \bar{\alpha}_h^{HH,21} & \bar{\alpha}_h^{HH,22} \end{bmatrix}. \quad (3.113)$$

Elle est composée de 16 sous-matrices qui décrivent les relations entre les champs incidents et les moments dipolaires. Les matrices EE représentent les effets des champs électriques sur les moments dipolaires électriques. Celles indexées par EM représentent les effets des champs magnétiques sur les moments dipolaires électriques. De façon analogue, les matrices indexées par ME décrivent les effets des champs électriques sur les moments dipolaires magnétiques, et enfin, les matrices MM décrivent les effets des champs magnétiques sur les moments dipolaires magnétiques. En écrivant les champs incidents au point des dipôles en fonction des champs incidents \mathbf{E}_0 et \mathbf{H}_0 à l'origine (prise au centre de la première particule)

$$\mathbf{E}_{inc}^1 = \mathbf{E}_0, \quad \mathbf{E}_{inc}^2 = \mathbf{E}_0 e^{i\phi}, \quad (3.114)$$

$$\mathbf{H}_{inc}^1 = \mathbf{H}_0, \quad \mathbf{H}_{inc}^2 = \mathbf{H}_0 e^{i\phi}, \quad (3.115)$$

où $\phi = \mathbf{k}_{inc} \cdot \mathbf{r}_2$ est le déphasage entre les deux champs incidents et \mathbf{E}_0 et \mathbf{H}_0 sont liés par la relation $\mathbf{H}_0 = \frac{\mathbf{k}_{inc} \times \mathbf{E}_0}{c\mu_0\mu_m}$, nous pouvons alors écrire les moments dipolaires sous la forme

$$\begin{bmatrix} \mathbf{p}_1 \\ \mathbf{p}_2 \\ \mathbf{m}_1 \\ \mathbf{m}_2 \end{bmatrix} = \bar{\bar{\alpha}}_h \text{diag} \left[\bar{\mathbf{1}}, e^{i\phi} \bar{\mathbf{1}}, \bar{\mathbf{1}}, e^{i\phi} \bar{\mathbf{1}} \right] \begin{bmatrix} \mathbf{E}_0 \\ \mathbf{E}_0 \\ \mathbf{H}_0 \\ \mathbf{H}_0 \end{bmatrix} \quad (3.116)$$

Les moments dipolaires électrique et magnétique de la particule 1 peuvent alors s'écrire

$$\mathbf{p}_1 = \bar{\alpha}_g^{EE,1} \mathbf{E}_0 + \bar{\alpha}_g^{EH,1} \mathbf{H}_0, \quad (3.117)$$

$$\mathbf{m}_1 = \bar{\alpha}_g^{HE,1} \mathbf{E}_0 + \bar{\alpha}_g^{HH,1} \mathbf{H}_0, \quad (3.118)$$

où les polarisabilités habillées généralisées sont données par les relations

$$\overline{\overline{\alpha}}_g^{EE,1} = \overline{\overline{\alpha}}_h^{EE,11} + \overline{\overline{\alpha}}_h^{EE,12} e^{i\phi}, \quad (3.119)$$

$$\overline{\overline{\alpha}}_g^{EH,1} = \overline{\overline{\alpha}}_h^{EH,11} + \overline{\overline{\alpha}}_h^{EH,12} e^{i\phi}, \quad (3.120)$$

$$\overline{\overline{\alpha}}_g^{HE,1} = \overline{\overline{\alpha}}_h^{HE,11} + \overline{\overline{\alpha}}_h^{HE,12} e^{i\phi}, \quad (3.121)$$

$$\overline{\overline{\alpha}}_g^{HH,1} = \overline{\overline{\alpha}}_h^{HH,11} + \overline{\overline{\alpha}}_h^{HH,12} e^{i\phi}. \quad (3.122)$$

$$(3.123)$$

D'après les expressions générales (3.106) et (3.108) des puissances dissipées dans un système à N particules, la puissance dissipée dans la particule 1 s'écrit en fonction du champ incident et des polarisabilités habillées généralisées. Cette puissance se décompose en deux contributions. L'une, notée \mathcal{P}_1^E correspond aux pertes liées au dipôle électrique. L'autre, notée \mathcal{P}_1^H est due au moment dipolaire magnétique. Ces deux contributions s'écrivent

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_1^E = & -\frac{\omega^2}{2} |\mathbf{E}_0|^2 \text{Im} \left\{ \left[\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{EE,1} \right)_{ll} \pm \frac{\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{EH,1} \right)_{nl}^*}{c\mu_0\mu_m} \right] \right\} \\ & - \frac{\omega^3\mu_0}{2} |\mathbf{E}_0|^2 \text{Im} \left\{ \left[\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{EE,1} \right)_l \pm \frac{\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{EH,1} \right)_n^*}{c\mu_0\mu_m} \right] \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{12}^{EE} \left[\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{EE,2} \right)_l \pm \frac{\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{EH,2} \right)_n}{c\mu_0\mu_m} \right] \right\} \\ & - \frac{\omega^2}{2} |\mathbf{E}_0|^2 \text{Re} \left\{ \left[\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{EE,1} \right)_l \pm \frac{\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{EH,1} \right)_n^*}{c\mu_0\mu_m} \right] \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{12}^{EH} \left[\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{HE,2} \right)_l \pm \frac{\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{HH,2} \right)_n}{c\mu_0\mu_m} \right] \right\} \\ & - \frac{\omega^4\mu_0\sqrt{\varepsilon_m}}{12\pi c} |\mathbf{E}_0|^2 \left| \left[\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{EE,1} \right)_l \pm \frac{\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{EH,1} \right)_n^*}{c\mu_0\mu_m} \right] \right|^2, \end{aligned} \quad (3.124)$$

et

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_1^H = & -\frac{\omega^2}{2} |\mathbf{H}_0|^2 \text{Im} \left\{ \left[\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{HH,1} \right)_{nn} \pm \frac{\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{HE,1} \right)_{ln}^*}{c\varepsilon_0\varepsilon_m} \right] \right\} \\ & - \frac{\omega^3\varepsilon_0}{2} |\mathbf{H}_0|^2 \text{Im} \left\{ \left[\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{HH,1} \right)_n \pm \frac{\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{HE,1} \right)_l^*}{c\varepsilon_0\varepsilon_m} \right] \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{12}^{HH} \left[\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{HH,2} \right)_n \pm \frac{\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{HE,2} \right)_l}{c\varepsilon_0\varepsilon_m} \right] \right\} \\ & - \frac{\omega^2}{2} |\mathbf{H}_0|^2 \text{Re} \left\{ \left[\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{HH,1} \right)_n \pm \frac{\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{HE,1} \right)_l^*}{c\varepsilon_0\varepsilon_m} \right] \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{12}^{HE} \left[\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{EH,2} \right)_n \pm \frac{\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{EE,2} \right)_l}{c\varepsilon_0\varepsilon_m} \right] \right\} \\ & - \frac{\omega^4\varepsilon_0\sqrt{\varepsilon_m}}{12\pi c} |\mathbf{H}_0|^2 \left| \left[\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{HH,1} \right)_n \pm \frac{\left(\overline{\overline{\alpha}}_g^{HE,1} \right)_l^*}{c\varepsilon_0\varepsilon_m} \right] \right|^2, \end{aligned} \quad (3.125)$$

les pertes totales dans la particule 1 étant la somme de ces deux contributions (i.e. $\mathcal{P}_1 = \mathcal{P}_1^E + \mathcal{P}_1^H$). Comme précédemment, les indices l et n sont liés à l'éclairage de la particule.

Ces expressions montrent que le couplage électrique-magnétique s'exprime de deux façons différentes. La première correspond à un effet direct d'un dipôle magnétique (resp. électrique) sur le champ électrique (resp. magnétique). La seconde est beaucoup moins apparente sur les expressions (3.124) et (3.125). Cependant, elle est due à la polarisabilité habillée qui établit un lien direct entre les champs électriques (resp. magnétiques) incidents et les moments dipolaires magnétiques (resp. électriques).

3.4.2.2 Fréquences propres dans un système à deux dipôles électriques et magnétiques couplés

Nous avons vu à travers les relations (3.106) et (3.108) que les effets croisés liés au couplage électrique-magnétique entre un dipôle électrique et un dipôle magnétique modifient notablement l'expression des pertes dans les nanoparticules. Pour analyser plus en détail cet effet, nous étudions ici les fréquences propres d'un système de deux dipôles électriques et magnétiques couplés. Nous avons vu dans le cas d'une paire de dipôles électriques (section 3.3) que la présence d'un second dipôle électrique dans le voisinage d'un dipôle électrique entraînait un décalage en fréquences des modes orthogonaux et longitudinaux autour de la fréquence de résonance des particules isolées. Examinons maintenant quelle est la conséquence du couplage entre des dipôles électriques et magnétiques.

Par définition, les moments dipolaires électriques et magnétiques associés aux particules s'écrivent en fonction des champs locaux donnés par les relations (3.109) et (3.110)

$$\mathbf{p}_i = \varepsilon_0 \bar{\bar{\alpha}}_E \left(\mathbf{E}_{inc}^i + \omega^2 \mu_0 \bar{\bar{\mathbf{G}}}_{ij}^{EE} \mathbf{p}_j + i\omega \bar{\bar{\mathbf{G}}}_{ij}^{EH} \mathbf{m}_j \right), \quad (3.126)$$

$$\mathbf{m}_i = \mu_0 \bar{\bar{\alpha}}_H \left(\mathbf{H}_{inc}^i + \omega^2 \varepsilon_0 \bar{\bar{\mathbf{G}}}_{ij}^{HH} \mathbf{m}_j - i\omega \bar{\bar{\mathbf{G}}}_{ij}^{HE} \mathbf{p}_j \right). \quad (3.127)$$

Écrit sous forme matricielle, ce système devient

$$\underbrace{\begin{bmatrix} \mathbb{1} & \bar{\mathbf{0}} & -k_0^2 \bar{\bar{\alpha}}_E \bar{\bar{\mathbf{G}}}_{12}^{EE} & -i\omega \varepsilon_0 \bar{\bar{\alpha}}_E \bar{\bar{\mathbf{G}}}_{12}^{EH} \\ \bar{\mathbf{0}} & \mathbb{1} & i\omega \mu_0 \bar{\bar{\alpha}}_H \bar{\bar{\mathbf{G}}}_{12}^{HE} & -k_0^2 \bar{\bar{\alpha}}_H \bar{\bar{\mathbf{G}}}_{12}^{HH} \\ -k_0^2 \bar{\bar{\alpha}}_E \bar{\bar{\mathbf{G}}}_{21}^{EE} & -i\omega \varepsilon_0 \bar{\bar{\alpha}}_E \bar{\bar{\mathbf{G}}}_{21}^{EH} & \mathbb{1} & \bar{\mathbf{0}} \\ i\omega \mu_0 \bar{\bar{\alpha}}_H \bar{\bar{\mathbf{G}}}_{21}^{HE} & -k_0^2 \bar{\bar{\alpha}}_H \bar{\bar{\mathbf{G}}}_{21}^{HH} & \bar{\mathbf{0}} & \mathbb{1} \end{bmatrix}}_{\bar{\bar{\mathbf{A}}}} \begin{bmatrix} \mathbf{p}_1 \\ \mathbf{m}_1 \\ \mathbf{p}_2 \\ \mathbf{m}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon_0 \bar{\bar{\alpha}}_E \mathbf{E}_{inc}^1 \\ \mu_0 \bar{\bar{\alpha}}_H \mathbf{H}_{inc}^1 \\ \varepsilon_0 \bar{\bar{\alpha}}_E \mathbf{E}_{inc}^2 \\ \mu_0 \bar{\bar{\alpha}}_H \mathbf{H}_{inc}^2 \end{bmatrix}. \quad (3.128)$$

Les fréquences propres du système sont des modes résonants. Ils annulent donc le déterminant

de la matrice $\overline{\overline{\mathbf{A}}}$. En développant ce déterminant, on obtient

$$\det \overline{\overline{\mathbf{A}}} = \underbrace{\left[1 - k_0^4 \alpha_E^1 \alpha_E^2 a^2 \left(\frac{e^{ikd}}{4\pi d}\right)^2 + \mathcal{X}_1\right]^2}_{\substack{\text{couplage E-E} \\ \text{(modes orthogonaux)}}} \underbrace{\left[1 - k_0^4 \alpha_E^1 \alpha_E^2 (a+b)^2 \left(\frac{e^{ikd}}{4\pi d}\right)^2\right]}_{\substack{\text{couplage E-E} \\ \text{(modes longitudinaux)}}} \\ \times \underbrace{\left[1 - k_0^4 \alpha_H^1 \alpha_H^2 a^2 \left(\frac{e^{ikd}}{4\pi d}\right)^2 + \mathcal{X}_2\right]^2}_{\substack{\text{couplage H-H} \\ \text{(modes orthogonaux)}}} \underbrace{\left[1 - k_0^4 \alpha_H^1 \alpha_H^2 (a+b)^2 \left(\frac{e^{ikd}}{4\pi d}\right)^2\right]}_{\substack{\text{couplage H-H} \\ \text{(modes longitudinaux)}}}, \quad (3.129)$$

où les coefficients a et b sont définis dans les équations (3.54) et (3.55). Les coefficients \mathcal{X}_1 et \mathcal{X}_2 sont les coefficients qui proviennent du couplage électrique-magnétique à proprement parlé. Ils sont donnés par les expressions

$$\mathcal{X}_1 = k_0^2 \alpha_E^2 \alpha_H^1 f^2 \left(\frac{e^{ikd}}{4\pi d}\right)^2, \quad (3.130)$$

$$\mathcal{X}_2 = k_0^2 \alpha_E^1 \alpha_H^2 f^2 \left(\frac{e^{ikd}}{4\pi d}\right)^2, \quad (3.131)$$

où $f = (i - \frac{1}{kR})$. Les deux premiers termes de (3.129) sont associés aux modes orthogonaux et longitudinaux du couplage électrique-électrique tandis que le troisième et le quatrième termes sont liés au couplage magnétique. Nous voyons que les effets croisés liés au couplage électrique-magnétique n'affectent que les fréquences propres des modes orthogonaux, les fréquences de résonance des modes longitudinaux demeurant indépendantes de ce couplage. De plus, il est facile de voir à partir des expressions (3.130) et (3.131) que les modifications induites par le couplage électrique-magnétique sur les fréquences propres des modes orthogonaux sont néanmoins négligeables, les coefficients \mathcal{X}_i étant très petits devant les autres termes dans l'expression (3.129). Ceci est dû principalement au fait que la polarisabilité magnétique α_H est généralement beaucoup plus petite (comme on l'a vu au paragraphe 3.1.2.3) que la polarisabilité électrique α_E . De plus, les coefficients \mathcal{X}_i dépendent seulement quadratiquement de k_0 tandis que les autres termes sont proportionnels à k_0^4 . Les résultats présentés sur le Fig. 3.12 dans le cas particulier de deux particules d'argent corroborent ce constat. On note cependant un comportement différent des modes résonants parallèles quand le rayon de la particule augmente, les fréquences propres de celui-ci étant alors situées au delà de la fréquence de résonance. Si les fréquences de résonances des modes longitudinaux ne sont pas affectées par les effets croisés, ces derniers n'existent que lorsque l'une des particules est suffisamment grosse (condition nécessaire d'existence d'un moment magnétique), elles sont notablement éloignées des résonances des particules isolées à cause de la contribution des résonances multipolaires.

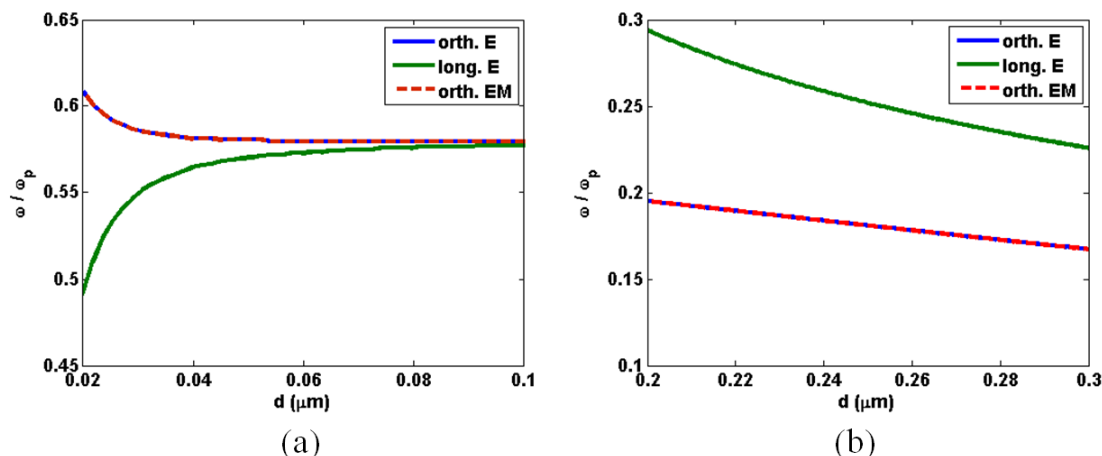


FIGURE 3.12 – Fréquences propres d'un dimère de particules métalliques (argent) de rayon (a) $R = 10$ nm et (b) $R = 100$ nm couplées en fonction de la distance de séparation entre particules. Les modes résonants orthogonaux de particules associées au couplage des dipôles électriques en présence de couplage électrique-magnétique (en rouge pointillée) sont comparables aux modes résonants orthogonaux en l'absence de couplage (en bleu).

3.4.3 Section efficace d'absorption et effet du couplage

Bien que le couplage électrique-magnétique n'affecte pas les fréquences propres du système, on vérifie qu'au contraire, les pertes par particules (Fig. 3.13) sont fortement exaltées par ce couplage. Ce résultat peut sembler contradictoire avec le constat que nous venons de faire sur l'absence de modification des fréquences propres du système. Néanmoins, comme nous l'avons indiqué dans la section 3.4.2.1, les expressions des pertes électriques et magnétiques dépendent intimement de ce couplage par le truchement de la polarisabilité habillée. Nous allons maintenant illustrer, à travers quelques exemples, comment le couplage électrique-magnétique peut impacter le processus d'absorption par des particules dans un système de particules couplées.

Nous nous intéressons aux cas suivants

- 1. Dimère de particules sphériques d'argent ($R = 100$ nm).
- 2. Paire de particules d'argent de rayon $R_1 = 10$ nm et $R_2 = 100$ nm.
- 3. Paire de particules d'argent et d'or de rayon $R_1 = 10$ nm et $R_2 = 100$ nm.

Pour évaluer l'importance des effets liés au couplage électrique-magnétique, nous calculons la section efficace d'absorption des particules normalisée par la somme des sections efficaces électrique σ_{abs}^E et magnétique σ_{abs}^M des particules lorsque les dipôles électriques et magnétiques sont découplés, comme illustré sur la Fig. 3.14. Chacun de ces trois cas sera étudié selon les trois éclairages possibles du champ incident (Fig. 3.7, page 71).

a. Cas 1 : Dimère de particules sphériques d'argent ($R = 100$ nm)

Dans le domaine visible, le rayon de ces sphères est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde. Il s'en suit que les polarisabilités électriques et magnétiques des particules (isolées) sont comparables (cf. relations (3.35) et (3.36)). Le calcul de la section efficace norma-

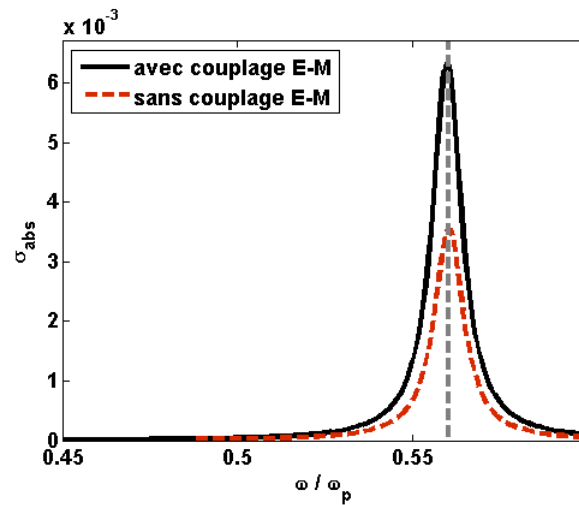


FIGURE 3.13 – Section efficace d’absorption d’une particule d’argent de 10 nm de rayon en présence d’une particule d’argent de 100 nm située à 130 nm de distance (centre à centre) en l’absence de couplage électrique-magnétique (pointillée rouge) et dans le cas où ce couplage intervient (en noir). La ligne verticale en pointillés gris note l’emplacement de la fréquence de résonance de la particule isolée.

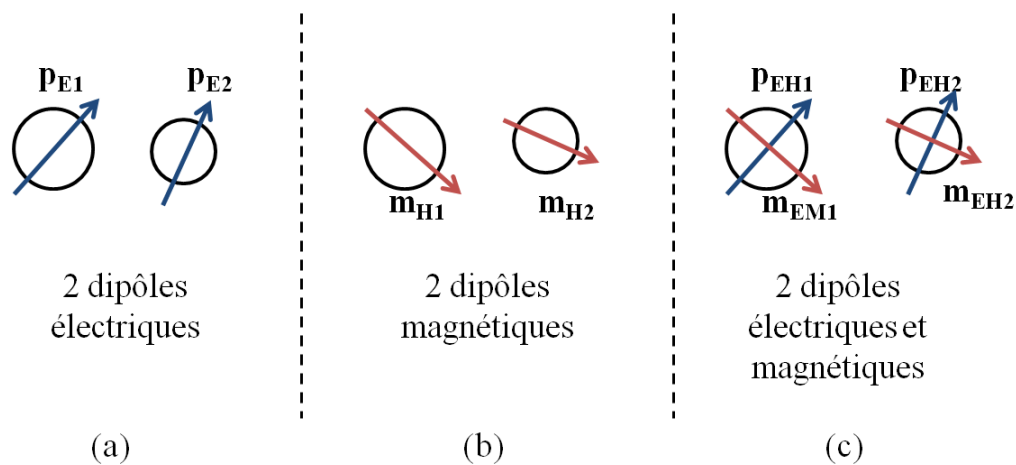


FIGURE 3.14 – Systèmes de dipôles couplés utilisés pour la normalisation de la section efficace d’absorption d’une paire de dipôles électriques et magnétiques couplés. (a) Deux dipôles électriques. (b) Deux dipôles magnétiques. (c) Deux dipôles électriques et magnétiques.

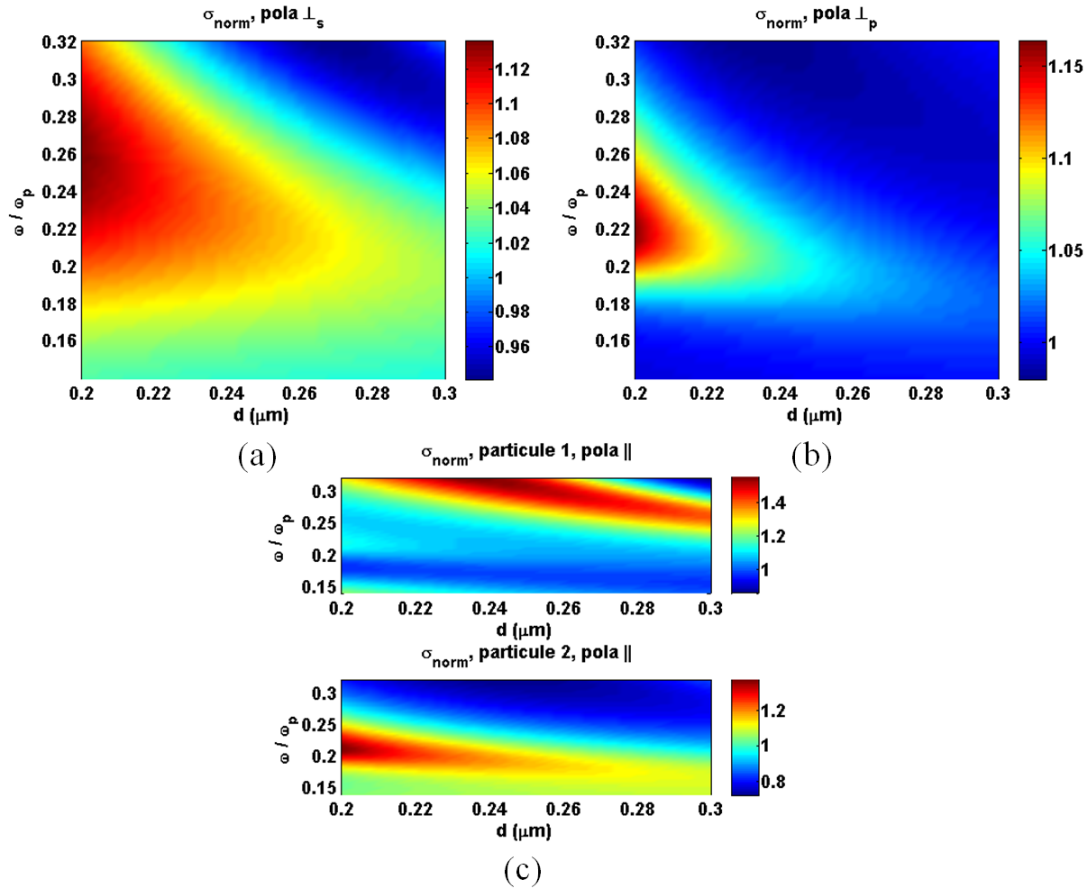


FIGURE 3.15 – Sections efficaces d’absorption normalisées des particules dans un dimère de particules d’argent ($R = 100$ nm) en fonction de la distance de séparation entre particules et de la fréquence du champ incident, pour un éclairage en polarisation (a) \perp_s , (b) \perp_p et (c) \parallel (dans ce cas, les deux particules ont un comportement différents).

lisée de ces particules montre (Fig. 3.15) un faible impact du couplage électrique-magnétique dans les polarisations \perp_s et \perp_p . En revanche, lorsque le dimère est éclairé dans la direction de son axe (Fig. 3.15c), on observe que les pertes sont fortement exaltées. La comparaison de cette courbe avec les fréquences propres du système représentées sur la Fig. 3.12b montre clairement que ce gain est lié aux modes orthogonaux et longitudinaux qui sont excités par le champ incident en présence de couplage électrique-magnétique. Notons cependant que dans la particule qui reçoit directement le champ incident (particule 1) ce sont les modes longitudinaux qui participent à l'augmentation de la section efficace d'absorption, alors que dans la seconde particule, placée dans l'ombre de la première, ce sont les modes orthogonaux à plus basse énergie qui sont responsables de l'augmentation des pertes. Ces résultats propres à l'existence de ce couplage électrique-magnétique sont qualitativement très différents de ceux présentés dans la section 3.3 où aucun couplage croisés n'existait. Quant à la contribution relative des pertes électriques et magnétiques, sur la section efficace d'absorption totale, elle montre (Fig. 3.16) que, comme nous l'avions indiqué au début de ce paragraphe, elles sont comparables dans la structure. Les pertes électriques dominent cependant devant les pertes magnétiques. On note toutefois que l'exaltation de l'absorption a lieu majoritairement dans des régions où les pertes globales sont faibles, excepté dans le cas d'un éclairage dans la direction de l'axe où les pertes induites par les modes longitudinaux grâce au couplage électrique-magnétique demeurent importantes.

b. Cas 2 : Paire de particules d'argent différentes

Considérons maintenant deux particules d'argent de rayon $R_1 = 10$ nm et $R_2 = 100$ nm. Dans le domaine visible, le rayon de la petite particule est très inférieur à la longueur d'onde. Il s'en suit que sa polarisabilité magnétique est faible devant sa polarisabilité électrique (cf. relations (3.35) et (3.36)). Ceci induit un effet de couplage électrique-magnétique très faible dans la grosse particule, l'effet magnétique dans la petite particule n'étant pas assez important pour jouer un rôle sur les pertes de la grosse particule. Dans la suite, on ne s'intéressera donc qu'à la plus petite des deux particules. Le calcul des sections efficaces d'absorption normalisées présenté Fig. 3.17 montre une exaltation importante des pertes au voisinage du contact sous un éclairage \perp_s . Néanmoins, en comparant la localisation en fréquence de cette exaltation avec la section efficace d'absorption totale de cette particule (Fig. 3.18a), nous voyons qu'elle se situe aux fréquences où les pertes sont faibles. L'impact du couplage électrique-magnétique est donc quantitativement faible. En revanche, en polarisation \perp_p et \parallel , l'exaltation de la section efficace d'absorption provenant du couplage électrique-magnétique est plus faible mais elle est présente dans la gamme de fréquence correspondant à la fréquence de résonance de la particule isolée (Fig. 3.18a). Cette exaltation est particulièrement visible sous un éclairage dans la direction de l'axe reliant les particules (Fig 3.17c). La comparaison de ces courbes avec les fréquences propres du système (Fig 3.18b) montre la contribution des modes orthogonaux et longitudinaux à l'exaltation. Pour les fréquences supérieures à la fréquence de résonance de la particule, les modes orthogonaux sont responsables de l'augmentation de la section efficace d'absorption, tandis que pour les fréquences inférieures, ce sont les modes longitudinaux qui

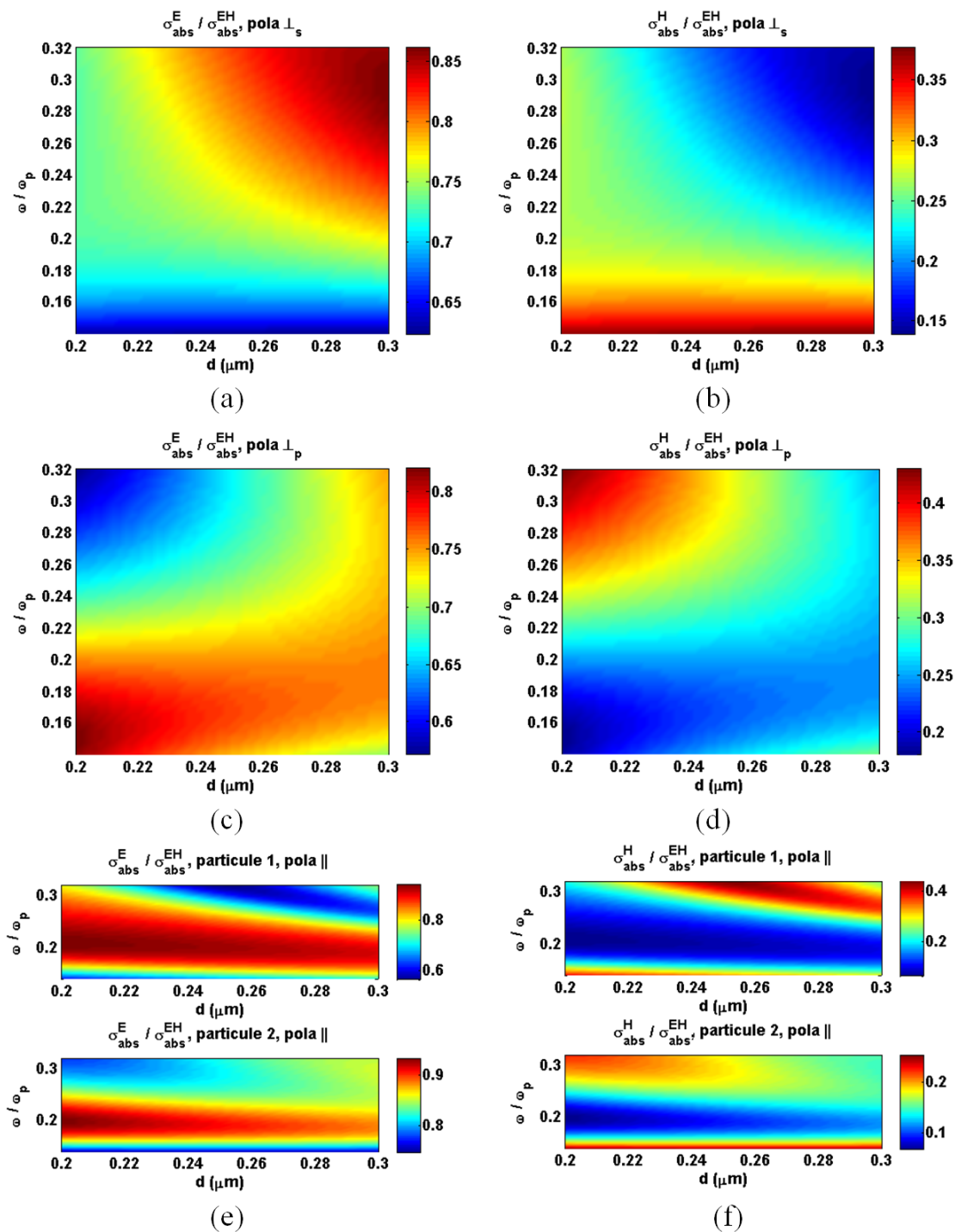


FIGURE 3.16 – Contributions électrique et magnétique aux pertes dans une paire de particules d'argent ($R = 100$ nm). Sections efficaces d'absorption électrique (a) et magnétique (b) normalisées par la section efficace totale pour un éclairage orthogonal à l'axe en polarisation s . Mêmes courbes en (c) et (d) pour un éclairage orthogonal à l'axe de la paire en polarisation p et en (e) et (f) pour un éclairage dans la direction de cet axe.

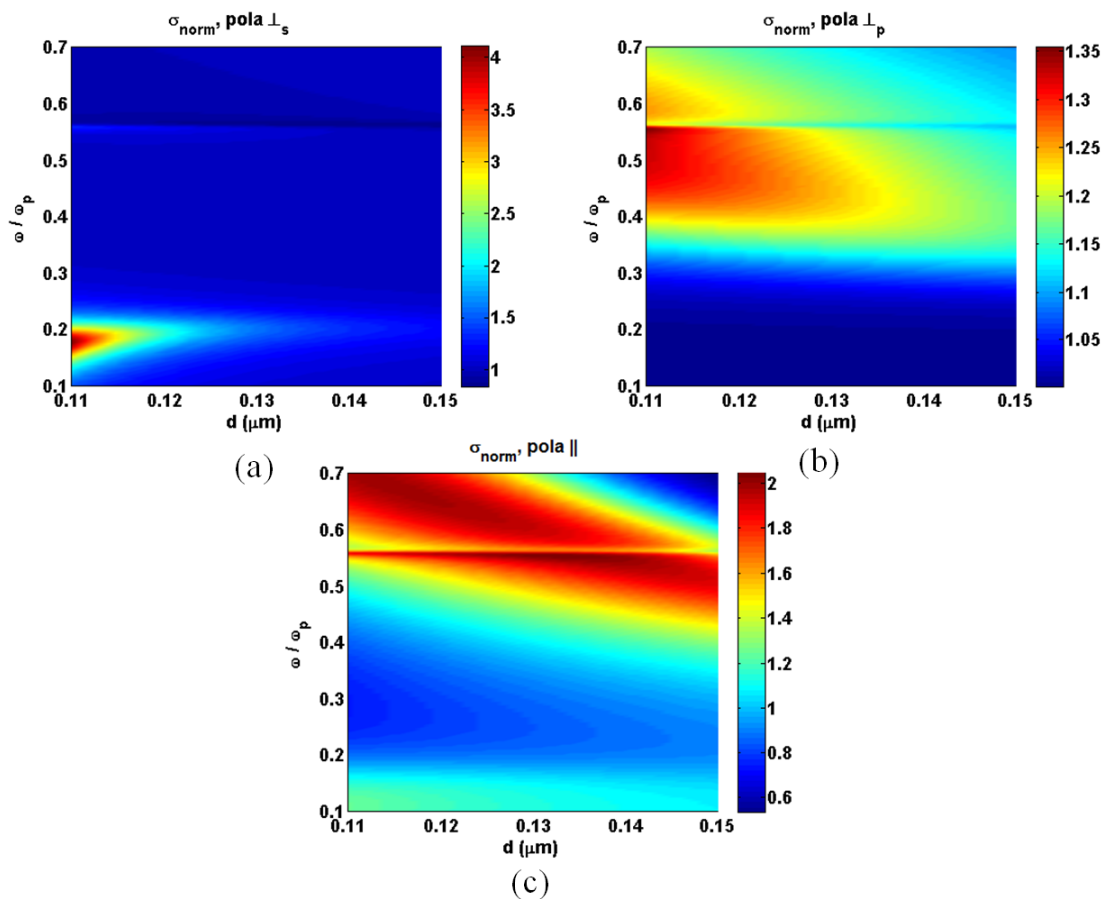


FIGURE 3.17 – Sections efficaces d’absorption normalisées de la petite particule dans une paire de particules d’argent de rayon $R_1 = 10$ nm et $R_2 = 100$ nm en fonction de leur distance de séparations et de la fréquence du champ incident, pour un éclairage en polarisation (a) \perp_s , (b) \perp_p et (c) \parallel .

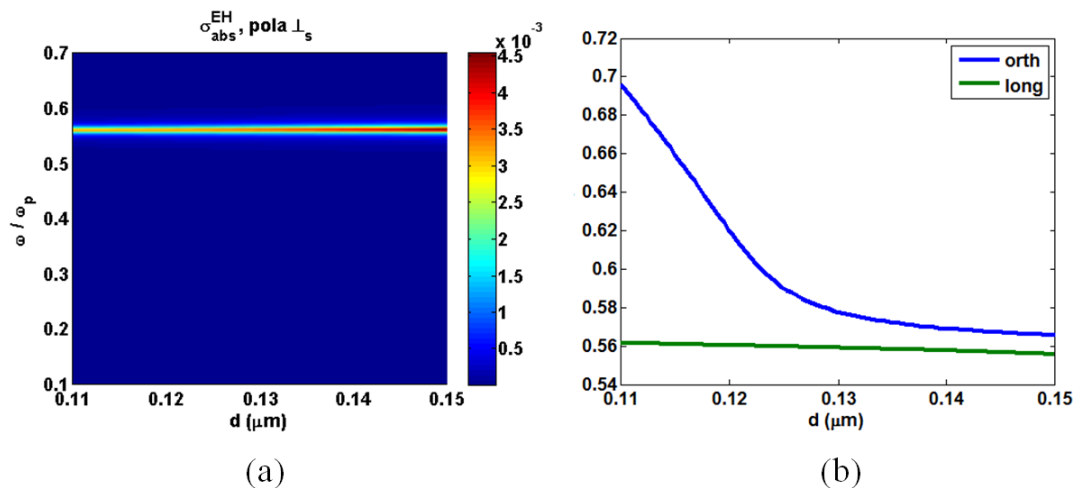


FIGURE 3.18 – (a) Section efficace d’absorption d’une particule ($R_1 = 10$ nm) au sein d’une paire de particules d’argent de rayon $R_1 = 10$ nm et $R_2 = 100$ nm en fonction de la distance de séparation, sous un éclairage orthogonal à l’axe reliant les particules, en polarisation s . Les résultats sont qualitativement similaires pour les autres configurations d’éclairages. (d) Fréquences propres de la paire de particules en fonction de leur distance de séparation. Les modes propres orthogonaux sont tracés en bleu et les modes propres longitudinaux sont tracés en vert.

participent à l’exaltation. Dans ces particules, les pertes électriques ont une contribution largement majoritaire devant les pertes magnétiques (Fig.3.19). De plus, les pertes magnétiques se situent à des fréquences où les pertes totales sont faibles. Elles n’ont donc que peu d’incidence sur la section efficace d’absorption de la particule.

c. Cas 3 : Paire de particules d’argent et d’or

Nous examinons dans cet exemple une particule d’argent ($R_1 = 10$ nm) et une particule d’or ($R_2 = 100$ nm) couplées. A nouveau, le rayon de la particule d’argent est faible devant la longueur d’onde, ce qui lui confère une polarisabilité magnétique faible devant sa polarisabilité électrique. Les pertes dans la particule d’or induites par le couplage électrique-magnétique sont faibles. On ne s’intéressera donc qu’aux pertes dans la particule d’argent. Les sections efficaces d’absorption normalisées représentées Fig 3.20 montrent une augmentation importante de la section efficace d’absorption provenant de l’effet du couplage électrique-magnétique pour un éclairage orthogonal à l’axe du dimère en polarisation s . Cependant, en comparant ce résultat avec la section efficace d’absorption totale (Fig 3.21a), on voit que cette augmentation des pertes à lieu pour à des fréquences où les pertes totales sont faibles. Cette exaltation n’a donc qu’un effet réduit sur la section efficace d’absorption de la particule. Dans les autres configurations d’éclairages, l’exaltation des pertes est plus faible mais correspond à des fréquences proches de la fréquence de résonance de la particule isolée. A nouveau, l’augmentation des pertes due à l’effet du couplage électrique-magnétique est particulièrement visible pour un éclairage dans la direction de l’axe reliant les particules (Fig. 3.20c). En comparant ces pertes avec les fréquences propres du système (Fig. 3.21b), on note que les modes orthogonaux et longitudinaux sont responsables de l’exaltation de l’absorption. Le calcul de la contribution relative des pertes

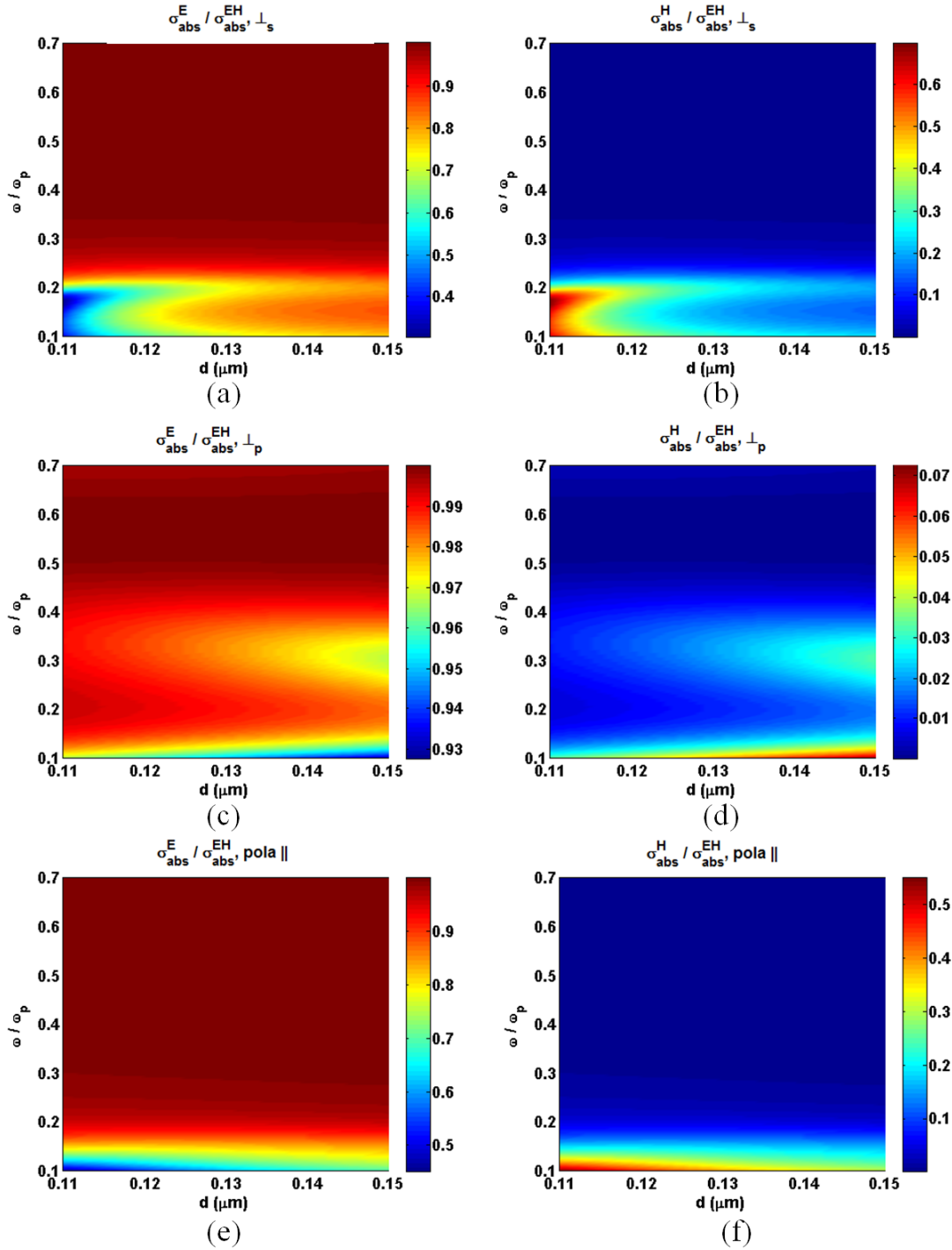


FIGURE 3.19 – Contributions électrique et magnétique aux pertes dans une paire de particules d'argent de rayon $R_1 = 10$ nm et $R_2 = 100$ nm. Sections efficaces d'absorption électrique (a) et magnétique (b) normalisées par la section efficace totale pour un éclairage orthogonal à l'axe en polarisation s . Mêmes courbes en (c) et (d) pour un éclairage orthogonal à l'axe reliant les particules en polarisation p et en (e) et (f) pour un éclairage dans la direction de cet axe.

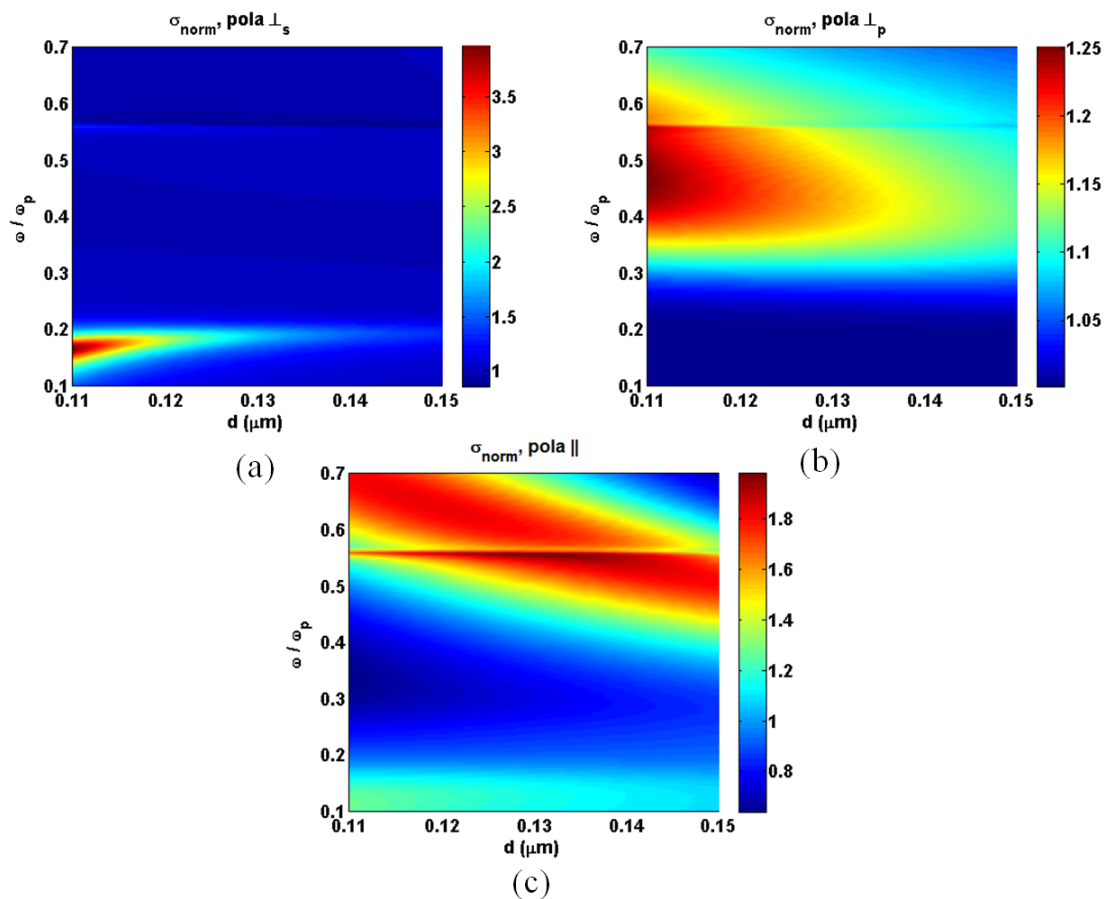


FIGURE 3.20 – Sections efficaces d’absorption normalisées de la particule d’argent dans une paire de particules d’argent ($R_1 = 10$ nm) et d’or ($R_2 = 100$ nm) en fonction de la distance de séparation entre particules et de la fréquence du champ incident, pour un éclairage en polarisation (a) \perp_s , (b) \perp_p et (c) \parallel .

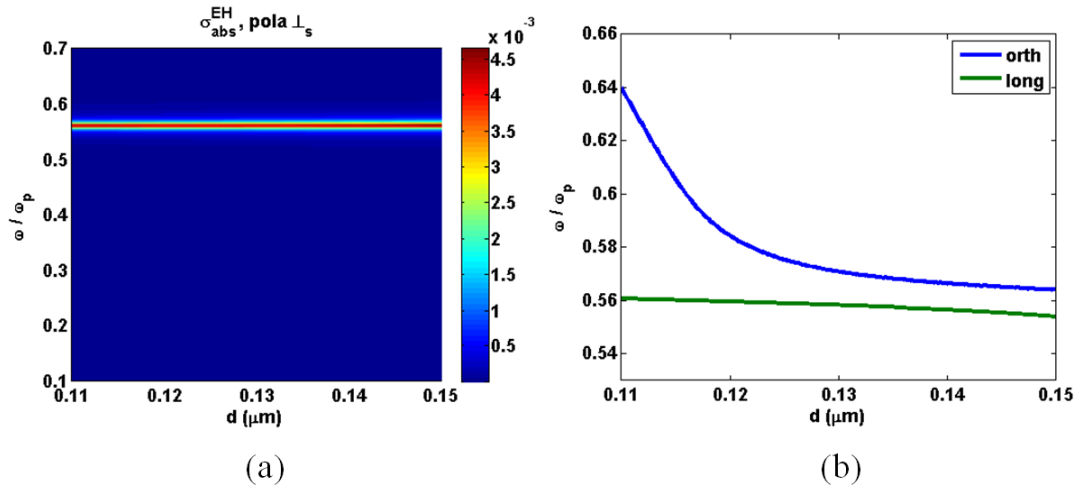


FIGURE 3.21 – (a) Section efficace d’absorption de la particule d’argent au sein d’une paire de particules d’argent de rayon $R_1 = 10$ nm et d’or de rayon $R_2 = 100$ nm en fonction de la distance de séparation, sous un éclairage orthogonal à l’axe reliant les particules, en polarisation s . Les résultats sont qualitativement similaires pour les autres configurations d’éclairages. (b) Fréquences propres d’une paire de particules d’argent ($R_1 = 10$ nm) et d’or ($R_2 = 100$ nm) couplées en fonction de la distance de séparation entre particules. Les modes propres orthogonaux sont tracés en bleu et les modes propres longitudinaux sont tracés en vert.

électriques et magnétiques pour les trois configurations d’éclairages (Fig 3.22) montre que la contribution magnétique est minoritaire aux fréquences où les pertes sont élevées, et ne représentent donc qu’une faible part de la section efficace d’absorption de la particule. Cependant, il montre que le couplage électrique-magnétique agit sur le système essentiellement par le biais des pertes électriques qui sont pratiquement doublés grâce aux modes propres de la paire de particules.

Le comportement est ici similaire au cas précédent. Cependant, avec deux matériaux différents, on voit qu’il est possible de décaler les fréquences pour lesquelles le couplage électrique-magnétique est important, et donc modifier le spectre d’absorption.

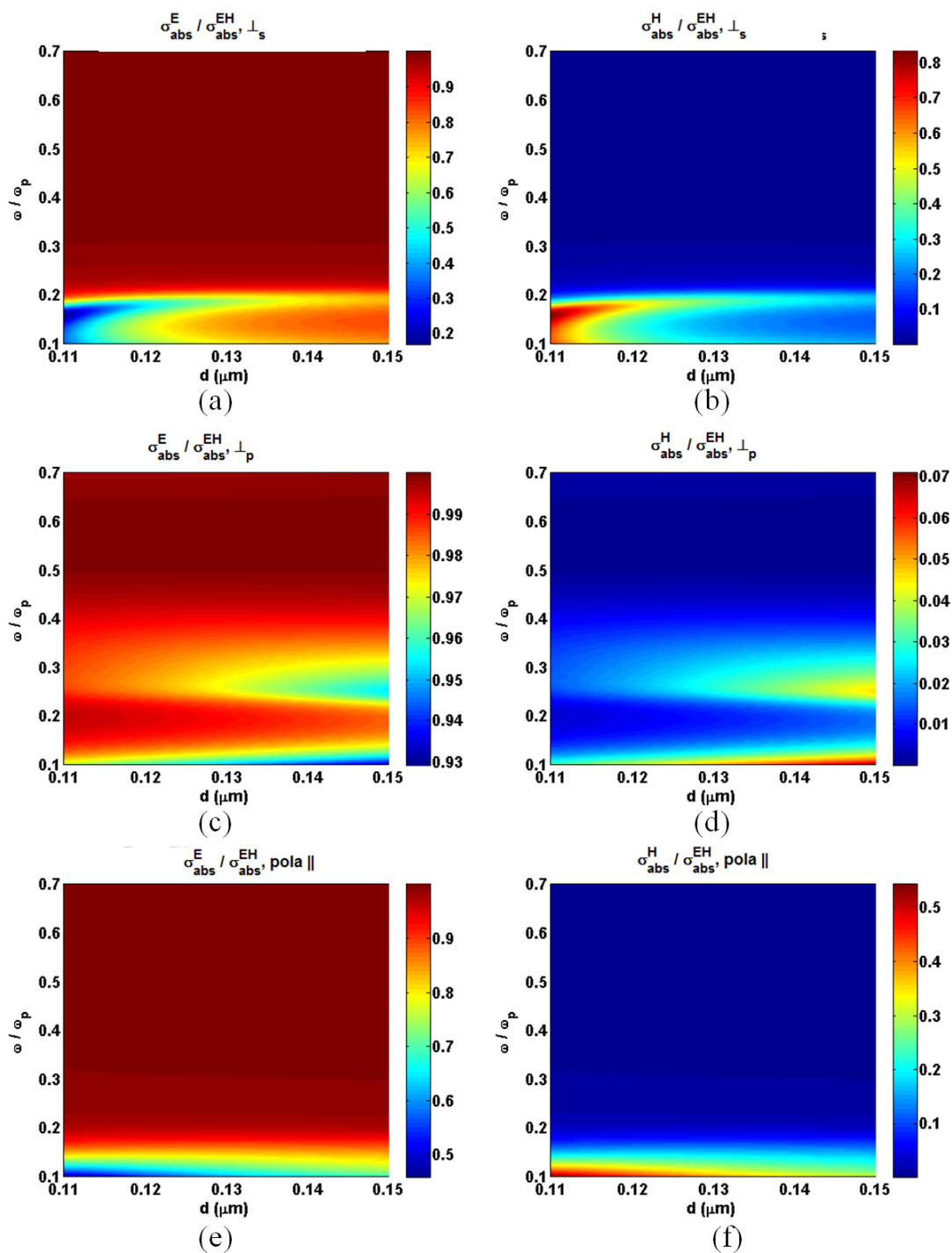


FIGURE 3.22 – Contributions électrique et magnétique aux pertes de la particule d'argent dans une paire de particules d'argent ($R_1 = 10$ nm) et d'or ($R_2 = 100$ nm). Sections efficaces d'absorption électrique (a) et magnétique (b) normalisées par la section efficace totale pour un éclairage orthogonal à l'axe en polarisation s . Mêmes courbes en (c) et (d) pour un éclairage orthogonal à l'axe de la paire en polarisation p et en (e) et (f) pour un éclairage dans la direction de cet axe.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié les pertes électromagnétiques dans des nanoparticules distribuées en réseaux, lorsque ces particules sont modélisées par des dipôles. Une attention particulière a été portée sur les effets coopératifs dans ces systèmes de dipôles couplés. Dans le cas de dipôles électriques couplés, nous avons montré l'existence de modes sub-radiants et super-radiants qui sont associés aux modes résonants du système. Ces modes peuvent exalter ou inhiber l'absorption des particules selon leur éclairage. Ils permettent également de modifier le spectre d'absorption en élargissant ce dernier autour des fréquences propres des dipôles isolés.

Lorsque les dipôles électriques sont couplés à des dipôles magnétiques, nous avons mis en évidence que ce couplage permettait lui aussi d'exalter très significativement l'absorption sans pour autant modifier les fréquences propres du système. Nous avons vu que cet effet était simplement dû à une modification importante de la polarisabilité des particules par le truchement du couplage électrique-magnétique.

L'ensemble de ces résultats montre que les effets coopératifs dans les réseaux de dipôles couplés permettent de modifier (amplifier ou inhiber) les pertes électromagnétiques et offrent un moyen de sculpter le spectre d'absorption de ces systèmes.

Chapitre 4

Effets coopératifs dans des systèmes multipolaires : application à la conception d'absorbeurs solaires

Sommaire

4.1 Des dipôles aux multipôles	102
4.1.1 Le développement multipolaire	102
4.1.2 Effets des paramètres géométriques sur la contribution des ordres multipolaires	107
4.1.3 Des multipôles aux multi-sources	110
4.2 Conception d'absorbeurs solaires basés sur les effets coopératifs entre nanoparticules	113
4.2.1 Optimisation par algorithme génétique	113
4.2.2 Conception d'absorbeurs large bande	116
4.3 Conclusion et perspectives	122

Au cours du chapitre précédent, nous avons mis en évidence l'existence d'effets électromagnétiques coopératifs entre de petites nanoparticules modélisées par des dipôles. Nous avons vu qu'il était possible de contrôler les interactions entre ces dipôles afin de sculpter les sections efficaces d'absorption des nanoparticules en interaction avec d'autres nanoparticules. Ces effets dépendant principalement des propriétés géométriques des structures, telles que la taille ou la position des particules, l'optimisation de ces paramètres permet la conception de structures composées de nanoparticules et adaptées à l'absorption du spectre solaire. Dans une première partie, nous décrirons la méthode qui permet de calculer les champs électromagnétiques autour de particules dans un milieu homogène et isotrope quand les particules ne peuvent pas être assimilées) des dipôles et que tous les ordres supérieurs doivent être pris en compte. Puis, nous généralisons ces résultats aux cas de particules distribuées dans un milieu stratifié. Enfin, nous montrerons comment utiliser ces résultats pour concevoir des structures composites composées de nanoparticules dispersées dans une matrice diélectrique capables d'absorber efficacement le rayonnement solaire.

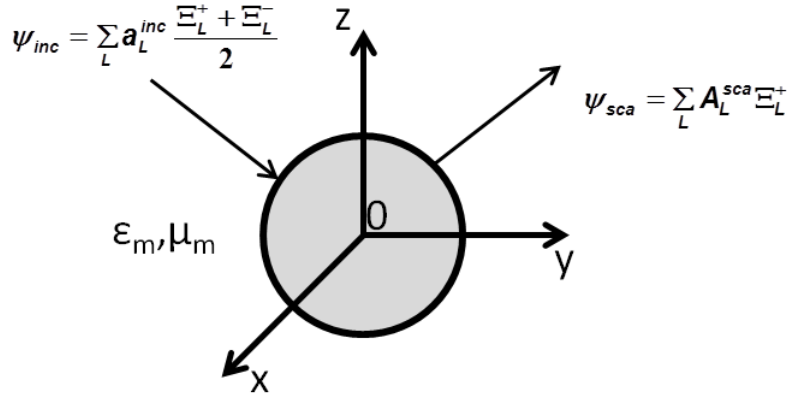


FIGURE 4.1 – Particule isolée dans un milieu infini, homogène et isotrope de permittivité ϵ_m et de perméabilité μ_m . Elle est éclairée par un champ incident ψ_{inc} et diffuse un champ ψ_{sca} .

4.1 Des dipôles aux multipôles

Nous avons vu dans le chapitre précédant que dans de nombreuses situations l'approximation dipolaire est suffisante pour décrire le comportement collectif d'un ensemble de nanoparticules. Cependant, dans certains cas, il peut arriver que cette approximation soit insuffisante et que les contributions des ordres supérieurs doivent être également pris en compte. Il devient alors nécessaire de représenter chaque particule non plus comme un dipôle, mais comme un multipôle.

4.1.1 Le développement multipolaire

Ce développement [Jackson, 1975] consiste à décomposer les champs électromagnétiques sur une base d'harmoniques sphériques d'ordre l et de degré m . Dans la suite, pour des raisons de commodités, nous regroupons cette indexation en un seul paramètre $L \equiv 2l(l+1) + 2m - 1 + p$, où $p = 0$ pour les sources magnétiques et $p = 1$ pour les sources électriques.

4.1.1.1 Cas d'une particule isolée

a. Décomposition du champ électromagnétique

Considérons dans un premier temps une particule isolée plongée dans un milieu transparent infini, homogène et isotrope de permittivité ϵ_m et de perméabilité μ_m , éclairée par un champ incident ψ_{inc} (Figure 4.1). Dans la suite, nous utiliserons $\psi = \begin{bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{bmatrix}$ pour représenter les champs électromagnétiques. Le champ total ψ_t en \mathbf{r} , autour d'une particule centrée en \mathbf{r}_0 s'écrit comme la somme du champ incident ψ_{inc} et du champ diffusé par la particule ψ_{sca} tel que

$$\psi_t(\mathbf{r}) = \psi_{inc}(\mathbf{r}) + \psi_{sca}(\mathbf{r}). \quad (4.1)$$

Le champ incident se développe sur la base des harmoniques sphériques centrées en \mathbf{r}_0 en utilisant les ondes entrantes (-) et les ondes sortantes (+) comme

$$\boldsymbol{\psi}_{inc} = \sum_L a_L^{inc} \frac{\boldsymbol{\Xi}_L^+ + \boldsymbol{\Xi}_L^-}{2}, \quad (4.2)$$

la somme des harmoniques sphériques singulières permettant d'obtenir des harmoniques sphériques régulières. Nous définissons la base d'harmoniques sphériques singulières telle que

$$\boldsymbol{\Xi}_L^\pm = \begin{bmatrix} \mathbf{E}_L^\pm \\ \mathbf{H}_L^\pm \end{bmatrix}. \quad (4.3)$$

Les harmoniques sphériques sortantes (+) sont alors une solution des équations de Maxwell telle que

$$\nabla \times \mathbf{E}_L^+ = i\omega\mu_0\mu_m\mathbf{H}_L^+ + \mathbf{H}_L^S, \quad (4.4)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_L^+ = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon_m\mathbf{E}_L^+ + \mathbf{E}_L^S, \quad (4.5)$$

à laquelle on adjoint des conditions d'ondes sortantes et où $\mathbf{S}_L = \begin{bmatrix} \mathbf{E}_L^S \\ \mathbf{H}_L^S \end{bmatrix}$ sont des distributions à supports ponctuels [Langlais *et al.*, 2014a]. Cette base d'harmoniques sphériques respecte le principe d'orthogonalité

$$\langle \boldsymbol{\Xi}_L^\pm, \boldsymbol{\Xi}_{L'}^\pm \rangle = -4i\delta_{L,L'}, \quad (4.6)$$

$$\langle \boldsymbol{\Xi}_L^\pm, \boldsymbol{\Xi}_{L'}^\mp \rangle = 0, \quad (4.7)$$

où les brackets définissent l'orthogonalité au sens de Lorentz

$$\langle \boldsymbol{\psi}_1, \boldsymbol{\psi}_2 \rangle = \oint (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2 - \mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1) \cdot \mathbf{n} dS. \quad (4.8)$$

Le champ diffusé quant à lui se développe en n'utilisant que les ondes sortantes

$$\boldsymbol{\psi}_{sca} = \sum_L A_L^{sca} \boldsymbol{\Xi}_L^+. \quad (4.9)$$

Pour calculer les coefficients A_L^{sca} présents dans l'expression du champ diffusé, nous introduisons le concept de matrices de transfert, qui est une généralisation de la polarisabilité que nous avons vu dans le chapitre précédent et qui permet de relier le moment dipolaire au champ incident. Ces matrices de transfert permettent alors de lier les coefficients a_L^{inc} du développement en harmoniques sphériques du champ incident aux coefficients A_L^{sca} du développement du champ diffusé [Stout *et al.*, 2002b, Mackowski, 1994, Mackowski et Mishchenko, 1996]. Cette relation s'écrit

$$\mathbf{A}^{sca} = \overline{\overline{\mathbf{T}}}\mathbf{a}^{inc}. \quad (4.10)$$

Ici, \mathbf{A}^{sca} et \mathbf{a}^{inc} sont des vecteurs de dimension infinie contenant tous les ordres multipolaires et

$\overline{\overline{\mathbf{T}}}$ représente la polarisabilité multipolaire. En pratique, on tronque ces vecteurs afin de ne tenir compte que des L_{max} premiers multipôles ($L_{max} = 2(l_{max}^2 + 2l_{max})$, l_{max} représentant l'ordre multipolaire maximal).

b. Pertes dans la particule et section efficace d'absorption

Les pertes dans la particule se calculent à partir du flux F du vecteur de Poynting à travers une surface entourant la particule. Les relations d'orthogonalité des harmoniques \mathbf{E}^\pm nous permettent d'écrire ce flux comme la différence des contributions sortantes $\sum_L \left(A_L^{sca} + \frac{a_L^{inc}}{2} \right) \mathbf{E}_L^+$ et entrantes $\sum_L \frac{a_L^{inc}}{2} \mathbf{E}_L^-$, de sorte que

$$F = \sum_L \left| A_L^{sca} + \frac{a_L^{inc}}{2} \right|^2 - \left| \sum_L \frac{a_L^{inc}}{2} \right|^2. \quad (4.11)$$

En développant cette expression, il vient

$$F = \sum_L \left[|A_L^{sca}|^2 + \text{Re} \left(A_L^{sca} \cdot a_L^{inc*} \right) \right]. \quad (4.12)$$

Les pertes dans la particule étant par convention négatives, nous avons $\mathcal{P} = -F$, soit

$$\mathcal{P} = - \sum_L \left[|A_L^{sca}|^2 + \text{Re} \left(A_L^{sca} \cdot a_L^{inc*} \right) \right]. \quad (4.13)$$

Nous voyons à partir de cette expression que les pertes associées au multipôle de degré L $\mathcal{P}_L = -|A_L^{sca}|^2 - \text{Re} \left(A_L^{sca} \cdot a_L^{inc*} \right)$ sont indépendantes des autres ordres.

Comme dans le cas de l'approximation dipolaire, la section efficace d'absorption de la particule est définie comme le rapport de la puissance absorbée dans la particule sur le flux de l'onde incidente, ce flux étant la moyenne temporelle du vecteur de Poynting associé à cette onde. Dans le cas d'une onde plane monochromatique d'amplitude E_0 , ce flux vaut

$$\mathcal{F}_{inc} = \frac{\varepsilon_0 c n_m}{2} E_0^2, \quad (4.14)$$

où ε_0 est la permittivité diélectrique du vide, c la vitesse de la lumière dans le vide et n_m l'indice de réfraction du milieu. La section efficace d'absorption de la particule s'écrit alors

$$\sigma_{abs} = \frac{\mathcal{P}}{\mathcal{F}_{inc}}, \quad (4.15)$$

soit

$$\sigma_{abs} = -2 \frac{\sum_L \left[|A_L^{sca}|^2 + \text{Re} \left(A_L^{sca} \cdot a_L^{inc*} \right) \right]}{\varepsilon_0 c n_m E_0^2}. \quad (4.16)$$

4.1.1.2 Cas d'un système à N particules

a. Champs électromagnétiques

Considérons maintenant un système (Fig. 4.2) de N particules dispersées dans un milieu

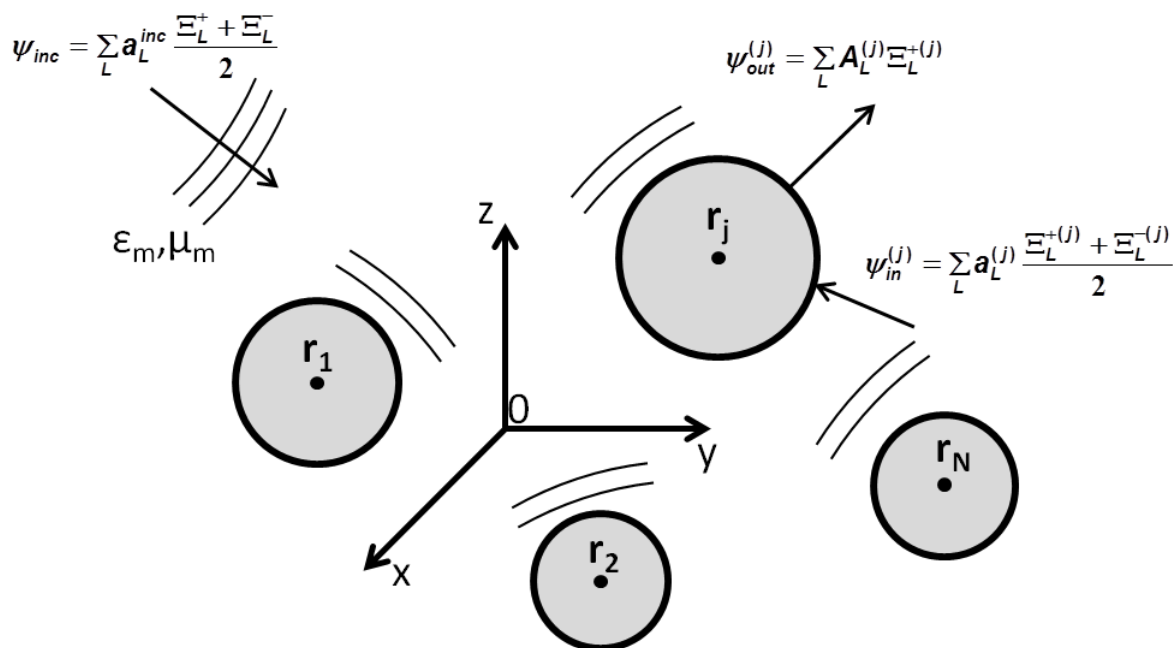


FIGURE 4.2 – Ensemble de N particules dans un milieu transparent infini, homogène et isotrope de permittivité ε_m et de perméabilité μ_m éclairé par un champ incident ψ_{inc} . Le champ $\psi_{in}^{(j)}$ représente le champ entrant de la particule tandis que le champ $\psi_{out}^{(j)}$ représente le champ sortant.

transparent infini, homogène et isotrope de permittivité ε_m et de perméabilité μ_m . Supposons que ce système soit éclairé par un champ incident ψ_{inc} . Comme pour le cas de la particule isolée, nous pouvons développer les différents champs électromagnétiques sur une base d'harmoniques sphériques \mathbf{E}_L^\pm . La principale difficulté dans le cas d'un système à N particules va alors consister à développer les champs incident et diffusé par chaque particule sur la base d'harmoniques sphériques associée à une particule donnée. Ceci implique que l'on soit capable de relier les champs diffractés par une particule au champ incident sur une autre particule. Pour cela, nous commençons par écrire les champs au niveau de chaque particule. Ils se décomposent en deux contributions sur la base d'harmoniques sphériques $\mathbf{E}_L^{\pm,(j)}$ de cette particule. D'une part, nous avons un champ entrant

$$\psi_{in}^{(j)} = \sum_L a_L^{(j)} \frac{\mathbf{E}_L^{+, (j)} + \mathbf{E}_L^{-, (j)}}{2}, \quad (4.17)$$

et d'autre part un champ sortant

$$\psi_{out}^{(j)} = \sum_L A_L^{(j)} \mathbf{E}_L^{+, (j)}. \quad (4.18)$$

La somme de ces deux champs correspond au champ diffusé par la particule

$$\psi_{sca}^{(j)}(\mathbf{r}) = \psi_{in}^{(j)}(\mathbf{r}) + \psi_{out}^{(j)}(\mathbf{r}). \quad (4.19)$$

Le champ local en un point quelconque s'écrit alors comme la somme du champ incident et du champ diffusé

$$\boldsymbol{\psi}_{loc}^{(j)} = \boldsymbol{\psi}_{inc}^{(j)} + \boldsymbol{\psi}_{sca}^{(j)}. \quad (4.20)$$

Or le champ entrant sur chaque particule est relié au champ sortant des autres particules. La relation entre ces champs, encore appelée théorème d'addition [Chew et Wang, 1993, Stout *et al.*, 2002a], est une relation linéaire de la forme

$$a_L^{(i)} = \sum_{j \neq i} \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{ij} A_L^{(j)}, \quad (4.21)$$

où $\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{ij}$ est un opérateur de translation (pour le détail de son calcul, le lecteur est invité à consulter la référence [Stout *et al.*, 2002a]) qui joue un rôle analogue au propagateur (tenseur de Green) que nous avons utilisé dans le cas dipolaire.

En décomposant le champ incident externe sous la forme

$$\boldsymbol{\psi}_{inc} = \sum_L a_L^{inc} \frac{\boldsymbol{\Xi}_L^+ + \boldsymbol{\Xi}_L^-}{2}, \quad (4.22)$$

le champ local prend alors la forme

$$\boldsymbol{\psi}_{loc}(\mathbf{r}) = \sum_L \left[\frac{a_L^{inc,(j)}}{2} + \sum_{j \neq i} \frac{\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{ij} A_L^{(i)}}{2} + A_L^{(j)} \right] \boldsymbol{\Xi}_L^+ + \sum_L \left[\frac{a_L^{inc,(j)}}{2} + \sum_{j \neq i} \frac{\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{ij} A_L^{(i)}}{2} \right] \boldsymbol{\Xi}_L^-. \quad (4.23)$$

Notons que comme dans le cas d'une particule isolée, nous avons, pour chaque particule, la relation entre les composantes entrantes et sortantes d'un champ

$$\mathbf{A}^{(j)} = \overline{\overline{\mathbf{T}}}^{(j)} \mathbf{a}^{(j)}, \quad (4.24)$$

où $\overline{\overline{\mathbf{T}}}^{(j)}$ est la polarisabilité multipolaire de la particule.

b. Pertes dans une particule du système et section efficace d'absorption

Afin de calculer la puissance dissipée dans une particule, nous calculons à nouveau le flux du vecteur de Poynting à travers une surface qui entoure la particule. D'après les relations d'orthogonalités (4.6) et (4.7) des vecteurs de la base des harmoniques sphériques, nous pouvons alors écrire le flux du vecteur de Poynting

$$F^{(j)} = \sum_L \left[\left| \frac{a_L^{inc,(j)}}{2} + \sum_{i \neq j} \frac{\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{ij} A_L^{(i)}}{2} + A_L^{(j)} \right|^2 - \left| \frac{a_L^{inc,(j)}}{2} + \sum_{i \neq j} \frac{\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{ij} A_L^{(i)}}{2} \right|^2 \right]. \quad (4.25)$$

En développant cette expression, il vient

$$F^{(j)} = \sum_L \left[\left| A_L^{(j)} \right|^2 + \operatorname{Re} \left(a_L^{(j)} A_L^{(j)*} \right) + \sum_{i \neq j} \operatorname{Re} \left(\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{ij} A_L^{(i)} A_L^{(j)*} \right) \right]. \quad (4.26)$$

Les pertes dans la particule (j) sont donc

$$\mathcal{P}^{(j)} = - \sum_L \left[|A_L^{(j)}|^2 + \text{Re} \left(a_L^{(j)} A_L^{(j)*} \right) + \sum_{i \neq j} \text{Re} \left(\overline{\mathbf{G}}_{ij} A_L^{(i)} A_L^{(j)*} \right) \right]. \quad (4.27)$$

La section efficace d'absorption de la particule (j) s'écrit alors

$$\sigma_{abs}^{(j)} = \frac{\mathcal{P}^{(j)}}{\mathcal{F}_{inc}^{(j)}}, \quad (4.28)$$

où $\mathcal{F}_{inc}^{(j)}$ est le flux de l'onde incidente sur la particule (j).

4.1.2 Effets des paramètres géométriques sur la contribution des ordres multipolaires

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que pour calculer la section efficace d'une particule en utilisant le développement multipolaire du champ, on tronque généralement le développement à un certain ordre, les contributions des ordres supérieurs étant alors négligées. Nous allons ici montrer à travers deux exemples comment choisir le nombre de multipôles dans le calcul du champ. Le premier exemple concerne le cas d'une particule sphérique isolée, tandis que le second sera celui d'une paire de particules.

4.1.2.1 Cas d'une particule isolée

Sur la Fig. 4.3 nous représentons la section efficace d'absorption dans le visible d'une particule d'argent de différents rayons, représentée soit par un dipôle (Fig. 4.3a), un quadripôle (Fig. 4.3b) ou un octopôle (Fig. 4.3c). Pour les particules dont la taille est supérieure à 100 nm, nous voyons que la section efficace d'absorption est fortement modifiée quand on tient compte des contributions des ordres supérieurs à 1 (Fig. 4.3d). A grande longueur d'onde (i.e. $\lambda \gg R$), la particule se comporte comme un dipôle isolé et il n'est pas nécessaire de prendre en compte les ordres supérieurs. De même, lorsque les particules sont suffisamment petites, elles se comportent comme un dipôle.

Cette conclusion obtenue pour des particules d'argent reste valable pour d'autres matériaux. Pour des particules polaires, comme des particules en SiC, la présence de résonance dans l'infrarouge permet d'utiliser l'approximation dipolaire jusqu'à des rayons voisins du micromètre.

4.1.2.2 Cas d'une paire de particules

Regardons maintenant l'évolution de la section efficace d'absorption d'une paire de particules d'argent identiques et de rayon $R = 5$ nm leur permettant d'être individuellement décrites par un dipôle, en fonction de leur distance d de séparation (centre à centre). Les résultats du calcul de la section efficace d'absorption aux ordres quadripolaire et octopolaire normalisée par la section efficace d'absorption à l'ordre dipolaire sont présentés sur la Fig. 4.4. Ces résultats concernent un éclairage en polarisation TE dans la direction orthogonale à l'axe qui joint les

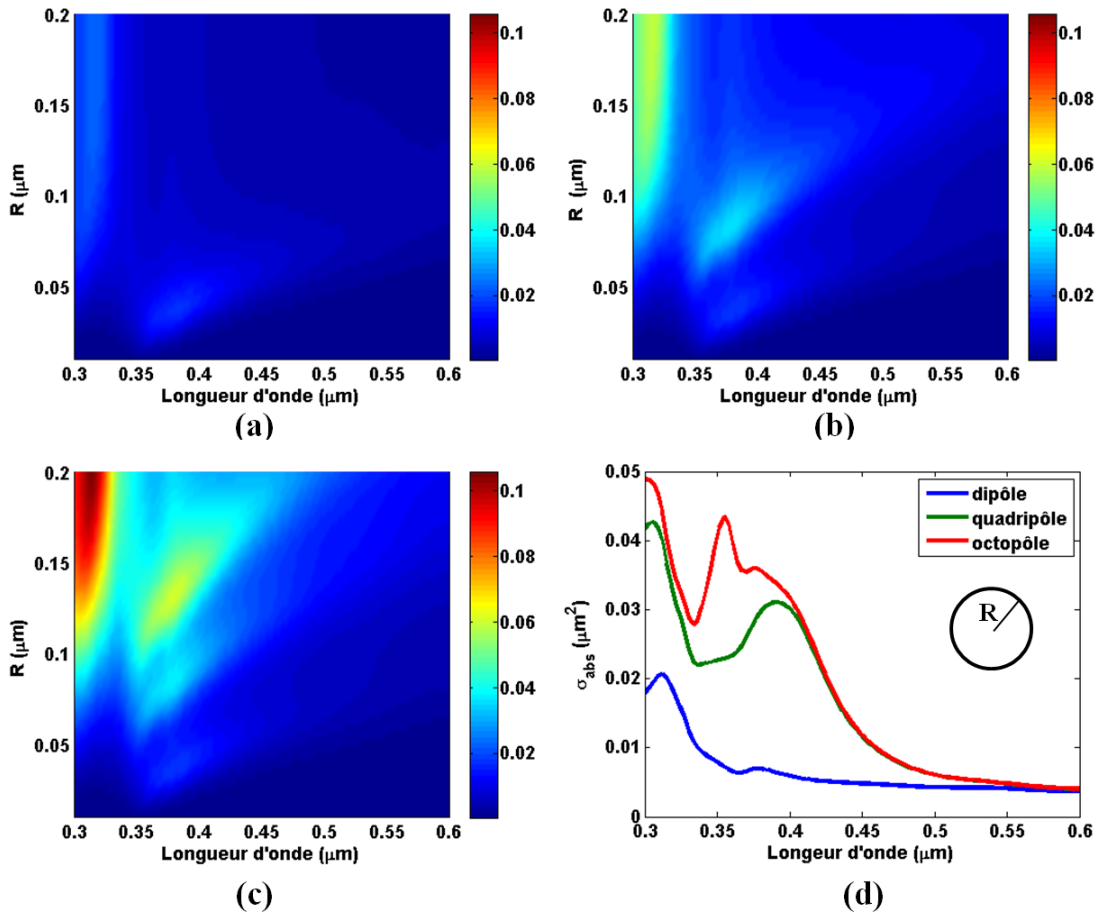


FIGURE 4.3 – Section efficace d’absorption (en μm^2) d’une particule d’argent représentée par un dipôle (a), un quadripôle (b) et un octopôle (c) en fonction de la longueur d’onde et de son rayon R . (d) Sections efficaces dipolaire, quadripolaire et octopolaire lorsque la particule à un rayon de 100 nm.

deux particules. Tout d’abord, nous notons que la section efficace ne croît pas nécessairement avec l’ordre multipolaire. En effet, nous avons vu dans le paragraphe 4.1 que les interactions entre différents objets modifient singulièrement les champs diffusés par ces derniers. Contrairement au cas d’un objet isolé, les pertes dipolaires dans un système en interaction peuvent surestimer les pertes totales (Fig 4.4c).

Par ailleurs, si on observe qu’à grande distance de séparation, chaque particule se comporte comme un dipôle isolé, comme l’indiquerait à priori leur taille, à courte distance, les interactions entre les particules nécessitent de prendre en compte des degrés supérieurs de plus en plus grand à mesure que la distance se réduit (Fig 4.4c).

Ces deux exemples mettent en avant le rôle primordial que peuvent jouer les contributions multipolaires dans les processus de dissipation dans un système d’objets en interaction, y compris lorsque ces objets sont très petits et qu’ils peuvent individuellement être modélisés par des dipôles. Dans l’optimisation de structures, la prise en compte d’ordres multipolaires élevés augmentera de facto les temps de calcul. Il convient donc de réduire au maximum le nombre de multipôles en ne conservant que ceux qui affectent directement le calcul des pertes dans la

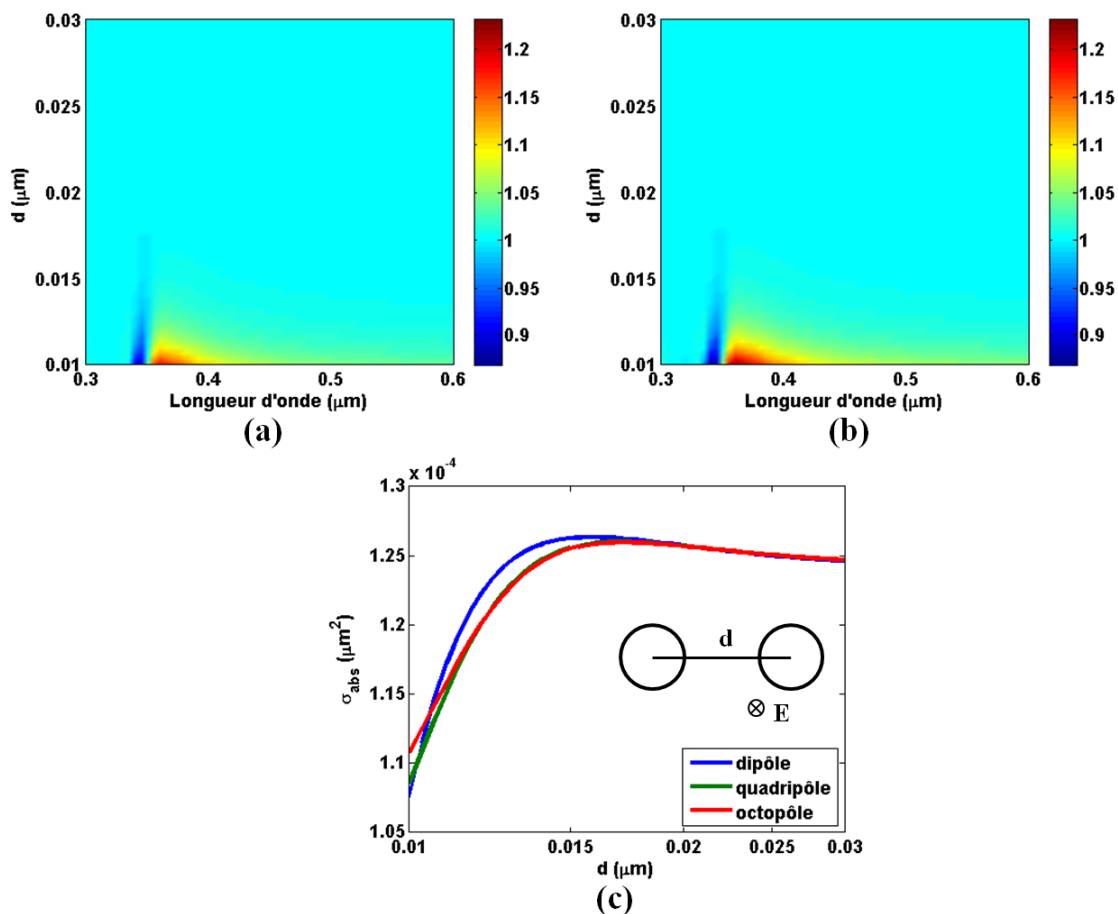


FIGURE 4.4 – Section efficace d’absorption d’une particule d’argent ($R = 5$ nm) dans une paire de particules identiques séparées par une distance (centre à centre) d , en fonction de la longueur d’onde et de la distance de séparation. Les particules sont éclairées en polarisation TE dans la direction orthogonale à l’axe qui relie leurs centres. Les pertes sont calculées en considérant les contributions (a) quadripolaire ($l = 2$) et (b) octopolaire ($l = 3$). (c) Section efficace d’absorption d’une particule à $\lambda = 350$ nm.

structure.

4.1.3 Des multipôles aux multi-sources

La méthode que nous avons présentée dans la section 4.1.1 n'est utilisable que dans le cas où les particules se trouvent dans un milieu infini, homogène et isotrope. En effet, la présence d'interfaces rend impossible l'utilisation du théorème d'addition. Dans ce qui suit, nous allons généraliser cette méthode aux systèmes stratifiés dans lesquels sont distribuées des particules

4.1.3.1 Méthode des multi-sources

Cette méthode développée récemment [Jouanin, 2014] consiste à représenter chaque particule comme une distribution de sources (dipôles) (Fig 4.5).

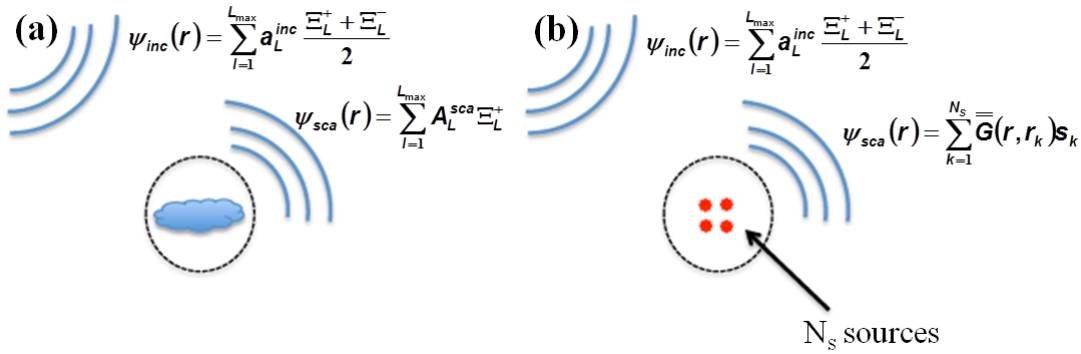


FIGURE 4.5 – (a) Développement en harmoniques sphériques du champ incident et du champ diffusé par une particule. (b) Méthode des multi-sources : le champ diffusé est modélisé par la somme des champs rayonnés par un nombre N_S de dipôles. [Jouanin, 2014]

4.1.3.2 Cas d'une particule isolée

Considérons une particule seule située dans un milieu stratifié comme illustré sur la Fig. 4.6. Supposons que cette particule est éclairée par un champ incident ψ_{inc} . Dans l'approche multi-sources, la particule est modélisée par un nuage de N_S dipôles. L'ensemble de ces dipôles contribuent au champ diffusé par la particule. Ce champ diffusé se décompose en deux contributions de natures différentes. Nous avons d'une part le champ ψ_S généré par chacune des sources dans le milieu stratifié et d'autre part le champ ψ_{int} auto-induit par chaque source, c'est-à-dire le champ émis par le dipôle et rétrodiffusé par les interfaces. Nous avons donc

$$\psi_{sca}(\mathbf{r}) = \psi_S(\mathbf{r}) + \psi_{int}(\mathbf{r}), \quad (4.29)$$

où

$$\psi_S(\mathbf{r}) = \sum_{k=1}^{N_S} \overline{\mathbf{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_k) \mathbf{s}_k, \quad (4.30)$$

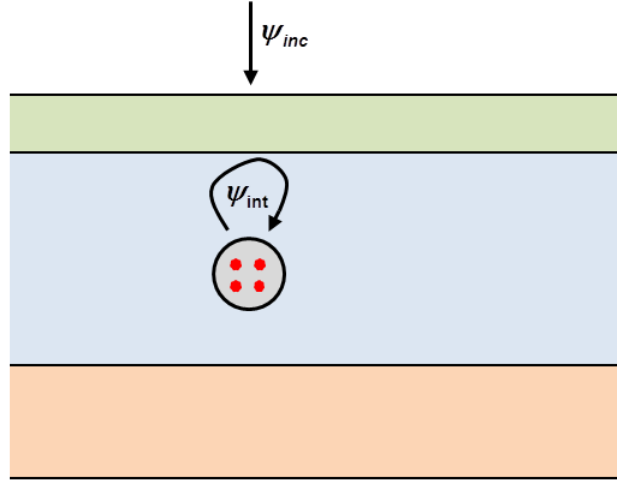


FIGURE 4.6 – Modélisation par la méthode des multisources d’une particule dans un milieu stratifié éclairée par un champ incident ψ_{inc} . Le champ ψ_{int} représente le champ auto-induit diffusé par la particule et réfléchi par les interfaces.

$\overline{\overline{\mathbf{G}}}$ étant le tenseur de Green du système stratifié [Tomaš, 1995] dont le calcul est détaillé dans l’Annexe E et

$$\psi_{int}(\mathbf{r}) = \sum_{k=1}^{N_S} \Delta \overline{\overline{\mathbf{G}}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_k) \mathbf{s}_k, \quad (4.31)$$

avec $\Delta \overline{\overline{\mathbf{G}}} = \overline{\overline{\mathbf{G}}} - \overline{\overline{\mathbf{G}}}_0$, $\overline{\overline{\mathbf{G}}}_0$ étant le tenseur de Green dans le milieu où se trouve la particule en l’absence d’interface.

Pour exprimer le champ diffusé par la particule, c’est-à-dire les champs rayonnés par chaque source, il est nécessaire de définir l’amplitude de ces sources. Afin de simplifier les expressions, nous regroupons les amplitudes des N_S sources dans un vecteur $\mathbf{S} = (\mathbf{s}_1, \dots, \mathbf{s}_{N_S})$. Nous pouvons alors relier l’amplitude des sources au champ incident grâce à la polarisabilité multi-sources P_{MS} , définie en l’absence d’interface par

$$\mathbf{S} = P_{MS} \psi_{inc}. \quad (4.32)$$

Dans un milieu stratifié, le champ incident doit être remplacé par le champ local de sorte que

$$\mathbf{S} = P_{MS} \psi_{loc} \quad (4.33)$$

En introduisant le tenseur $\Delta \overline{\overline{\mathcal{G}}}$ qui permet de calculer le champ diffusé, cette équation peut s’écrire

$$\mathbf{S} = P_{MS} (\psi_{inc} + \Delta \overline{\overline{\mathcal{G}}} \mathbf{S}). \quad (4.34)$$

L’inversion de cette expression conduit alors à l’expression des sources en fonction du champ incident

$$\mathbf{S} = (\overline{\overline{\mathbf{I}}} - P_{MS} \Delta \overline{\overline{\mathcal{G}}})^{-1} (P_{MS} \psi_{inc}). \quad (4.35)$$

4.1.3.3 Cas d'un système à N particules

Nous examinons maintenant le cas d'un système à N particules qui généralise le cas présenté dans le paragraphe précédent. Les particules sont arbitrairement dispersées dans un milieu stratifié comme illustré sur la Fig. 4.7. Comme dans le cas à une particule, le champ local

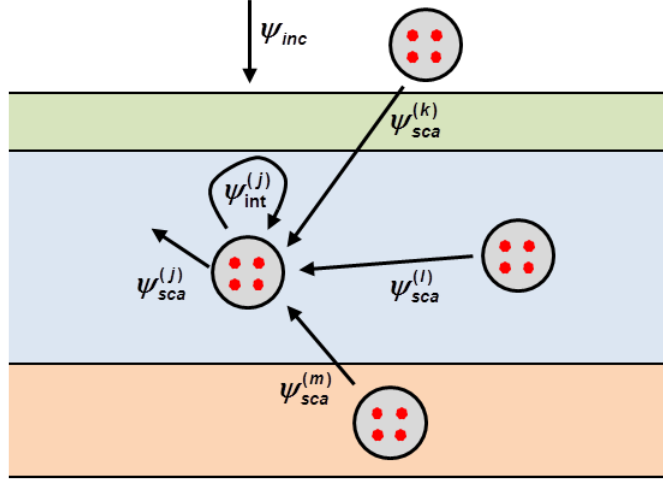


FIGURE 4.7 – Système de N particules dispersées dans un milieu stratifié éclairé par un champ incident. La particule (j) interagit avec le champ incident ψ_{inc} et tout les champs diffusés par les N-1 autres particules ψ_{sca}^k .

en un point \mathbf{r} se décompose en deux contributions : le champ incident et le champ diffusé

$$\psi_{loc}(\mathbf{r}) = \psi_{inc}(\mathbf{r}) + \psi_{sca}(\mathbf{r}). \quad (4.36)$$

Le champ diffusé est quant à lui la superposition des champs générés par chacune des sources et de leur interaction avec les interfaces. Ce champ s'écrit

$$\psi_{sca}(\mathbf{r}) = \psi_S(\mathbf{r}) + \psi_{int}(\mathbf{r}), \quad (4.37)$$

où

$$\psi_S(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^{N_S} \overline{\overline{\mathbf{G}}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_k^{(i)}) \mathbf{s}_k^{(i)}, \quad (4.38)$$

(on a ici sommé le champ produit par les sources de l'ensemble des particules) et

$$\psi_{int}(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^{N_S} \Delta \overline{\overline{\mathbf{G}}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_k^{(i)}) \mathbf{s}_k^{(i)}, \quad (4.39)$$

la partie auto-induite du champ diffusé. En introduisant $\mathbf{S} = (\mathbf{s}_1^{(1)}, \dots, \mathbf{s}_{N_S}^{(1)}, \dots, \mathbf{s}_1^{(N)}, \dots, \mathbf{s}_{N_S}^{(N)})$ le $N \times N_S$ vecteur qui regroupe l'ensemble des sources, on a, de façon similaire au cas traité dans le paragraphe précédent

$$\mathbf{S} = \mathcal{P}_{MS} \psi_{loc}. \quad (4.40)$$

En explicitant le champ local en fonction du champ incident et du champ diffusé (Eq. 4.36 et 4.37), on relie ce vecteur au champ incident par une relation de la forme

$$\mathbf{S} = \left[\bar{\mathbf{I}} - \mathcal{P}_{MS} \Delta \bar{\mathcal{G}}^{(N)} \right]^{-1} \mathcal{P}_{MS} \boldsymbol{\psi}_{inc}. \quad (4.41)$$

Dans cette expression, la polarisabilité multi-sources \mathcal{P}_{MS} et les tenseurs de Green $\Delta \bar{\mathcal{G}}$ peuvent être calculés préalablement. La puissance dissipée dans chaque particule se calcule alors à partir du flux du vecteur de Poynting du champ local à travers une surface entourant la particule.

4.2 Conception d'absorbeurs solaires basés sur les effets coopératifs entre nanoparticules

Dans cette partie, nous décrivons les moyens utilisés pour la conception d'absorbeurs optimaux obtenus en designant les effets coopératifs entre des nanoparticules métalliques dispersées à l'intérieur de ces derniers. Comme nous l'avons vu précédemment, ces effets coopératifs permettent d'exalter l'absorption des nanoparticules puis de chauffer par conduction la matrice hôte. Au cours du chapitre 2, nous avons décrit le fonctionnement de l'algorithme génétique et nous l'avons utilisé pour concevoir des absorbeurs solaires multicouches. Nous l'utiliserons désormais pour concevoir des absorbeurs composites à base de nanoparticules métalliques dispersées dans une matrice transparente.

4.2.1 Optimisation par algorithme génétique

Nous décrivons dans la suite comment utiliser l'algorithme génétique pour l'optimisation de ces structures.

4.2.1.1 Fonction *fitness*

On se propose ici de maximiser le spectre d'absorption sur une fenêtre spectrale donnée $[\lambda_{min}, \lambda_{max}]$. On définit alors la fonction *fitness*

$$f = \frac{\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} A(\lambda) d\lambda}{\lambda_{max} - \lambda_{min}} \quad (4.42)$$

à maximiser. Ici, $A(\lambda)$ désigne l'absorptivité monochromatique de la structure en incidence normale. La matrice diélectrique hôte étant transparente, l'absorptivité s'obtient par sommation des pertes dans chaque particule normalisée par la puissance associée au champ incident

$$A(\lambda) = \frac{\sum_i \mathcal{P}_{abs}^{(i)}}{\mathcal{P}_{inc}}. \quad (4.43)$$

4.2.1.2 Individu

On se propose ici de designer des réseaux périodiques de nanoparticules métalliques. Ces structures sont définies à partir d'une cellule élémentaire comme illustré sur la Fig. 4.8. Cette cellule constituera l'individu dans le processus d'optimisation par algorithme génétique. A cette cellule, on associe plusieurs paramètres de base. Certains de ces paramètres ne seront pas

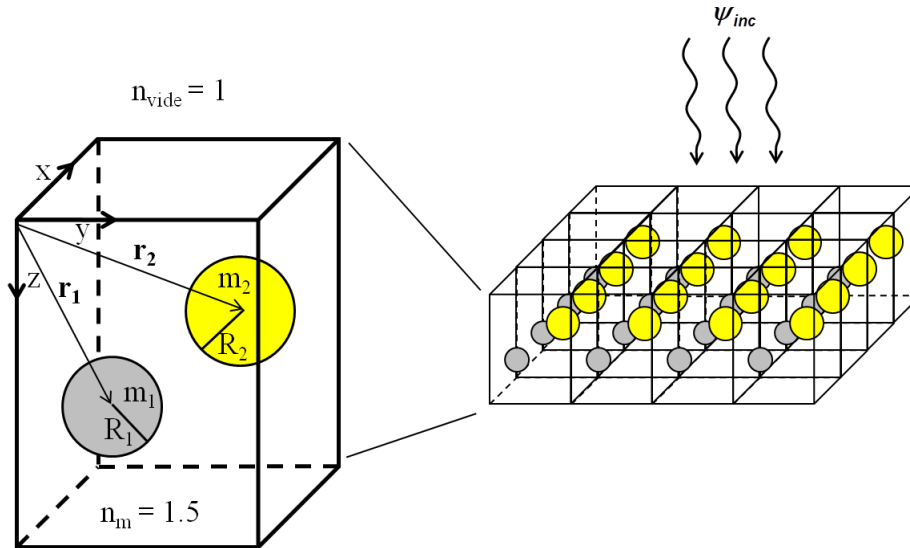


FIGURE 4.8 – Cellule élémentaire (individu) associée à une structure périodique dans le demi-espace inférieur ($z > 0$). Les rayons R_i des particules, leur composition m_i et leur position \mathbf{r}_i constituent les gènes de l'individu.

modifiés au cours du processus d'optimisation. Il s'agit

- du volume élémentaire de la cellule. Les nanoparticules sont dispersées dans un parallélépipède dont les dimensions ont été fixées, en fonction de la fraction volumique en particule.
- du nombre de particules dans la cellule élémentaire. Ce nombre demeure constant au cours du processus d'optimisation.
- du matériau hôte. Ce milieu est transparent et son indice sera dans la suite supposé constant à $n_m = 1.5$ dans tout le spectre visible.

Les cellules élémentaires possèdent aussi différents paramètres que l'on pourra modifier. Ceux-ci feront office de gènes. Il s'agit

- des matériaux de base qui composent les particules. Chaque particule se voit attribuer un matériau qui lui est propre. Ce gène pourra évoluer au cours du processus d'optimisation.
- de la taille des particules. Les particules sont toutes supposées sphériques. Il est important de noter ici que ce gène joue un rôle majeur dans le processus d'optimisation. Si les particules sont trop petites, les pertes dans la cellule élémentaire deviennent trop faibles pour conduire à un bon absorbeur. Néanmoins, lorsque les particules deviennent trop grosses, la structure globale devient très réfléchissante, ce qui n'est pas favorable non plus. En outre, la taille des particules nécessite de considérer un nombre plus ou moins

important d'ordres multipolaires.

- de la position des particules dans la cellule. Ce dernier paramètre est lui aussi important car il conditionne les mécanismes collectifs d'interactions entre les nanoparticules. Le positionnement des particules s'effectue sur les trois dimensions de l'espace, tout en respectant deux contraintes : la distance minimale à l'interface et la distance minimale entre deux particules.

Chaque individu contenant N particules, le nombre total de gènes qui seront optimisés est donc de $5N$.

4.2.1.3 Croisements et mutations

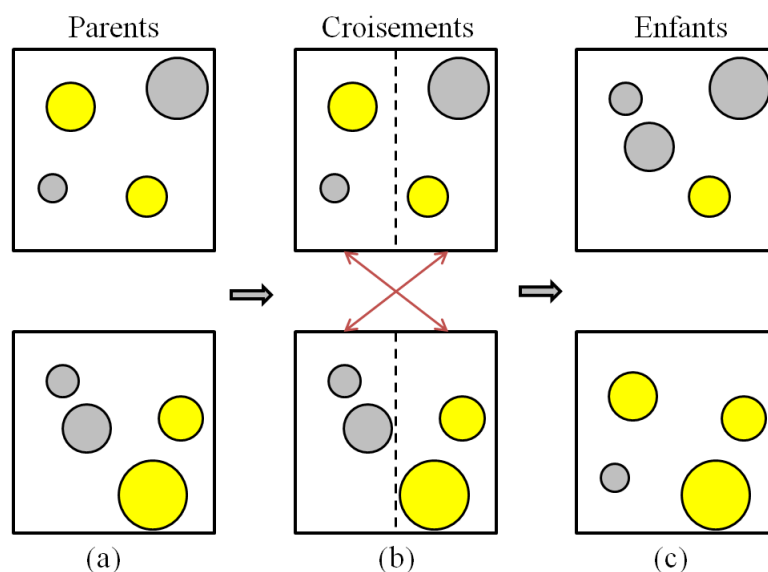


FIGURE 4.9 – Étape de croisement de l'algorithme génétique. (a) Deux individus parents sont appariés pour combiner leur matériel génétique. (b) Les deux parents sont découpés en deux demi-cellules dans le plan vertical, puis ces demi-cellules sont échangées. (c) Cet échange permet d'obtenir deux enfants possédant chacun une partie du patrimoine génétique des deux parents, tout en gardant le nombre de particules constant.

a. Croisement

L'étape de croisement consiste à combiner les gènes de deux individus parents pour générer deux individus enfants. Dans le cas présent, il n'est pas aisé de séparer en deux parties les individus. En effet, sans précaution, cette étape peut conduire à des superpositions de particules. Pour éviter cela, nous procédons au croisement en suivant le procédé décrit Fig. 4.9. Chaque parent sélectionné est séparé en deux selon la médiane verticale. Nous prenons alors les demi-cellules correspondant aux parents, et nous les combinons par un simple échange de demi-cellules. Cependant, si deux particules se retrouvent superposées, la séparation des parents en demi-cellules se fait selon le plan horizontal. Si le croisement n'est toujours pas possible, alors nous choisissons de nouveaux couples de parents. Notons que le croisement s'effectue à nombre constant de particule. Cette contrainte a donc été prise en compte dans le processus décrit sur la Fig. 4.9

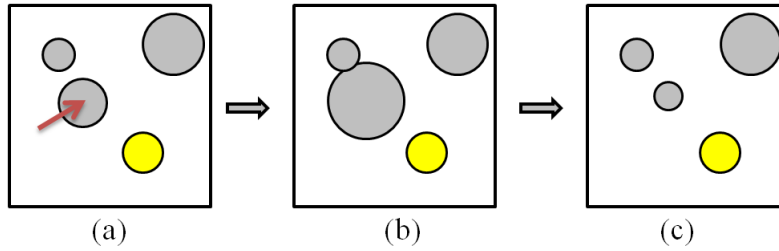


FIGURE 4.10 – Étape de mutation. (a) Le gène sur lequel s’effectue la mutation est aléatoirement choisi, ici, le rayon de la particule. (b) La nouvelle valeur de ce gène peut entraîner des superpositions de particules. (c) Un nouveau tirage aléatoire de la valeur du gène permet d’éviter la superposition.

b. Mutations

Cette étape aléatoire de modification des $5N$ gènes des individus peut, comme le croisement, conduire à la superposition de particules. Pour éviter cela, lorsqu’une mutation entraîne une superposition, un nouveau tirage aléatoire de la valeur du gène qui a conduit à cette situation est effectué (Fig. 4.10).

4.2.2 Conception d’absorbeurs large bande

4.2.2.1 Structures optimisées par algorithme génétique

L’algorithme génétique que nous venons de décrire est utilisé ici pour optimiser des absorbeurs dans le visible à base de structures périodiques et pseudo-périodiques composées de nanoparticules. Dans ce travail, on se limitera à l’optimisation de réseaux binaires à base de nanoparticules d’or et d’argent. Ce choix tient au fait que, d’une part, les résonances plasmon de ces nanoparticules sont situées dans le visible et, d’autre part, que la position de ces résonances peut être modifiée en changeant leur rayon (Fig. 4.11). Pour le processus d’optimisation, on

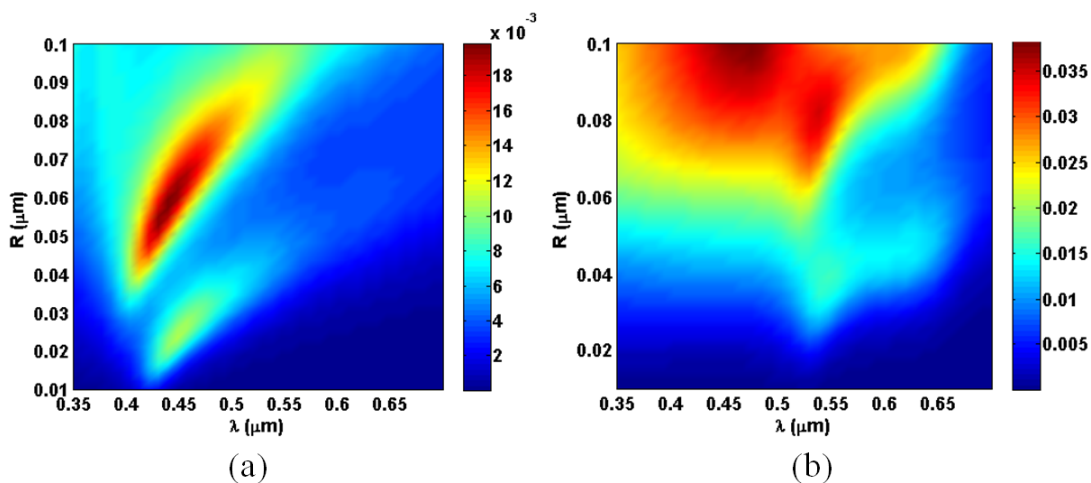


FIGURE 4.11 – Section efficace d’absorption (en μm^2) à l’ordre quadripolaire (a) d’une particule d’argent et (b) d’une particule d’or isolée dans un milieu d’indice $n_m = 1.5$ en fonction de son rayon et de la longueur d’onde. La modification du rayon de la particule permet de décaler la longueur d’onde de résonance des particules.

choisira une cellule élémentaire cubique de 200 nm de côté faite à l'aide d'un matériau transparent d'indice $n_m = 1.5$ dans l'ensemble du spectre visible. De plus, pour s'affranchir des effets physico-chimiques au niveau des interfaces, on imposera aux nanoparticules d'or et d'argent d'être situées à au moins 100 nm de la surface qui sépare la cellule du milieu environnant. En outre, les rayons minimum et maximum des particules sont respectivement de 10 nm et de 80 nm. Sur la Fig 4.12a, nous présentons les résultats obtenus après 400 générations (Fig 4.12b). La cellule élémentaire de cet absorbeur est composée d'une particule d'argent de 39 nm de rayon et d'une particule d'or de 77 nm de rayon. Notons que la particule d'or est située presque au dessus de la particule d'argent, les deux particules étant respectivement situées à 120 nm et 242 nm de la surface. Nous verrons plus loin que cette configuration géométrique est favorable à l'absorption de la lumière dans le domaine visible. Les spectres d'absorption de cette struc-

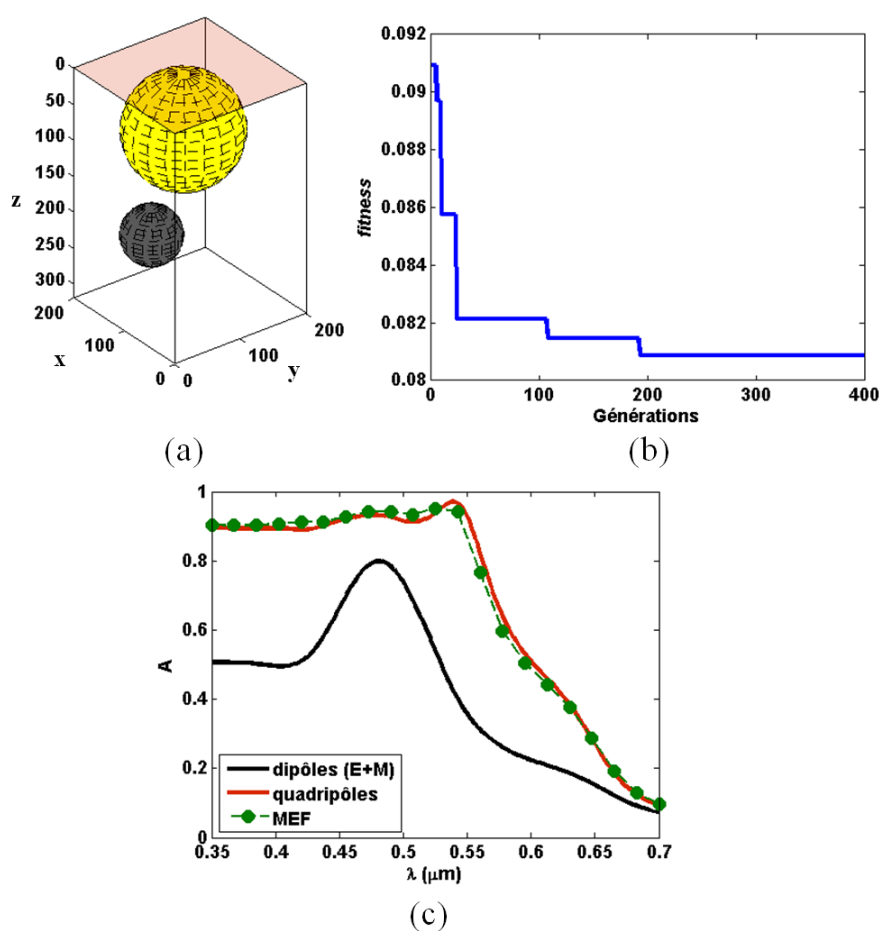


FIGURE 4.12 – (a) Cellule élémentaire d'un absorbeur basé sur un réseau binaire Au/Ag dispersé dans un milieu d'indice $n_m = 1.5$ optimisée par algorithme génétique. Ce milieu est éclairé par sa surface supérieure. Les particules d'or (en jaune) et d'argent (en gris) font respectivement 77 nm et 39 nm de rayon et sont situées respectivement à 120 nm et 242 nm sous l'interface. (b) Évolution de la fonction *fitness* de l'algorithme génétique correspondant à la structure optimisée. (c) Spectre d'absorption dans le visible de la structure optimisée. Le spectre obtenu en représentant chaque particule par un dipôle est tracé en noir et celui obtenu en considérant l'ordre quadripolaire est représenté en rouge. Le calcul exact du spectre de la structure par la méthode des éléments finis est représenté en vert.

ture calculés à partir des ordres multipolaires d'ordre 1 (dipolaire) et d'ordre 2 (quadripolaire) ainsi que le spectre calculé en résolvant les équations de Maxwell à l'aide de la méthode des éléments finis (MEF) sont représentés sur la Fig. 4.12c. Nous voyons que l'approximation dipolaire ne permet pas de reproduire de façon réaliste le spectre d'absorption de ces structures. En effet, la taille et la proximité des deux particules, distantes de 135 nm (19 nm bord à bord) imposent, comme nous l'avons vu dans la section 4.1.2, de tenir compte des interactions multipolaires d'ordres supérieurs. Dans le cas présent, la prise en compte des interactions quadripolaires est suffisante pour reproduire le spectre de la structure. Il n'est pas nécessaire de considérer les ordres multipolaires suivants. Ce spectre atteint des valeurs supérieures à 90 % entre 350 nm et 550 nm, gamme de longueur d'onde où les particules d'argent et d'or sont résonantes. Au-delà de 550 nm, l'absorption diminue pour atteindre une valeur de 10 % à 700 nm.

4.2.2.2 Effets du couplage sur l'absorption

Nous examinons ici l'effet des interactions entre les particules d'or et d'argent sur les pertes électromagnétiques dans chaque particule, et, de facto, sur le spectre d'absorption de la structure. Pour cela, regardons tout d'abord le spectre associé à deux milieux généralisés, dont les

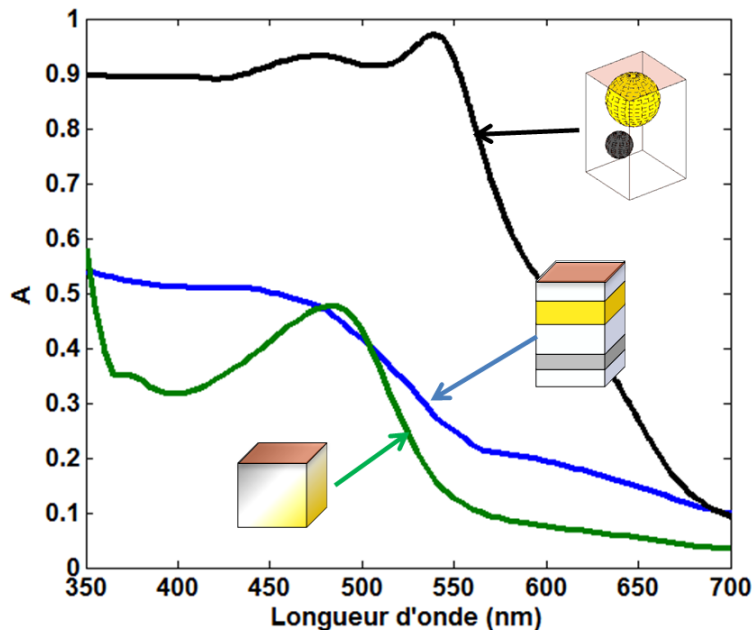


FIGURE 4.13 – Spectre d'absorption du réseau binaire Au/Ag optimisé (noir), d'un système de deux couches d'or et d'argent dont les épaisseurs sont liées à la fraction volumique des particules dans le réseau binaire optimisé (bleu) et d'un milieu homogène dont la permittivité provient du modèle de Maxwell-Garnett (vert).

propriétés sont issues du réseau binaire optimisé (Fig. 4.13). Le premier milieu est un système de deux couches d'or et d'argent dont les épaisseurs dépendent de la fraction volumique des particules dans le réseau binaire et qui sont situées à l'emplacement des particules. Le second milieu est un milieu homogène dont la permittivité est tirée du modèle de Maxwell-Garnett [Ruppin, 2000]. On constate d'une part que l'absorption dans ces deux milieux est très

inférieure à l'absorption dans le réseau binaire optimisé, et d'autre part que le réseau binaire permet d'élargir la gamme spectrale sur laquelle s'effectue l'absorption. L'utilisation de nanoparticules et les effets coopératifs entre ces particules permettent alors d'exalter l'absorption et d'élargir le spectre d'absorption.

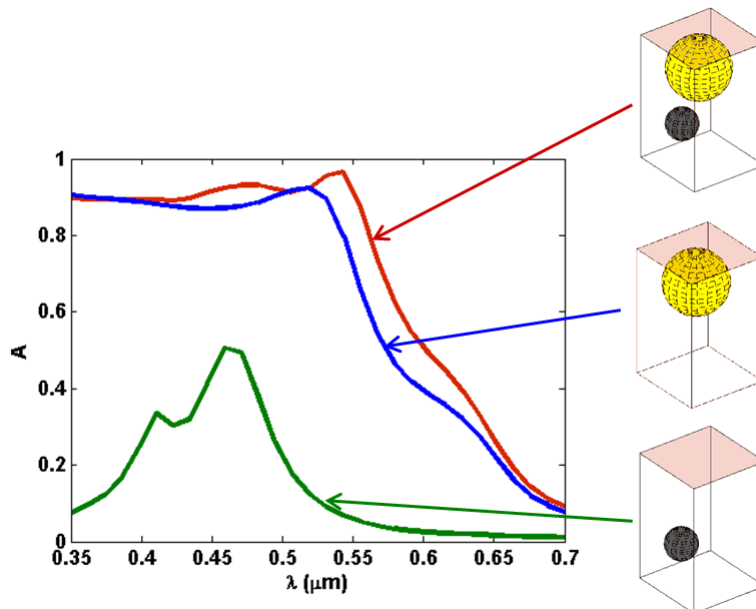


FIGURE 4.14 – Spectre d'absorption du réseau binaire Au/Ag optimisé (rouge), d'un réseau de particule d'or (bleu) et d'un réseau de particule d'argent (vert). Les paramètres géométriques et la taille des particules dans les réseaux à une particule sont identiques à ceux de la structure binaire optimisée.

Regardons maintenant le spectre associé aux structures issues de la structure optimisée en supprimant les particules d'or ou d'argent (Fig 4.14). On constate tout d'abord que le spectre associé au réseau de la particule d'or est voisin de celui du réseau binaire optimal. En revanche, le spectre d'absorption du réseau d'argent est radicalement différent du spectre optimal, sa forme étant d'ailleurs assez voisine de celle des particules d'argent isolées (Fig 4.11). La comparaison des spectres représentés sur la Fig. 4.14 montre clairement que l'augmentation de l'absorption au-delà de 550 nm ne peut s'expliquer que par un mécanisme de couplage entre les particules d'or et d'argent. Pour quantifier cet effet, nous avons calculé les sections efficaces d'absorption des particules du réseau binaire optimal normalisées par les sections efficaces de ces mêmes particules placées dans des réseaux de particules d'or et d'argent seules. Les résultats montrent clairement (Fig.4.15) que la présence des particules d'argent exalte les pertes électromagnétiques dans les particules d'or. Cette exaltation atteint 30 % à 550 nm. À l'inverse, à la même longueur d'onde, la présence des particules d'or inhibe les pertes dans les particules d'argent. Cependant, cet effet ne dessert pas les performances de l'absorbeur car les pertes dans la structure binaire sont très majoritairement dues aux particules d'or (Fig. 4.15a).

Cette exaltation des pertes par effet coopératif a ensuite été étudiée en calculant directement les pertes électromagnétiques $P = \text{Im} [\epsilon_p] |E|^2$ dans le réseau binaire et en les comparant aux pertes dans les réseaux de particules d'or et d'argent seules. Ces résultats sont regroupés sur

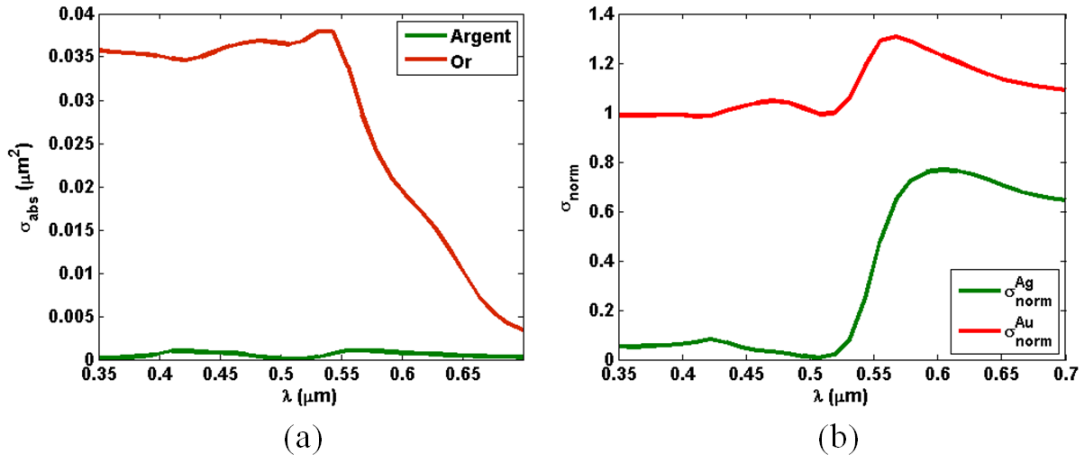


FIGURE 4.15 – (a) Section efficace d’absorption des particules d’or et d’argent de la structure optimisée. (b) Sections efficaces des particules d’or et d’argent de la structure binaire normalisée par les sections efficaces d’absorption dans de simple réseaux d’or ou d’argent.

la Fig. 4.16 pour différentes longueurs d’onde. A $\lambda = 350 \text{ nm}$ (Figs. 4.16a et b), nous voyons une très légère augmentation des pertes dans les particules d’or due à la présence des particules d’argent. Cependant, cet effet est compensé par la diminution des pertes dans l’argent (Fig. 4.16b). A cette longueur d’onde c’est donc pratiquement les particules d’or qui sont seules responsables de l’absorption dans le réseau. A $\lambda = 550 \text{ nm}$ (Figs. 4.16c et d), longueur d’onde de résonance de l’or, nous voyons sur la Fig. 4.16d une augmentation importante des pertes dans les particules d’or, notamment dans la région proche des particules d’argent. A cette longueur d’onde, la présence des particules d’argent permet d’augmenter très fortement les pertes dans les particules d’or. Enfin, à $\lambda = 650 \text{ nm}$ (Figs. 4.16e et f), nous voyons que c’est dans les particules d’argent que les pertes sont augmentées. Cependant, comme nous l’avons dit plus haut, les pertes dans les particules d’argent étant très faibles, cette exaltation ne joue pas un rôle majeur dans l’augmentation de l’absorption de la structure.

4.2.2.3 Adaptation à un absorbeurs pseudo-périodique

Nous avons vu que les effets coopératifs entre les particules de la cellule élémentaire permettent d’augmenter de façon importante l’absorption de la structure à certaines longueurs d’onde dans le domaine du visible. Afin de s’assurer de la possibilité de réaliser expérimentalement ces absorbeurs, nous avons étudié l’effet de la perturbation de la position des particules sur le spectre d’absorption de la structure. Pour cela, nous construisons des super-cellules en combinant des cellules élémentaires comme indiqué sur la Fig. 4.17. Puis nous perturbons aléatoirement la position des particules de cette super-cellule (les déplaçant dans toutes les directions d’une distance pouvant aller de 1 nm à 20 nm). On construit alors à partir de cette cellule un réseau périodique, la structure complète devenant une structure pseudo-périodique. La construction de réseaux pseudo-périodiques est répétée pour une centaine de perturbations différentes et les spectres d’absorption de toutes ces réalisations sont calculés. Les résultats de ces calculs sont représentés sur la Fig. 4.18. Ils montrent que globalement le spectre d’absorp-

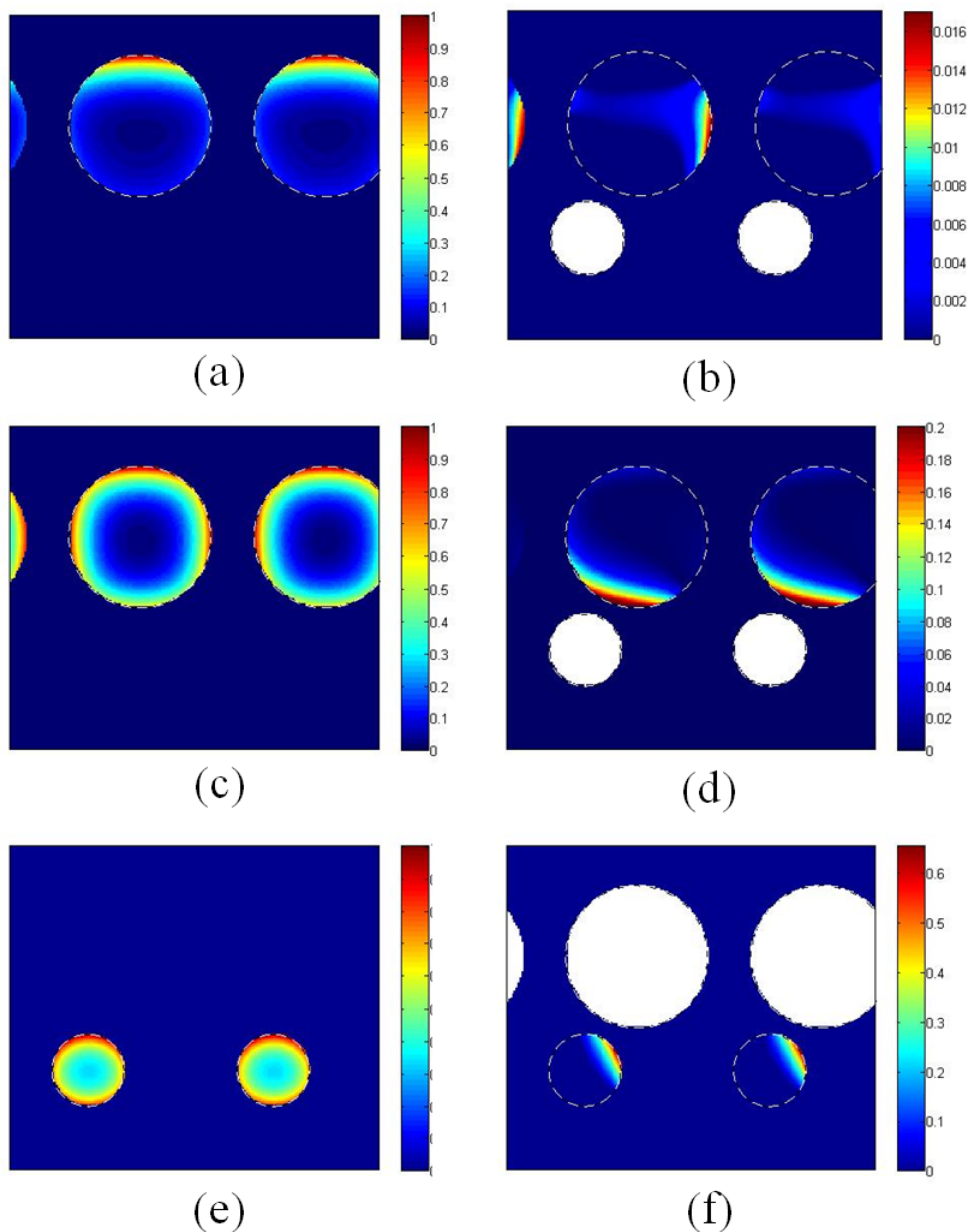


FIGURE 4.16 – (a) Pertes locales $P = \text{Im} [\varepsilon_p] |\mathbf{E}|^2$ à $\lambda = 350$ nm dans le réseau de particules d'or avec les mêmes paramètres géométriques que la structure binaire optimisée. Les pertes sont normalisées par les pertes maximales. (b) Différence $\text{Im} [\varepsilon_p] (|E_{opti}|^2 - |E_{Au}|^2)$ entre les pertes dans les particules d'or dans le réseau binaire Au/Ag optimisé et les particules d'or dans un réseau de particule d'or uniquement. Les pertes dans les particules d'argent ne sont pas représentées ici (zones blanches). De la même façon, (c) et (d) montrent les pertes dans les particules d'or à $\lambda = 550$ nm, et (e) et (f) montrent les pertes dans les particules d'argent à $\lambda = 650$ nm.

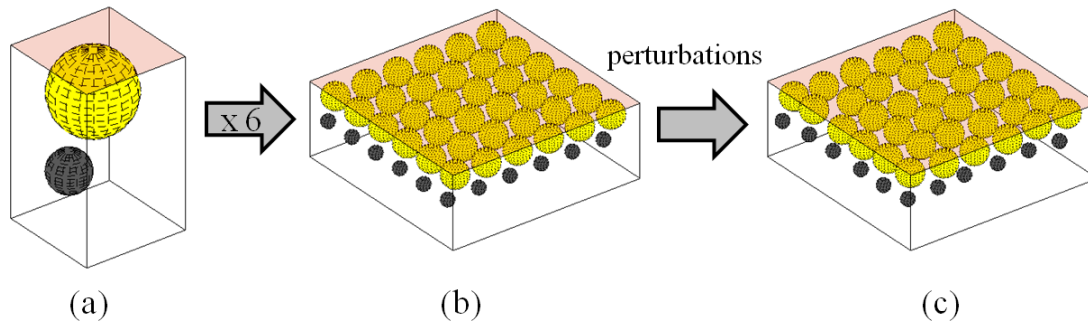


FIGURE 4.17 – Construction d’un réseau binaire pseudo-périodique à partir d’une cellule élémentaire (a). La super-cellule (b) est obtenue en reproduisant la cellule élémentaire de façon périodique (ici, 6×6 cellules élémentaires sont utilisées). Enfin, (c) la position des particules est perturbée par un champ de déplacement aléatoire.

tion de la structure optimale est peu sensible à la présence du désordre. L’écart quadratique $\xi = \left[\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} (A_{pert}(\lambda) - A_{opti}(\lambda))^2 \right]^{\frac{1}{2}}$ entre le spectre optimal et le spectre des différentes structures désordonnées montre que quelque soit la réalisation utilisée pour construire la structure pseudo-périodique, le désordre n’affecte que très peu le spectre d’absorption. Le spectre associé à la réalisation qui conduit à l’erreur la plus grande présente cependant un écart important avec le spectre de la structure optimale au-delà de 600 nm, ce dernier étant d’ailleurs plus faible à cette longueur d’onde.

4.3 Conclusion et perspectives

Nous avons présenté ici une méthode d’optimisation par algorithme génétique d’absorbants à base de réseau de nanoparticules. Cette méthode a permis de mettre en évidence des effets électromagnétiques intéressants : les effets coopératifs induits par le comportement collectif de nanoparticules regroupées en réseaux. Nous avons également montré que ces effets pouvaient exalter ou inhiber les pertes électromagnétiques dans les particules en interactions. L’optimisation de ces mécanismes d’interactions a permis de concevoir des absorbants relativement performants dans le visible. Au-delà de cette application, ces effets devraient être également utiles dans le domaine de l’extraction de la lumière, et plus généralement dans les problèmes de diffusion où ces effets coopératifs pourraient être mis à profit pour maximiser ou minimiser les puissances diffusées. D’un point de vue technique, le calcul des pertes a été effectué en intégrant les contributions multipolaires, ce qui a permis de considérer des particules de grande taille, mais également de pouvoir inclure des interactions à courtes distances entre nanoparticules. Cependant, la prise en compte des ordres de degré élevé augmente singulièrement les temps de calcul, ce qui ne nous a pas permis de pousser plus en avant les investigations sur le sujet.

L’optimisation d’absorbants pour le solaire concentré nécessiterait d’élargir le spectre dans l’infrarouge, mais également d’étudier les absorptivités directionnelle de la structure. En outre, un challenge important consiste à prendre en considération la présence de pertes éventuelles

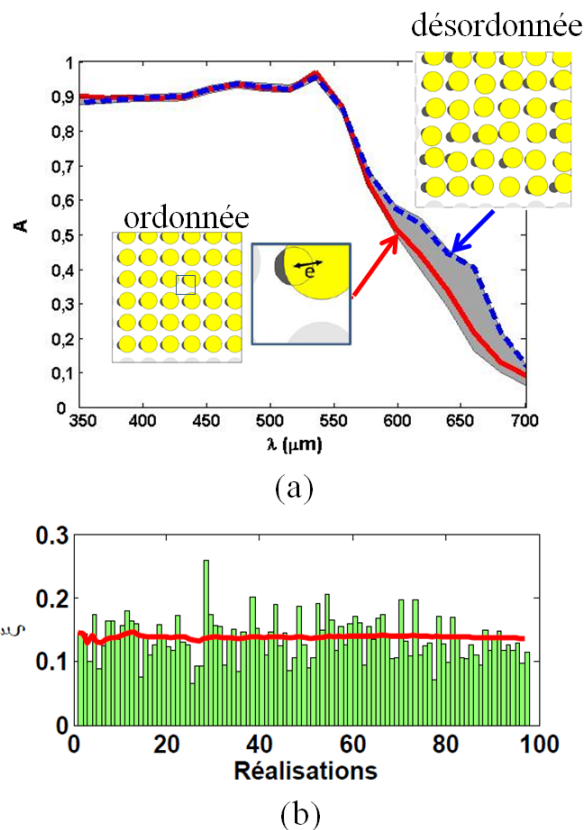


FIGURE 4.18 – (a) Effet du désordre sur le spectre d’absorption, en incidence normale, sur la structure binaire optimisée. Les positions des particules sont aléatoirement perturbées par un champ de déplacement pouvant atteindre 20 nm au maximum. La courbe rouge correspond au spectre d’absorption de la structure optimisée ordonnée, en polarisation p , et la courbe bleue pointillée correspond à la structure la plus perturbée. (b) Erreur quadratique sur l’ensemble du spectre visible entre les différentes réalisations de structures perturbées pseudo-périodiques et la structure optimisée. L’erreur moyenne est tracée en rouge.

dans le milieu hôte.

Toutefois, cette étude préliminaire a mis en évidence des effets physiques intéressants et a d’ores et déjà permis d’obtenir des résultats prometteurs, y compris avec des structures désordonnées.

Conclusions et perspectives

Les travaux effectués au cours de cette thèse ont permis la conception d'absorbeurs solaires haute performance destinés à être utilisés dans les centrales solaires thermiques à tour.

Dans la première partie de ce mémoire, nous avons conçu des absorbeurs apériodiques multicouches à large bande. L'utilisation combinée de la méthode des matrices de diffusion et d'un algorithme génétique nous a permis de designer des structures multicouches à rendement théorique supérieur à 80 % pour des régimes de fonctionnement à haute température (1300 K). La fabrication et la caractérisation par spectrométrie de ces structures ont mis en évidence une difficulté majeure pour l'optimisation de structures multicouches à base de couches minces : la méconnaissance des propriétés optiques de ces couches minces, notamment dans l'infrarouge, domaine spectral où à lieu le "*radiative cooling*" de la structure. Cependant, nous avons montré qu'à forte concentration, les pertes d'énergies par "*radiative cooling*" jouent un rôle mineur, de sorte que cette méconnaissance n'est pas dommageable. En revanche, à faible concentration, ce problème nécessite une attention particulière. Des simulations par calcul *ab initio* des propriétés optiques des couches minces permettraient de disposer de données fiables pour l'optimisation des absorbeurs. Par ailleurs, l'absence de donnée sur la dépendance en température des propriétés optiques des matériaux constitue une seconde limite pour la conception optimale d'absorbeurs pour le solaire concentré. La mesure de ces propriétés optiques à haute température ($T > 1000$ K) constitue toujours aujourd'hui un challenge. Enfin, l'étude de la physico-chimie des interfaces est sans doute le plus important défi auquel il faudra faire face pour concevoir des absorbeurs à haute température.

Dans la seconde partie de ce travail, nous avons étudié les mécanismes d'interactions électromagnétiques dans des réseaux de nanoparticules métalliques. Nous avons montré, d'abord dans l'approximation dipolaire, puis en tenant compte des contributions des ordres supérieurs (multipôles), que ces réseaux étaient le siège de mécanismes d'interactions coopératifs capables d'exalter significativement l'absorption de la lumière. Nous avons également montré que le couplage des dipôles magnétiques ainsi que les couplages entre les dipôles électriques et magnétiques peuvent jouer un rôle important dans les pertes dans ces réseaux. Ces résultats ont été mis à profit pour concevoir des absorbeurs dans le visible à partir de réseaux binaires de nanoparticules d'or et d'argent dispersées dans un milieu hôte transparent. L'optimisation des effets coopératifs dans ces réseaux a permis de concevoir des absorbeurs de bonne qualité. Cependant, les spectres de ces structures présentent une faible absorption dans le rouge, les résonances des particules d'argent et d'or étant trop éloignées de cette région. Pour améliorer l'absorption des structures sur l'ensemble du spectre visible, de nouvelles particules à fré-

quence de résonance plus faible peuvent être utilisées. Les interactions collectives dans les structures plasmoniques et leur optimisation ouvrent de nombreuses perspectives bien au delà de la conception d'absorbeurs. En vertu du principe de réciprocité, les mécanismes d'interactions coopératifs entre des nanostructures plasmoniques pourraient être exploités dans les technologies d'extraction de la lumière, mais également pour augmenter le piégeage de la lumière dans les cellules photovoltaïques. De nombreuses questions sont cependant ouvertes. Parmi celles-ci, la question des limites fondamentales associées à ces effets coopératifs (section efficace maximale d'une particule dans un réseau, ...), celle du rôle du désordre et de la complexité du milieu sur ces interactions sont posées.

Annexe A

Calcul des coefficients F_e et F_a présents dans les expressions des flux absorbés et émis par un absorbeur parfait

Dans le chapitre 2, nous avons calculé le flux absorbé et le flux émis par un absorbeur parfait et nous avons écrit ces flux en fonction de la constante de Stephan-Boltzmann et de deux coefficients \mathcal{F}_a (pour le flux absorbé) et \mathcal{F}_e (pour le flux émis). On détaille dans cette Annexe le calcul de ces coefficients.

A.1 Flux absorbé

Rappelons tout d'abord l'expression du flux absorbé par un absorbeur parfait, dont la longueur d'onde de coupure est λ_c , éclairé par une source primaire assimilée à un corps noir à la température T_S .

$$\Phi_{abs} = \mathcal{C}\Delta\Omega \int_0^{\lambda_c} L_\lambda^0(T_S) d\lambda, \quad (\text{A.1})$$

où \mathcal{C} désigne le facteur de concentration provenant du système optique situé en amont de l'absorbeur, $\Delta\Omega$ l'angle solide sous lequel est vu la source primaire et L_λ^0 la luminance énergétique donnée par la loi de Planck. En remplaçant L_λ^0 par son expression dans l'équation (A.1), nous obtenons

$$\Phi_{abs} = \mathcal{C}\Delta\Omega \int_0^{\lambda_c} \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{k_B T_S \lambda}} - 1} d\lambda, \quad (\text{A.2})$$

En effectuant le changement de variable

$$X = \frac{hc}{k_B T_S \lambda}$$

où h est la constante de Planck, k_B la constante de Boltzmann et c la vitesse de la lumière dans le vide, il vient

$$\Phi_{abs} = \frac{15}{\pi^5} \mathcal{C}\Delta\Omega T_S^4 \sigma \int_{X_c}^{\infty} \frac{X^3}{e^X - 1} dX, \quad (\text{A.3})$$

où $X_c^a = \frac{hc}{k_B T_S \lambda_c}$ et $\sigma = \frac{2\pi^5 k_B^4}{15h^3 c^2}$ est la constante de Stefan-Boltzmann. En découpant l'expression située au dénominateur dans l'intégrale sous forme d'une série géométrique, le membre de droite de cette expression devient

$$\int_{X_c}^{\infty} \frac{X^3}{e^X - 1} dX = \sum_{n=1}^{\infty} \int_{X_c}^{\infty} X^3 e^{-nX} dX.$$

En intégrant alors cette expression par partie, il vient

$$\int_{X_c}^{\infty} \frac{X^3}{e^X - 1} dX = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-nX_c}}{n^4} (6 + nX_c (6 + nX_c (3 + nX_c))). \quad (\text{A.4})$$

D'après cette expression, le flux absorbé s'écrit

$$\Phi_{abs} = \frac{15C}{\pi^5} \Delta\Omega T_S^4 \sigma F_a, \quad (\text{A.5})$$

où l'on a posé

$$F_a = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-nX_c^a}}{n^4} [6 + 6nX_c^a + 3n^2 (X_c^a)^2 + n^3 (X_c^a)^3]. \quad (\text{A.6})$$

A.2 Flux émis

De la même façon, rappelons l'expression du flux émis par un absorbeur parfait à la température d'équilibre T_{eq}

$$\Phi_{emi} = \pi \int_0^{\lambda_c} L_{\lambda}^0(T_{eq}) d\lambda. \quad (\text{A.7})$$

De façon analogue à ce que a été fait pour le flux absorbé, nous pouvons définir le coefficient F_e

$$F_e = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-nX_c^e}}{n^4} [6 + 6nX_c^e + 3n^2 (X_c^e)^2 + n^3 (X_c^e)^3], \quad (\text{A.8})$$

où $X_c^e = \frac{hc}{k_B T_{eq} \lambda_c}$. Le flux absorbé s'écrit alors

$$\Phi_{emi} = \frac{15}{\pi^4} T_{eq}^4 \sigma F_e. \quad (\text{A.9})$$

A.3 Étude des coefficients F_a et F_e

Nous remarquons d'après les Eqs. (A.6) et (A.8) que les coefficients F_a et F_e ont des expressions similaires. On définit le coefficient F généralisant F_a et F_e

$$F(X) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-n \frac{hc}{k_B X}}}{n^4} \left[6 + 6n \frac{hc}{k_B X} + 3n^2 \left(\frac{hc}{k_B X} \right)^2 + n^3 \left(\frac{hc}{k_B X} \right)^3 \right]. \quad (\text{A.10})$$

Sur la Fig. A.1, on montre pour différentes valeurs de X la convergence de F avec n . On note que cette convergence est très rapide puisque moins de 10 termes sont nécessaires pour at-

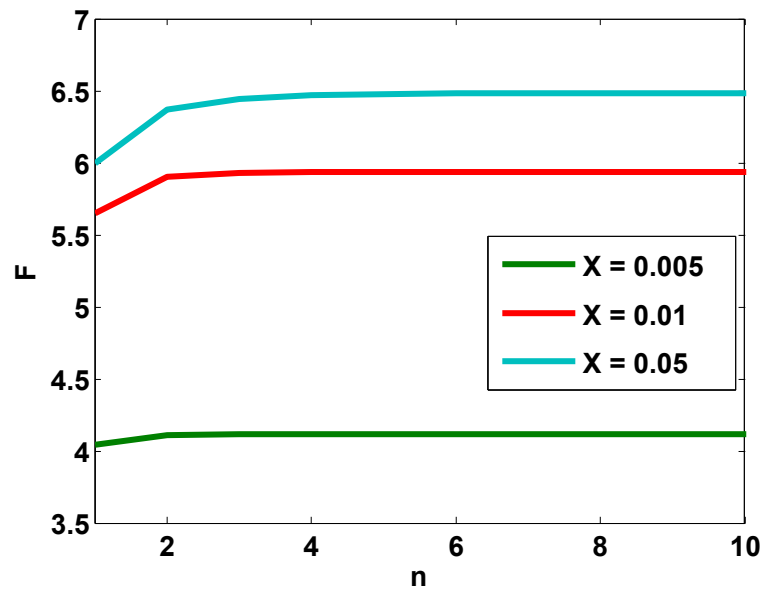


FIGURE A.1 – Convergence du coefficient F en fonction du nombre d'entiers n considéré, pour différentes valeurs de X .

teindre la valeur limite. Notons cependant que ce nombre augmente avec X . L'évolution de F en fonction de X montre (Fig. A.2) que F tend asymptotiquement vers une valeur limite lorsque X augmente.

Dans le cas d'un absorbeur parfait pour le solaire concentré ($C = 1000$), la température de la source est celle du Soleil ($T_S = 5778$ K), tandis que le receveur est à une température d'équilibre $T_{eq} = 1300$ K. La longueur d'onde de coupure d'un tel absorbeur se situe à $\lambda_c = 1784$ nm. Il s'en suit que $X_a = \lambda_c T_S = 0.0103$ et $X_e = \lambda_c T_{eq} = 0.0023$. A ces valeurs correspondent les coefficients $F_a = 5.9751$ et $F_e = 0.8028$, ce qui nous permet de calculer le rendement de cet absorbeur $\eta = \frac{15}{\pi^4} \left[F_a - \frac{\pi}{c\Delta\Omega} \left(\frac{T_{eq}}{T_S} \right)^4 F_e \right] = 0.9035$.

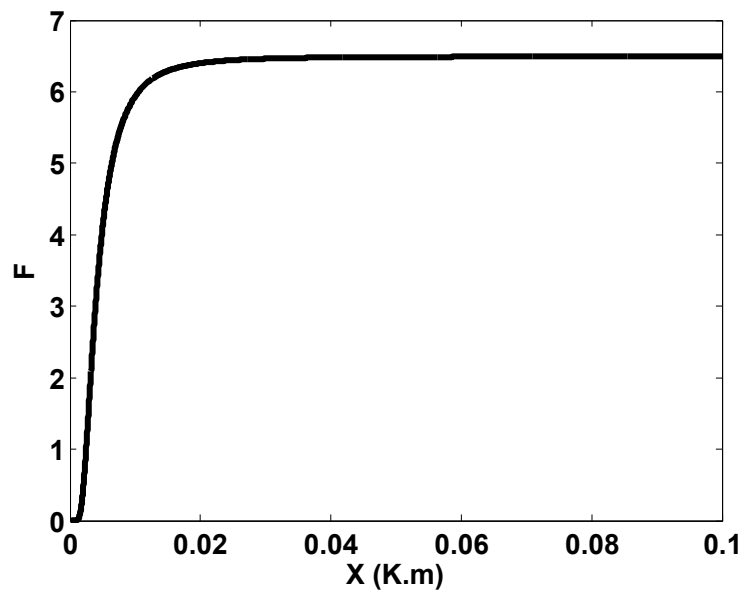


FIGURE A.2 – Coefficient F en fonction de X . Deux comportements distincts apparaissent : une forte croissance pour $X < 0.02$ et un comportement asymptotique après 0.02.

Annexe B

Fabrication d'absorbeurs multicouches par pulvérisation cathodique

Au cours du chapitre 2, nous avons décrit une méthode d'optimisation qui permet de concevoir des absorbeurs solaires multicouches pouvant être utilisés pour des applications solaires thermiques concentrées. Ces absorbeurs ont été fabriqués par la société *Ireis*, située à Saint-Étienne, grâce à une méthode de dépôt de couche mince par PVD (*Physical Vapor Deposition*) appelée pulvérisation cathodique.

B.1 Dépôt de couches minces par pulvérisation cathodique

B.1.1 Principe de base

Très utilisée pour des applications optiques [Lanxner et Elgat, 1990, Nishide et Mizukami, 1995] ou mécaniques [Hagen *et al.*, 2009, Ehiasarian *et al.*, 2004], la pulvérisation cathodique est une méthode de dépôt de couches minces permettant de gérer précisément la croissance des couches. Dans le procédé de pulvérisation cathodique, le substrat est situé sur une anode, tan-

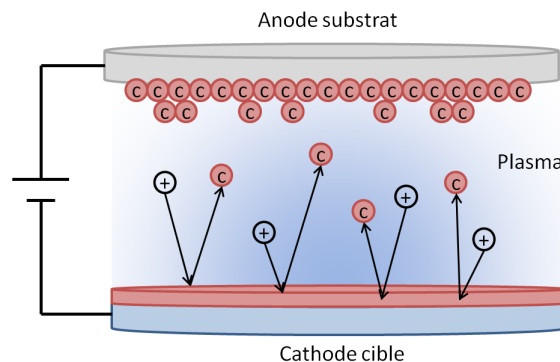


FIGURE B.1 – Principe de fonctionnement de la pulvérisation cathodique. Le substrat est situé sur l'anode tandis que le matériau à déposer (cible) est situé sur la cathode. Un gaz neutre est introduit entre les deux électrodes, et permet, grâce à l'application d'une différence de potentiel, de créer un plasma. Les ions positifs du plasma sont attirés vers la cathode et l'impact sur la cible éjecte des atomes du matériau de la cible qui se fixent sur le substrat.

dis que le matériau à déposer, que l'on appelle la *cible*, est situé sur un cathode (Figure B.1). Le procédé doit s'effectuer sous vide ou sous atmosphère raréfiée (sans oxygène). Un gaz neutre, généralement de l'argon est introduit dans le bâti de pulvérisation. L'application d'une différence de potentiel entre l'anode et la cathode conduit à créer un plasma qui va ioniser les atomes d'argon pour créer des ions Ar^+ . Ces ions sont alors attirés par la cathode et viennent percuter la surface de la cible, libérant ainsi l'énergie qu'ils ont emmagasinée au cours de leur accélération. L'impact d'un ion sur la cible peut avoir plusieurs conséquences : l'ion peut être réfléchi et neutralisé par transfert de charge, il peut être implanté en profondeur dans la cible, entraîner l'émission d'un électron ou l'éjection d'un atome de la surface. Cet atome éjecté possède alors une énergie suffisante pour lui permettre d'atteindre le substrat et de s'y fixer. En contrôlant la pression dans la chambre de pulvérisation, c'est-à-dire la quantité de gaz neutre injecté et la vitesse de pompage, ainsi que la différence de potentiel, il est possible de contrôler la croissance des couches, permettant ainsi une croissance épitaxiale ou plus amorphe, avec une porosité plus ou moins importante. En ajoutant un gaz réactif (oxygène, azote, ...) au flux d'argon, il est aussi possible de créer des matériaux nécessitant plus d'une espèce chimique (oxyde, nitrure, ...). La difficulté d'un tel procédé réside alors dans l'énergie à donner aux atomes éjectés de la cible. En effet, si l'atome est trop énergétique, il risque de traverser la couche de gaz sans se lier au réactif, et de se fixer sur le substrat, tandis que si l'atome n'est pas assez énergétique, il va alors voir les atomes du gaz réactif, mais sa faible énergie ne lui permettra pas d'atteindre le substrat.

B.1.2 Pulvérisation magnétron

Afin d'améliorer la qualité des dépôts effectués par le procédé de pulvérisation cathodique, des aimants créant de forts champs électrique et magnétique, que l'on appelle des magnétrons, sont associés à la cathode. En plaçant ces aimants proche de la cible, les champs générés vont piéger les électrons près de la surface de la cible, augmentant ainsi le nombre de collisions avec les éléments neutres du gaz, et générant alors un surplus d'ions. Ce surplus va permettre soit d'accélérer le processus de déposition en augmentant le nombre de collisions d'ions avec la surface, et donc d'éjections d'atomes de la cible, soit de diminuer la pression du gaz neutre dans la chambre en conservant la même vitesse de déposition. Cette baisse de pression permet de contrôler plus efficacement la croissance des couches en ayant une marge de manœuvre plus importante sur la différence de potentiel appliquée, et donc l'énergie apportée aux atomes. L'ajout de magnétrons permet alors d'obtenir des dépôts qui seront, par exemple, moins poreux, augmentant ainsi la qualité générale des matériaux déposés.

B.2 Bâti de dépôt

Le bâti de dépôt TSD 700 utilisé par Ireis est équipé de plusieurs sources plasma, indiquant qu'il est possible de déposer plusieurs matériaux sans avoir à ouvrir la chambre (Figure B.2). Le substrat est situé sur un porte substrat rotatif, situé au centre du bâti, permettant de se déplacer devant toutes les cibles. Ces cibles sont protégées par un cache permettant d'éviter la contami-

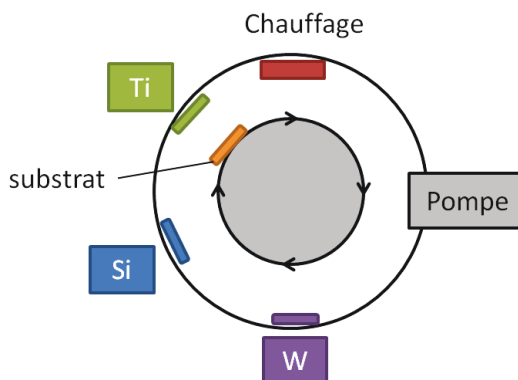


FIGURE B.2 – Schéma de l'équipement TSD 700 utilisé par Ireis pour le dépôt des absorbeurs multicouches. Les trois cibles Ti, Si et W sont fixes tandis que le substrat est fixé placé sur un porte-substrat rotatif.

nation du substrat par un matériau au cours du nettoyage des cibles, ainsi que la contamination d'une cible par des matériaux provenant d'une autre. Les absorbeurs que nous avons conçus sont composés de trois matériaux : du tungstène (W), du nitrure de silicium (Si_3N_4) ainsi que du dioxyde de titane (TiO_2). Le tungstène est déposé en pulvérisation cathodique classique, tandis que le Si_3N_4 et le TiO_2 sont déposés en pulvérisation magnétron, respectivement en utilisant une cible de silicium et un flux d'azote et une cible de titane et un flux d'oxygène. Nous avons ainsi obtenus des absorbeurs dont l'épaisseur de chaque couche est très proche des épaisseurs obtenues au cours du processus d'optimisation par algorithme génétique (Fig. B.3), et dont les propriétés optiques sont cohérentes avec les résultats des simulations.

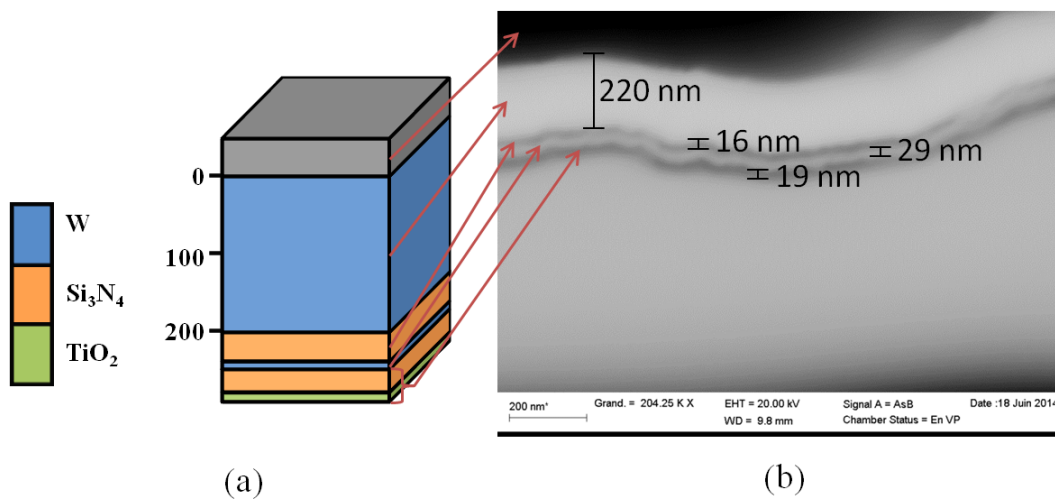


FIGURE B.3 – (a) Structure multicouche déposée par pulvérisation cathodique. Elle est composée d'un substrat de SiC surmonté d'une couche de tungstène de 200 nm, d'une couche de Si_3N_4 de 36 nm, d'une couche de tungstène de 10 nm et de deux couches de Si_3N_4 et de TiO_2 de 25 nm et 16 nm respectivement. (b) Image MEB de la structure décrite en (a) et fabriquée par pulvérisation cathodique. Les couches supérieures de Si_3N_4 et de TiO_2 ne sont pas discernables. Des écarts dans les épaisseurs sont visibles entre la structure prédite et la structure fabriquée. Ces écarts peuvent provenir de la fabrication et d'erreurs dans la mesure, l'imagerie MEB de couches aussi fines étant peu précise.

Annexe C

Mesures de l'absorptivité et de l'indice de réfraction par spectroscopie

Afin de comprendre le fonctionnement des absorbeurs solaires conçus dans le chapitre 2 grâce à l'optimisation par algorithme génétique, puis fabriqués par PVD (cf. Annexe B), il est important de pouvoir évaluer leur performance, c'est-à-dire leur capacité à absorber le rayonnement incident tout en limitant les pertes par rayonnement dans l'infrarouge. Le moyen le plus simple consiste à mesurer l'absorptivité monochromatique de ces absorbeurs sur toute la gamme de longueur d'onde. Nous avons utilisé deux instruments différents pour effectuer ces mesures. Le premier est un spectrophotomètre Perkin-Elmer Lambda 950, auquel nous avons associé une sphère intégrante revêtue de Spectralon¹. Ce spectrophotomètre permet d'effectuer des mesures de réflectivité et de transmittivité dans les gammes de longueur d'onde du visible et du proche infra-rouge, de 250 nm à 2500 nm. Le second instrument utilisé est un spectromètre à transformée de Fourier Bruker Vertex 70, associé à une sphère intégrante revêtue d'or, permettant d'effectuer les mesures de réflexion et de transmission dans le proche et le moyen infrarouge, dans notre cas entre 1000 nm et 4000 nm.

Dans la seconde partie de cette Annexe, on explique la méthode utilisée pour parvenir aux indices de réfraction des matériaux à partir de mesures de réflectivité et de transmittivité

C.1 Mesures d'absorptivité par spectrophotométrie

Les mesures de réflexion et de transmission dans le visible sont effectués sur un spectrophotomètre UV-Vis-NIR Perkin-Elmer Lambda 950. Les données de réflexion et de transmission sont obtenues simplement en comparant le signal produit sur le détecteur par la source en l'absence de l'échantillon avec le signal obtenu en présence de l'échantillon. La réflexion (resp. la transmission) est alors le rapport de ces deux signaux, indiquant quel part du rayonnement provenant de la source est réfléchi (resp. transmis) par l'échantillon à chaque longueur d'onde.

1. Le Spectralon est un fluoropolymère produit par la société Labsphere. Il possède la plus grande réflexion diffuse dans les gammes de longueurs d'onde allant de l'ultraviolet au proche infrarouge [Jackson *et al.*, 1992]. Cette réflexion importante le rend particulièrement adapté pour le revêtement de sphère intégrante.

Le spectrophotomètre Perkin-Elmer Lambda 950 que nous utilisons pour les mesures d'absorptivité dans le visible et le proche infrarouge utilise une lampe tungstène comme source pour le visible et le proche infrarouge. Il utilise deux détecteurs, le premier, pour le visible, est un photomultiplicateur, tandis que le second, utilisé dans le proche infrarouge, est un détecteur au sulfure de plomb (PbS). Nous lui associons une sphère intégrante Perkin-Elmer de 150 mm de diamètre, revêtue de Spectralon. Cette sphère, décrite dans la Figure C.1, permet de tenir compte du rayonnement réfléchi spéculaire, mais aussi du rayonnement diffus. En effet, le haut coefficient de réflexion du Spectralon permet au rayonnement diffus d'effectuer de nombreuses réflexions sur les parois de la sphère avant d'atteindre le détecteur, tout en conservant son intensité.

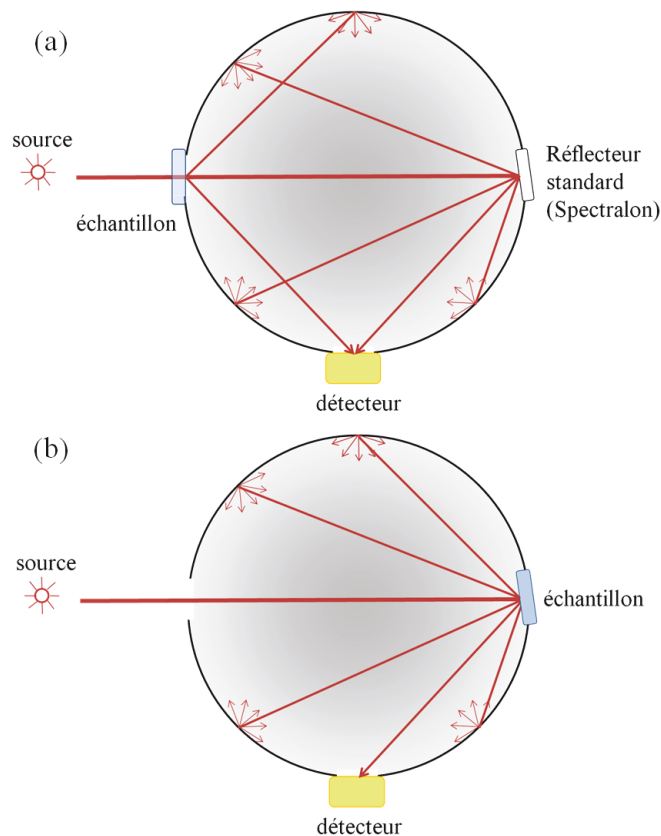


FIGURE C.1 – (a) Mesure de transmittivité d'un échantillon avec une sphère intégrante. L'échantillon est placé à l'entrée de la sphère, sur le chemin du rayonnement provenant de la source. A l'intérieur de la sphère, le rayonnement transmis effectue des réflexions multiples sur les parois de la sphère avant d'atteindre le détecteur. (b) Mesure de réflectivité d'un échantillon avec une sphère intégrante. L'échantillon est placé à l'intérieur de la sphère et le rayonnement incident sur cet échantillon est soit réfléchi directement sur le détecteur, soit réfléchi sur les parois de la sphère qui vont le diriger vers le détecteur.

L'avantage majeur de la sphère intégrante réside donc dans sa capacité à mesurer non seulement le rayonnement spéculaire, mais aussi le rayonnement diffus. Cette propriété nous permet de mesurer la réflexion totale, ou la transmission totale, d'un échantillon qui ne sera pas parfaitement plan, ce qui est le cas des absorbeurs multicouches fabriqués, dont le substrat de carbure de silicium est très rugueux. Afin de mesurer la réflectivité et la transmittivité des ab-

sorbeurs multicouches dans le visible et le proche infrarouge, nous commençons par mesurer le rayonnement de référence dans toute la gamme de longueurs d'onde, c'est-à-dire le rayonnement arrivant sur le détecteur en l'absence de l'échantillon, remplacé par du Spectralon. Puis, nous effectuons une mesure de réflectivité en plaçant l'échantillon dans la sphère et une mesure de transmittivité en plaçant l'échantillon à l'entrée de la sphère, sur le chemin du faisceau provenant de la source. Une fois la réflectivité et la transmittivité mesurées, nous pouvons en déduire l'absorptivité de l'absorbeur grâce à la relation $A = 1 - R - T$.

C.2 Mesures d'absorptivité par spectrométrie à transformée de Fourier

La spectrométrie à transformée de Fourier est une méthode de mesure du spectre de réflexion ou de transmission d'un échantillon qui, contrairement à la spectrophotométrie UV-Vis-NIR, n'utilise plus une source de lumière monochromatique, mais un faisceau combinant plusieurs fréquences, choisies par un interféromètre de Michelson (Figure C.2).

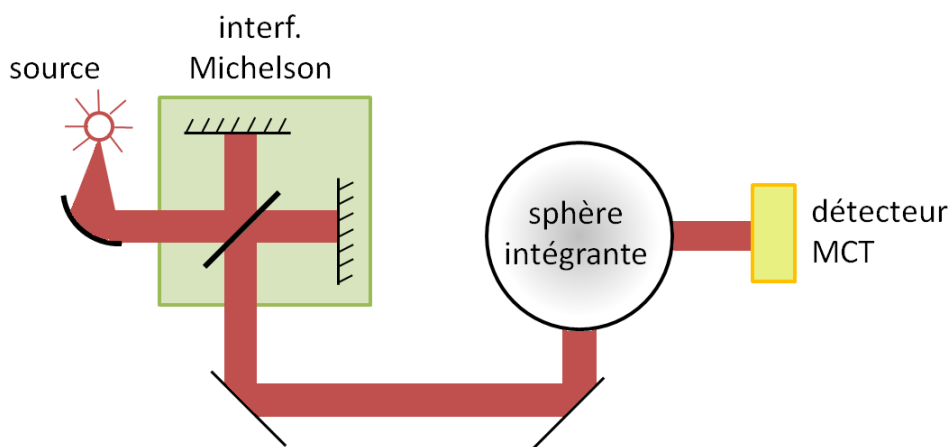


FIGURE C.2 – Schéma d'un spectromètre à transformée de Fourier. Le faisceau est émis par la source, passe dans un interféromètre de Michelson pour sélectionner plusieurs fréquences, puis il est dirigé vers la sphère intégrante dans laquelle est placé l'échantillon. Le faisceau réfléchi ou transmis par l'échantillon est détecté par un détecteur MCT.

Le spectre obtenu par cette méthode ne correspond pas au spectre de réflexion ou de transmission de l'échantillon. En effet, le passage dans l'interféromètre de Michelson entraîne la transformation du rayonnement provenant de la source en un interférogramme dépendant des positions des miroirs de l'interféromètre. Ce signal rencontre ensuite l'échantillon qui va réfléchir ou transmettre seulement une partie du signal, selon la longueur d'onde, et donc la position des miroirs. Ce signal est ensuite mesuré par le détecteur. Il est alors nécessaire d'effectuer une transformée de Fourier sur l'interférogramme mesuré afin d'obtenir le spectre de réflexion ou de transmission de l'échantillon. Pour effectuer les mesures d'absorptivité dans l'infrarouge, nous utilisons un spectromètre à transformée de Fourier Bruker Vertex 70, utilisant une lampe au tungstène comme source de rayonnement dans l'infrarouge, et un détecteur MCT, basé sur un alliage de tellure de mercure et de tellure de cadmium. Nous associons à

ce spectromètre une sphère intégrante possédant un revêtement en or qui possède une bonne réflexion dans l'infrarouge et qui est donc bien adaptée pour notre usage. Les mesures de réflectivité ou de transmittivité se déroulent en deux étapes. La première consiste à mesurer le signal de référence, correspondant au signal émis directement par la source, en l'absence de l'échantillon. La deuxième étape est la mesure de réflexion ou de transmission, au cours de laquelle le signal reçu par le détecteur correspond à la réflexion dans le demi-espace supérieur ou la transmission dans le demi-espace inférieur de l'échantillon. En faisant le rapport des ces deux signaux, nous obtenons la réflectivité et la transmittivité de l'échantillon, nous permettant à nouveau de calculer l'absorptivité grâce à la relation $A = 1 - R - T$.

C.3 Mesures d'indices de réfraction d'un matériau déposé en couche mince

Les propriétés optiques des matériaux dépendent fortement de leur propriétés physiques. Un même matériau, déposé en couche mince en utilisant deux technologies de fabrication différentes, ne possédera pas un indice de réfraction similaire. Il est alors nécessaire, une fois le processus de fabrication standardisé, de mesurer les propriétés optiques de nos matériaux. Pour mesurer les propriétés des matériaux que nous avons déposés en couches minces, nous

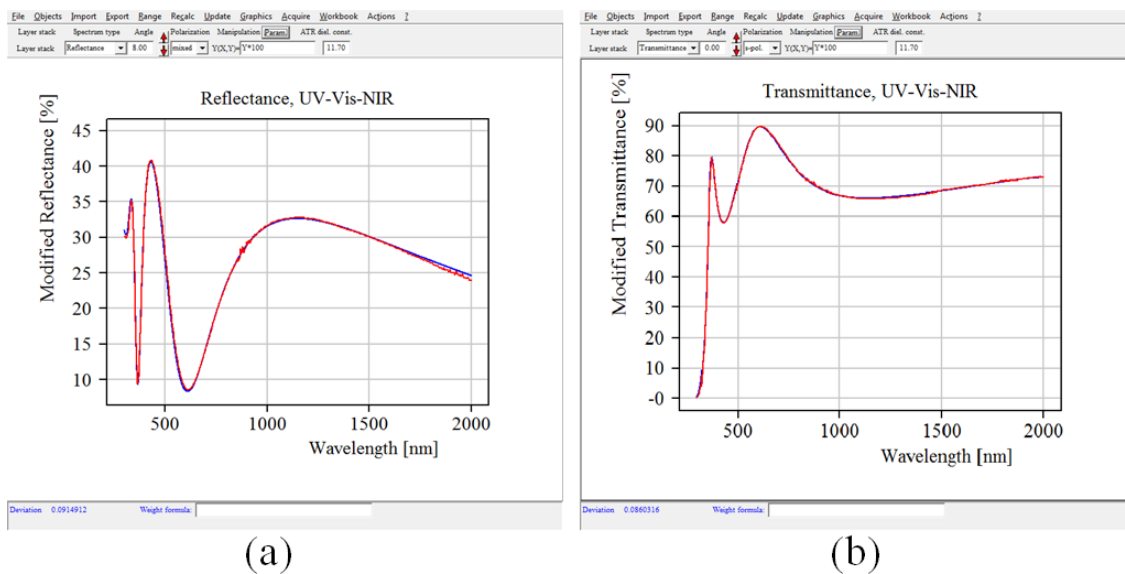


FIGURE C.3 – Captures d'écran du logiciel SCOUT. Les spectres de (a) réflexion et (b) transmission des mesures sont tracés en rouge, tandis que les courbes bleues correspondent à la réflexion et à la transmission calculées en utilisant le modèle optique créé. (Ici, la matériau étudiée est le TiO_2)

utilisons une méthode basée sur des mesures de réflexion et de transmission de ces couches minces. Ces mesures de réflexion et de transmission, effectuées sous un angle connu, sont insérées dans le logiciel SCOUT [W.Theis Hard- and Software, 2012], qui est un logiciel de simulation et d'analyse de spectres optiques. Nous définissons dans ce logiciel un nouveau modèle optique correspondant au matériau. Ce modèle est constitué d'un ou plusieurs modèles de sus-

ceptibilité lui permettant d'être adapté pour couvrir toute la gamme de longueur d'onde. Une optimisation effectuée par SCOUT sur les différents paramètres de chaque modèle de susceptibilité permet alors de fitter au plus près les mesures de réflexion et de transmission (Fig. C.3). Le modèle optique du matériau ainsi créé permet d'obtenir l'indice de réfraction sur toute la gamme de longueurs d'onde étudiée.

Nous avons effectué les mesures d'indices de réfraction sur les différents matériaux (Si_3N_4 , TiO_2 et W) que nous utilisons au cours de l'optimisation par algorithme génétique d'absorbours multicouches apériodiques. Nous pouvons comparer le résultat de ces mesures avec les propriétés optiques issues du Palik. La Fig. C.4 montre les résultats pour ces trois matériaux. Si, dans le cas du TiO_2 et du Si_3N_4 , les indices de réfraction mesurés et les indices de réfraction

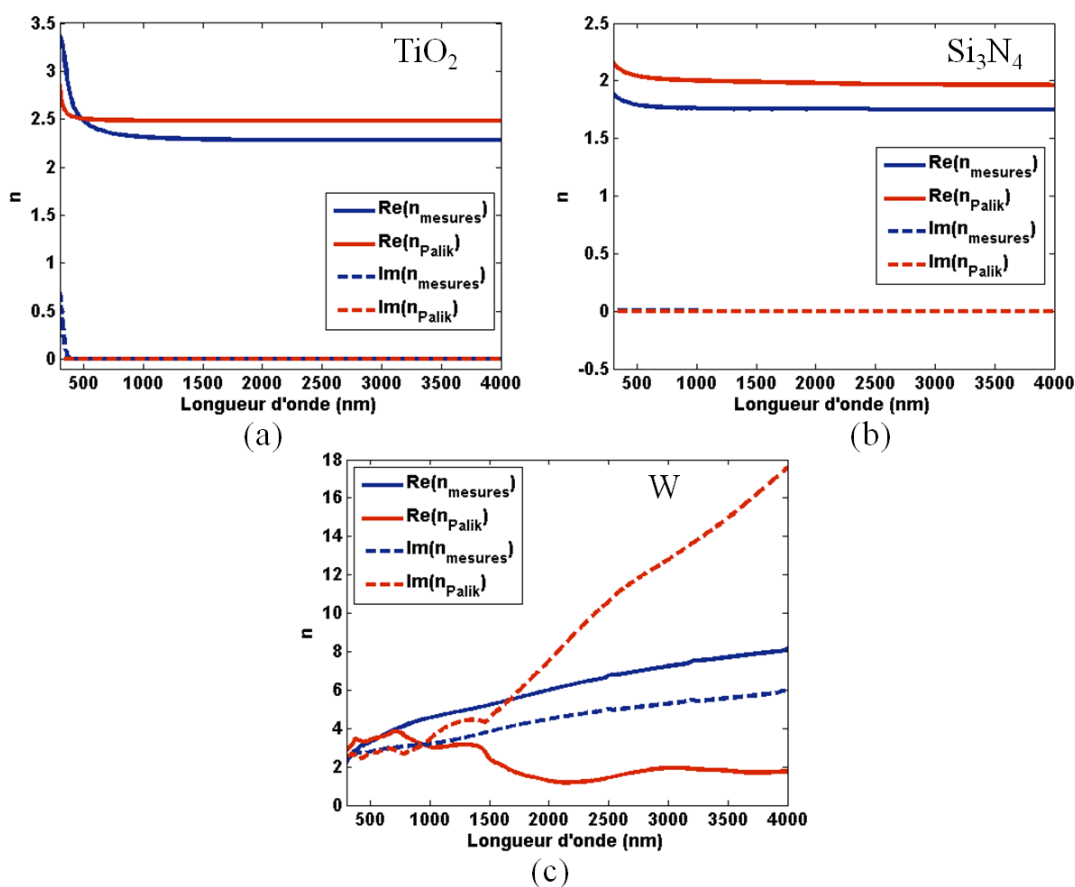


FIGURE C.4 – Parties réelles et parties imaginaires des indices de réfraction mesurés et issus du Palik pour (a) le TiO_2 , (b) le Si_3N_4 et (c) le W . Les mesures et les données du Palik du TiO_2 et du Si_3N_4 sont en bon accord, tandis que les mesures du W diffèrent fortement des données tirées du Palik dans le proche et le moyen infrarouge.

issus du Palik sont en bon accord, nous voyons que les indices du tungstène mesurés sont très différents des indices tirés du Palik, particulièrement dans le proche et le moyen infrarouge. Ce désaccord peut avoir plusieurs origines liées au matériau lui-même. En effet, les données du Palik proviennent de mesures effectuées sur des matériaux possédant certaines propriétés physico-chimiques (matériau massif, densité, cristallographie, ...). Les matériaux déposés par PVD peuvent présenter des propriétés différentes qui entraînent des écarts dans les indices de

réfraction.

Annexe D

Fonction dyadique de Green dans un milieu homogène

Au cours du Chapitre 3, nous avons utilisé la fonction dyadique de Green pour décrire les champs électriques et magnétiques rayonnés par des dipôles. Nous regardons dans cette Annexe l'origine de cette fonction dyadique de Green.

D.1 Champs rayonnés par un dipôle électrique

Pour calculer le champ électrique en un point \mathbf{r} généré par un dipôle situé en \mathbf{r}' , nous introduisons la fonction de Green dyadique qui relie le champ électrique en \mathbf{r} au moment dipolaire électrique $\mathbf{p}(\mathbf{r}')$ du dipôle. D'après les équations de Maxwell, les champs électrique \mathbf{E} et magnétique \mathbf{H} sont reliés par les équations

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0, \quad (\text{D.1})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}) = 0, \quad (\text{D.2})$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = i\omega\mu_0\mu_m\mathbf{H}(\mathbf{r}), \quad (\text{D.3})$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon_m\mathbf{E}(\mathbf{r}) + \mathbf{j}_E(\mathbf{r}), \quad (\text{D.4})$$

où ω désigne la fréquence, μ_0 la perméabilité magnétique du vide, ε_0 la permittivité diélectrique du vide et \mathbf{j}_E la densité de courant électrique. En appliquant le rotationnel sur l'équation de Maxwell-Faraday (D.3), en couplant le résultat avec l'expression (D.4) et en utilisant la relation $\nabla \times \nabla = -\nabla\nabla + \Delta$, nous obtenons alors

$$[\Delta - k^2] \mathbf{E}(\mathbf{r}) = i\omega\mu_0\mu_m\mathbf{j}_E(\mathbf{r}), \quad (\text{D.5})$$

avec $k = \frac{\omega n_m}{c}$ où c est la vitesse de la lumière dans le vide et n_m l'indice de réfraction du milieu. Cette équation correspond à une équation de Helmholtz inhomogène. Nous pouvons alors définir la fonction de Green $\overline{\overline{\mathbf{G}}}^{EE}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ qui est solution de l'équation de Helmholtz inhomogène

dans laquelle le terme source $i\omega\mu_0\mu_m\mathbf{j}_E(\mathbf{r})$ est remplacé par une source ponctuelle $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$

$$[\Delta - k^2] \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{EE}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (\text{D.6})$$

Cette fonction de Green $\overline{\overline{\mathbf{G}}}^{EE}$ (aussi appelée tenseur de Green) correspond à la réponse électrique au point \mathbf{r} à une source ponctuelle électrique située en \mathbf{r}' [Yurkin et Hoekstra, 2007]. La solution de l'équation de Helmholtz inhomogène avec un delta de Dirac en second membre est connue analytiquement. Elle est de la forme

$$\overline{\overline{\mathbf{G}}}^{EE}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \left[\overline{\overline{\mathbf{I}}} + \frac{1}{k^2} \nabla \nabla \cdot \right] G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'), \quad (\text{D.7})$$

où $\overline{\overline{\mathbf{I}}}$ est le tenseur unitaire dyadique et $G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ la fonction de Green scalaire de l'espace libre, définie comme

$$G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}. \quad (\text{D.8})$$

De cette expression, il vient

$$\overline{\overline{\mathbf{G}}}^{EE}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{e^{ik|\mathbf{d}|}}{4\pi|\mathbf{d}|} \left[\left(1 + \frac{i}{k|\mathbf{d}|} - \frac{1}{k^2|\mathbf{d}|^2} \right) \overline{\overline{\mathbf{I}}} - \left(1 + \frac{3i}{k|\mathbf{d}|} - \frac{3}{k^2|\mathbf{d}|^2} \right) \hat{\mathbf{d}} \otimes \hat{\mathbf{d}} \right], \quad (\text{D.9})$$

où $\mathbf{d} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$ et $\hat{\mathbf{d}} = \frac{\mathbf{d}}{|\mathbf{d}|}$. En considérant la densité de courant \mathbf{j}_E dans l'équation (D.5) comme étant une superposition de source ponctuelle, cette fonction $\overline{\overline{\mathbf{G}}}^{EE}$ est alors une solution particulière de l'Eq (D.5). D'après cette équation, le champ électrique en un point \mathbf{r} s'écrit

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = i\omega\mu_0\mu_m \int \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{EE}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{j}_E(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'. \quad (\text{D.10})$$

La densité de courant d'un dipôle électrique est relié au moment dipolaire électrique $\mathbf{p}(\mathbf{r}')$ par la relation

$$\mathbf{j}_E(\mathbf{r}) = -i\omega\mathbf{p}(\mathbf{r}') \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (\text{D.11})$$

De cette expression il vient

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \omega^2\mu_0\mu_m \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{EE}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{p}(\mathbf{r}'). \quad (\text{D.12})$$

De manière analogue, le champ magnétique est relié au courant électrique par la relation linéaire

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \int \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{HE}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{j}_E(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (\text{D.13})$$

où $\overline{\overline{\mathbf{G}}}^{HE}$ désigne le tenseur dyadique de Green correspondant à la réponse magnétique à un courant électrique. Ce tenseur est lié au tenseur électrique par la relation

$$\overline{\overline{\mathbf{G}}}^{HE}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \nabla \times \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{EE}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'). \quad (\text{D.14})$$

Il prend alors la forme

$$\overline{\overline{\mathbf{G}}}^{HE}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{e^{ik|\mathbf{d}|}}{4\pi|\mathbf{d}|} \left[i - \frac{1}{k|\mathbf{d}|} \right] \mathbb{L}, \quad (\text{D.15})$$

où $\mathbb{L} = \begin{bmatrix} 0 & -\hat{d}_z & \hat{d}_y \\ \hat{d}_z & 0 & -\hat{d}_x \\ -\hat{d}_y & \hat{d}_x & 0 \end{bmatrix}$. Il s'en suit que le champ magnétique rayonné par le dipôle électrique s'écrit

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}') = -i\omega \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{HE}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{p}(\mathbf{r}'). \quad (\text{D.16})$$

D.2 Champs rayonnés par un dipôle magnétique

De manière analogue au cas du dipôle électrique, nous exprimons les champs électrique et magnétique rayonnés par un dipôle magnétique en fonction de la fonction dyadique de Green. D'après les équations de Maxwell, en présence d'un courant magnétique, les champs électriques et magnétiques sont liés par les relations

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0, \quad (\text{D.17})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}) = 0, \quad (\text{D.18})$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) = i\omega\mu_0\mu_m \mathbf{H}(\mathbf{r}) + \mathbf{j}_H(\mathbf{r}), \quad (\text{D.19})$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon_m \mathbf{E}(\mathbf{r}), \quad (\text{D.20})$$

où \mathbf{j}_H est la densité de courant magnétique. En appliquant le rotationnel sur l'équation de Maxwell-Ampère (D.20), nous obtenons l'équation de Helmholtz inhomogène

$$[\Delta - k^2] \mathbf{H}(\mathbf{r}) = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon_m \mathbf{j}_H(\mathbf{r}). \quad (\text{D.21})$$

Nous définissons le tenseur de Green $\overline{\overline{\mathbf{G}}}^{HH}$ comme une solution de l'équation de Helmholtz inhomogène dans laquelle le terme source est remplacé par une source ponctuelle $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$.

$$[\Delta - k^2] \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{HH}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (\text{D.22})$$

Ce tenseur de Green $\overline{\overline{\mathbf{G}}}^{HH}$ correspond à la réponse magnétique en un point \mathbf{r} à une source ponctuelle magnétique située en \mathbf{r}' et s'écrit

$$\overline{\overline{\mathbf{G}}}^{HH}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \left[\overline{\overline{\mathbf{I}}} + \frac{1}{k^2} \nabla \nabla \cdot \right] G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'), \quad (\text{D.23})$$

où $\overline{\overline{\mathbf{I}}}$ est le tenseur unitaire dyadique et $G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ la fonction de Green scalaire de l'espace libre. Nous remarquons donc que la fonction de Green électrique $\overline{\overline{\mathbf{G}}}^{EE}$ définie dans l'Eq. (D.9) est similaire à la fonction de Green magnétique $\overline{\overline{\mathbf{G}}}^{HH}$ qui lie le dipôle magnétique au champ ma-

gnétique. Ce tenseur de Green magnétique s'écrit alors

$$\overline{\overline{\mathbf{G}}}^{HH}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{e^{ik|\mathbf{d}|}}{4\pi|\mathbf{d}|} \left[\left(1 + \frac{i}{k|\mathbf{d}|} - \frac{1}{k^2|\mathbf{d}|^2} \right) \overline{\overline{\mathbf{I}}} - \left(1 + \frac{3i}{k|\mathbf{d}|} - \frac{3}{k^2|\mathbf{d}|^2} \right) \hat{\mathbf{d}} \otimes \hat{\mathbf{d}} \right], \quad (\text{D.24})$$

où $\mathbf{d} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$ et $\hat{\mathbf{d}} = \frac{\mathbf{d}}{|\mathbf{d}|}$. En considérant la densité de courant magnétique \mathbf{j}_H comme une superposition de source ponctuelle, le champ magnétique s'écrit

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = -i\omega\varepsilon_0\varepsilon_m \int \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{HH}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{j}_H(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'. \quad (\text{D.25})$$

La densité de courant $\mathbf{j}_H(\mathbf{r})$ est reliée au moment dipolaire magnétique $\mathbf{m}(\mathbf{r}')$ par la relation $\mathbf{j}_H(\mathbf{r}) = i\omega\mathbf{m}(\mathbf{r}')\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$, d'où l'expression du champ magnétique rayonné par un dipôle magnétique

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \omega^2\varepsilon_0\varepsilon_m \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{HH}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{m}(\mathbf{r}'). \quad (\text{D.26})$$

De façon similaire, le champ électrique est relié au courant magnétique par la relation linéaire

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = - \int \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{EH}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{j}_H(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (\text{D.27})$$

où $\overline{\overline{\mathbf{G}}}^{EH}$ désigne le tenseur dyadique de Green correspondant à la réponse électrique à un courant magnétique. Ce tenseur est lié au tenseur magnétique par la relation

$$\overline{\overline{\mathbf{G}}}^{EH}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \nabla \times \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{HH}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'). \quad (\text{D.28})$$

Il prend alors la forme

$$\overline{\overline{\mathbf{G}}}^{EH}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{e^{ik|\mathbf{d}|}}{4\pi|\mathbf{d}|} \left[i - \frac{1}{k|\mathbf{d}|} \right] \mathbb{L}, \quad (\text{D.29})$$

où $\mathbb{L} = \begin{bmatrix} 0 & -\hat{d}_z & \hat{d}_y \\ \hat{d}_z & 0 & -\hat{d}_x \\ -\hat{d}_y & \hat{d}_x & 0 \end{bmatrix}$. Il s'en suit que le champ électrique rayonné par le dipôle magnétique s'écrit

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = i\omega \overline{\overline{\mathbf{G}}}^{HE}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{m}(\mathbf{r}'). \quad (\text{D.30})$$

Annexe E

Tenseur de Green d'un milieu stratifié

Au cours du chapitre 3, nous avons défini le champ électrique en \mathbf{r} généré par un dipôle électrique située en \mathbf{r}' . Si le dipôle est immergé dans un milieu transparent, infini, homogène et isotrope, l'expression du tenseur de Green de l'espace libre est bien connue (cf. Annexe D). Cependant, dans le cas d'un milieu stratifié, ce tenseur de Green de l'espace libre doit être complété par une composante provenant des effets de l'interface. Dans cette Annexe, nous détaillons le calcul du tenseur de Green dans un système stratifié à une dimension.

E.1 Champ électrique dans un milieu stratifié

Considérons un dipôle électrique de moment dipolaire \mathbf{p} localisé en \mathbf{r}_s . D'après l'expression

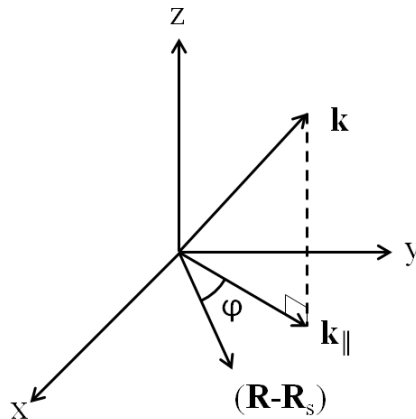


FIGURE E.1 – Schéma du référentiel utilisé. L'angle φ correspond à l'angle entre \mathbf{k}_{\parallel} et $(\mathbf{R} - \mathbf{R}_s)$. Dans la suite, nous alignerons $(\mathbf{R} - \mathbf{R}_s)$ avec l'axe \mathbf{e}_x .

du courant électrique en un point \mathbf{r}

$$\mathbf{j}_E(\mathbf{r}) = -i\omega\mathbf{p}(\mathbf{r}_s)\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_s), \quad (\text{E.1})$$

le champ électrique généré en \mathbf{r} par le dipôle en \mathbf{r}_s s'écrit

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \omega^2 \mu_0 \mu_m \overline{\overline{\mathbf{G}}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s) \cdot \mathbf{p}(\mathbf{r}_s), \quad (\text{E.2})$$

où $\overline{\overline{\mathbf{G}}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s)$ est le tenseur de Green entre les points \mathbf{r} et \mathbf{r}_s . La symétrie du problème nous permet d'utiliser le développement de Weyl pour décomposer le tenseur de Green en composantes de Fourier dans le plan parallèle à l'interface

$$\overline{\overline{\mathbf{G}}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\mathbf{k}_{\parallel} \overline{\overline{\mathbf{g}}}(\mathbf{k}_{\parallel}, z, z_s) e^{i\mathbf{k}_{\parallel}(\mathbf{R}-\mathbf{R}_s)}, \quad (\text{E.3})$$

où $\overline{\overline{\mathbf{g}}}(\mathbf{k}_{\parallel}, z, z_s)$ sont les composantes de Weyl du tenseur de Green. Ici, on a posé $\mathbf{r} = (\mathbf{R}, z)$, $\mathbf{r}_s = (\mathbf{R}_s, z_s)$ et $\mathbf{k} = (\mathbf{k}_{\parallel}, k_z)$, \mathbf{k}_{\parallel} étant la composante parallèle du vecteur d'onde (Fig. E.1). Il en vient l'expression du champ électrique en un point \mathbf{r} généré par une source localisée en \mathbf{r}_s

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\mathbf{k}_{\parallel} \mathbf{E}(\mathbf{k}_{\parallel}, z, z_s) e^{i\mathbf{k}_{\parallel}(\mathbf{R}-\mathbf{R}_s)}. \quad (\text{E.4})$$

En insérant (E.3) dans l'expression du champ électrique (E.2), il vient

$$\mathbf{E}(\mathbf{k}_{\parallel}, z, z_s) = \omega^2 \mu_0 \mu_m \overline{\overline{\mathbf{g}}}(\mathbf{k}_{\parallel}, z, z_s) \mathbf{p}_s. \quad (\text{E.5})$$

E.2 Composantes de Weyl du tenseur de Green

Plaçons nous dans le cas d'une structure multicouche infinie en x et en y , entourée de deux milieux semi-infini, le milieu extérieur, que l'on appelle milieu (0) et le substrat, que l'on appelle milieu (N). La structure est composée de $N - 1$ couches (Fig. E.2) Calculons alors les

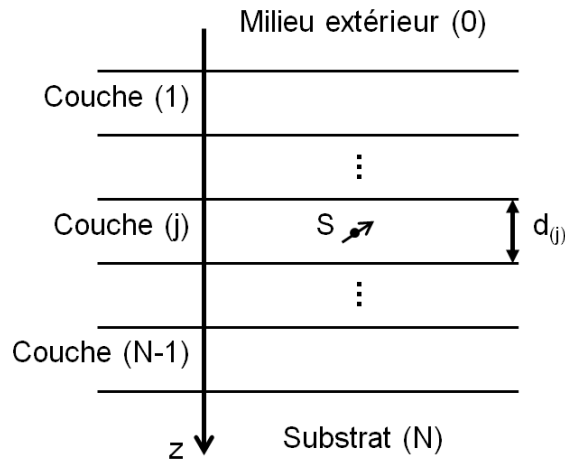


FIGURE E.2 – Structure multicouche composée de $N-1$ couches et entourée par un milieu extérieur (0) et un substrat (N). Le dipôle source S est situé dans la couche (j), d'épaisseur $d(j)$.

composantes de Weyl du tenseur de Green entre un point \mathbf{r} situé dans la couche (l), défini comme la position de l'observateur, et une source placée en \mathbf{r}_s située dans la couche (j) [Tomaš,

1995]. Le champ électrique incident dans la couche (l) provenant du milieu extérieur (0) (vers les z croissants) s'écrit

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{ql}^{(0)}(\mathbf{k}_{\parallel}, z) = \frac{t_{0/l}^q e^{ik_{z(l)}d(l)}}{\mathcal{D}_{(l)}^q} \mathbf{E}_{(l)}^{q,+}(\mathbf{k}_{\parallel}, z), \quad (\text{E.6})$$

où $q = \{s, p\}$ désigne l'état de polarisation, $t_{0/l}^q$ le coefficient de transmission entre le milieu extérieur (0) et la couche (l), $k_{z(l)}$ la composante orthogonal du vecteur d'onde dans la couche (l) et $\mathcal{D}_{(l)}^q$ un coefficient provenant des réflexions des ondes incidentes

$$\mathcal{D}_{(l)}^q = 1 - r_{0/l}^q r_{l/N}^q e^{2ik_{z(l)}d(l)}, \quad (\text{E.7})$$

où $r_{i/j}^q$ représente le coefficient de réflexion entre le milieu (i) et le milieu (j). Le vecteur $\mathbf{E}_{(l)}^{q,+}(\mathbf{k}_{\parallel}, z)$ présent dans l'Eq. (E.6) décrit l'onde incidente dans la couche (l) se propageant dans le sens des z croissants

$$\mathbf{E}_{(l)}^{q,+}(\mathbf{k}_{\parallel}, z) = \hat{\mathbf{e}}_{(l)}^{q,+}(\mathbf{k}_{\parallel}) e^{ik_{z(l)}(z-d(l))} + r_{l/N}^q \hat{\mathbf{e}}_{(l)}^{q,-}(\mathbf{k}_{\parallel}) e^{-ik_{z(l)}(z-d(l))}. \quad (\text{E.8})$$

Ici, les vecteurs $\hat{\mathbf{e}}_{(l)}^{q,\pm}$ sont les vecteurs de Sipe [Sipe, 1987] respectivement dans le plan de polarisation des ondes s et p

$$\hat{\mathbf{e}}_{(l)}^{s,\pm} = \hat{\mathbf{k}}_{\parallel} \times \mathbf{e}_z = \begin{bmatrix} \sin \varphi \\ -\cos \varphi \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (\text{E.9})$$

$$\hat{\mathbf{e}}_{(l)}^{p,\pm} = \frac{1}{k_{(l)}} \left(k_{\parallel} \mathbf{e}_z \mp k_{z(l)} \hat{\mathbf{k}}_{\parallel} \right) = \frac{1}{k_{(l)}} \begin{bmatrix} \mp k_{z(l)} \cos \varphi \\ \mp k_{z(l)} \sin \varphi \\ k_{\parallel} \end{bmatrix}, \quad (\text{E.10})$$

où φ désigne l'angle entre \mathbf{k}_{\parallel} et $(\mathbf{R} - \mathbf{R}_s)$ et $\hat{\mathbf{k}}_{\parallel} = \frac{\mathbf{k}_{\parallel}}{|\mathbf{k}_{\parallel}|}$. Pour raison de symétrie, dans la suite, nous alignons $(\mathbf{R} - \mathbf{R}_s)$ et l'axe \mathbf{e}_x .

De manière analogue, nous écrivons le champ incident dans la couche (l) provenant du substrat (N)

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{ql}^{(N)}(\mathbf{k}_{\parallel}, z) = \frac{t_{N/l}^q e^{ik_{z(l)}d(l)}}{\mathcal{D}_{(l)}^q} \mathbf{E}_{(l)}^{q,-}(\mathbf{k}_{\parallel}, z), \quad (\text{E.11})$$

où le vecteur $\mathbf{E}_{(l)}^{q,-}(\mathbf{k}_{\parallel}, z)$ décrit l'onde incidente dans la couche (l) se propageant dans le sens des z décroissants

$$\mathbf{E}_{(l)}^{q,-}(\mathbf{k}_{\parallel}, z) = \hat{\mathbf{e}}_{(l)}^{q,-}(\mathbf{k}_{\parallel}) e^{-ik_{z(l)}z} + r_{l/0}^q \hat{\mathbf{e}}_{(l)}^{q,+}(\mathbf{k}_{\parallel}) e^{ik_{z(l)}z}. \quad (\text{E.12})$$

Dans la suite, on choisit de traiter séparément le cas où la source est située après l'observateur ($z < z_s$) et le cas où la source est située avant l'observateur ($z > z_s$).

E.2.1 Cas ($z < z_s$) : l'observateur est situé avant la source

En utilisant les relations trouvées section E.1 et par analogie avec les expressions présentes dans l'article de Tomaš [Tomaš, 1995], les composantes de Weyl du tenseur de Green entre un observateur situé en un point \mathbf{r} dans la couche (l) et une source située en \mathbf{r}_s dans la couche (j) sont définies par la relation

$$\bar{\mathbf{g}}(\mathbf{k}_{\parallel}, z, z_s) = \frac{2\pi i}{k_{z(N)}} \sum_{q=s,p} \frac{\zeta^q}{t_{0/N}^q} \boldsymbol{\epsilon}_{qj}^{(N)}(\mathbf{k}_{\parallel}, z) \boldsymbol{\epsilon}_{ql}^{(0)}(-\mathbf{k}_{\parallel}, z_s) \quad (\text{E.13})$$

où $\zeta^q = \begin{cases} -1, & \text{pour } q = s \\ 1 & \text{pour } q = p \end{cases}$. D'après les Eqs. (E.6) et (E.11), cette expression devient

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{g}}(\mathbf{k}_{\parallel}, z, z_s) = & \frac{2\pi i}{k_{z(N)}} \sum_{q=s,p} \zeta^q \frac{t_{N/l}^q t_{0/j}^q}{t_{0/N}^q} \frac{e^{i(k_{z(l)} d_{(l)} + k_{z(j)} d_{(j)})}}{\mathcal{D}_{(l)}^q \mathcal{D}_{(j)}^q} \\ & \cdot \left[\hat{\mathbf{e}}_{(l)}^{q,-}(\mathbf{k}_{\parallel}) e^{i(-k_{z(l)} z + k_{z(j)}(z_s - d_{(j)}))} \hat{\mathbf{e}}_{(j)}^{q,+}(-\mathbf{k}_{\parallel}) \right. \\ & + \hat{\mathbf{e}}_{(l)}^{q,-}(\mathbf{k}_{\parallel}) r_{j/N}^q e^{-i(k_{z(l)} z + k_{z(j)}(z_s - d_{(j)}))} \hat{\mathbf{e}}_{(j)}^{q,-}(-\mathbf{k}_{\parallel}) \\ & + \hat{\mathbf{e}}_{(l)}^{q,+}(\mathbf{k}_{\parallel}) r_{l/0}^q e^{i(k_{z(l)} z + k_{z(j)}(z_s - d_{(j)}))} \hat{\mathbf{e}}_{(j)}^{q,+}(-\mathbf{k}_{\parallel}) \\ & \left. + \hat{\mathbf{e}}_{(l)}^{q,+}(\mathbf{k}_{\parallel}) r_{l/0}^q r_{j/N}^q e^{i(k_{z(l)} z - k_{z(j)}(z_s - d_{(j)}))} \hat{\mathbf{e}}_{(j)}^{q,-}(-\mathbf{k}_{\parallel}) \right]. \end{aligned} \quad (\text{E.14})$$

Nous calculons ces tenseurs dans les deux états de polarisation

a. Polarisation s

D'après les expressions (E.9) et (E.10) des vecteurs de Sipe, nous écrivons la composante de Weyl (E.14) du tenseur de Green en polarisation s

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{g}}^s(\mathbf{k}_{\parallel}, z, z_s) = & \frac{2\pi i}{k_{z(N)}} \frac{t_{N/l}^s t_{0/j}^s}{t_{0/N}^s} \frac{e^{i(k_{z(l)} d_{(l)} + k_{z(j)} d_{(j)})}}{\mathcal{D}_{(l)}^s \mathcal{D}_{(j)}^s} \\ & \cdot \left[e^{i(-k_{z(l)} z + k_{z(j)}(z_s - d_{(j)}))} + r_{j/N}^s e^{-i(k_{z(l)} z + k_{z(j)}(z_s - d_{(j)}))} \right. \\ & \left. + r_{l/0}^s e^{i(k_{z(l)} z + k_{z(j)}(z_s - d_{(j)}))} + r_{l/0}^s r_{j/N}^s e^{i(k_{z(l)} z - k_{z(j)}(z_s - d_{(j)}))} \right] \\ & \cdot \begin{bmatrix} \sin^2 \varphi & -\sin \varphi \cos \varphi & 0 \\ -\cos \varphi \sin \varphi & \cos^2 \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (\text{E.15})$$

b. Polarisation p

A nouveau, d'après les expressions (E.9) et (E.10) des vecteurs de Sipe, nous écrivons la

composante de Weyl (E.14) du tenseur de Green en polarisation p

$$\begin{aligned}
\bar{\mathbf{g}}^p(\mathbf{k}_{\parallel}, z, z_s) &= \frac{2\pi i}{k_{z(N)}} \frac{t_{N/l}^p t_{0/j}^p}{t_{0/N}^p} \frac{e^{i(k_{z(l)} d_{(l)} + k_{z(j)} d_{(j)})}}{\mathcal{D}_{(l)}^p \mathcal{D}_{(j)}^p} \\
&\cdot \frac{1}{k_{(l)} k_{(j)}} \left[e^{i(-k_{z(l)} z + k_{z(j)} (z_s - d_{(j)}))} \begin{bmatrix} k_{z(l)} k_{z(j)} \cos^2 \varphi & k_{z(l)} k_{z(j)} \sin \varphi \cos \varphi & k_{z(l)} k_{\parallel} \cos \varphi \\ k_{z(l)} k_{z(j)} \sin \varphi \cos \varphi & k_{z(l)} k_{z(j)} \sin^2 \varphi & k_{z(l)} k_{\parallel} \sin \varphi \\ k_{z(j)} k_{\parallel} \cos \varphi & k_{z(j)} k_{\parallel} \sin \varphi & k_{\parallel}^2 \end{bmatrix} \right. \\
&+ r_{j/N}^p e^{-i(k_{z(l)} z + k_{z(j)} (z_s - d_{(j)}))} \begin{bmatrix} -k_{z(l)} k_{z(j)} \cos^2 \varphi & -k_{z(l)} k_{z(j)} \sin \varphi \cos \varphi & k_{z(l)} k_{\parallel} \cos \varphi \\ -k_{z(l)} k_{z(j)} \sin \varphi \cos \varphi & -k_{z(l)} k_{z(j)} \sin^2 \varphi & k_{z(l)} k_{\parallel} \sin \varphi \\ -k_{z(j)} k_{\parallel} \cos \varphi & -k_{z(j)} k_{\parallel} \sin \varphi & k_{\parallel}^2 \end{bmatrix} \\
&+ r_{l/0}^p e^{i(k_{z(l)} z + k_{z(j)} (z_s - d_{(j)}))} \begin{bmatrix} -k_{z(l)} k_{z(j)} \cos^2 \varphi & -k_{z(l)} k_{z(j)} \sin \varphi \cos \varphi & -k_{z(l)} k_{\parallel} \cos \varphi \\ -k_{z(l)} k_{z(j)} \sin \varphi \cos \varphi & -k_{z(l)} k_{z(j)} \sin^2 \varphi & -k_{z(l)} k_{\parallel} \sin \varphi \\ k_{z(j)} k_{\parallel} \cos \varphi & k_{z(j)} k_{\parallel} \sin \varphi & k_{\parallel}^2 \end{bmatrix} \\
&\left. + r_{l/0}^p r_{j/N}^p e^{i(k_{z(l)} z - k_{z(j)} (z_s - d_{(j)}))} \begin{bmatrix} k_{z(l)} k_{z(j)} \cos^2 \varphi & k_{z(l)} k_{z(j)} \sin \varphi \cos \varphi & -k_{z(l)} k_{\parallel} \cos \varphi \\ k_{z(l)} k_{z(j)} \sin \varphi \cos \varphi & k_{z(l)} k_{z(j)} \sin^2 \varphi & -k_{z(l)} k_{\parallel} \sin \varphi \\ -k_{z(j)} k_{\parallel} \cos \varphi & -k_{z(j)} k_{\parallel} \sin \varphi & k_{\parallel}^2 \end{bmatrix} \right] \quad (\text{E.16})
\end{aligned}$$

E.2.2 Cas ($z > z_s$) : l'observateur est situé après la source

D'après les relations présentes dans le paragraphe E.1, les composantes de Weyl du tenseur de Green entre un observateur situé en un point \mathbf{r} dans la couche (l) et une source située en \mathbf{r}_s dans la couche (j) sont définies par la relation

$$\bar{\mathbf{g}}(\mathbf{k}_{\parallel}, z, z_s) = \frac{2\pi i}{k_{z(N)}} \sum_{q=s,p} \frac{\xi^q}{t_{0/N}^q} \boldsymbol{\varepsilon}_{qj}^{(0)}(\mathbf{k}_{\parallel}, z) \boldsymbol{\varepsilon}_{ql}^{(N)}(-\mathbf{k}_{\parallel}, z_s) \quad (\text{E.17})$$

D'après les Eqs. (E.6) et (E.11), cette expression devient

$$\begin{aligned}
\bar{\mathbf{g}}(\mathbf{k}_{\parallel}, z, z_s) &= \frac{2\pi i}{k_{z(N)}} \sum_{q=s,p} \xi^q \frac{t_{0/l}^q t_{N/j}^q}{t_{0/N}^q} \frac{e^{i(k_{z(l)} d_{(l)} + k_{z(j)} d_{(j)})}}{\mathcal{D}_{(l)}^q \mathcal{D}_{(j)}^q} \\
&\cdot \left[\hat{\mathbf{e}}_{(l)}^{q,+}(\mathbf{k}_{\parallel}) e^{i(k_{z(l)} (z - d_{(l)}) - k_{z(j)} z_s)} \hat{\mathbf{e}}_{(j)}^{q,-}(-\mathbf{k}_{\parallel}) \right. \\
&+ \hat{\mathbf{e}}_{(l)}^{q,-}(\mathbf{k}_{\parallel}) r_{l/N}^q e^{-i(k_{z(l)} (z - d_{(l)}) + k_{z(j)} z_s)} \hat{\mathbf{e}}_{(j)}^{q,-}(-\mathbf{k}_{\parallel}) \\
&+ \hat{\mathbf{e}}_{(l)}^{q,+}(\mathbf{k}_{\parallel}) r_{j/0}^q e^{i(k_{z(l)} (z - d_{(l)}) + k_{z(j)} z_s)} \hat{\mathbf{e}}_{(j)}^{q,+}(-\mathbf{k}_{\parallel}) \\
&\left. + \hat{\mathbf{e}}_{(l)}^{q,-}(\mathbf{k}_{\parallel}) r_{j/0}^q r_{l/N}^q e^{-i(k_{z(l)} (z - d_{(l)}) - k_{z(j)} z_s)} \hat{\mathbf{e}}_{(j)}^{q,+}(-\mathbf{k}_{\parallel}) \right] \quad (\text{E.18})
\end{aligned}$$

Nous calculons ces tenseurs dans les deux états de polarisation

a. Polarisation s

D'après les expressions (E.9) et (E.10) des vecteurs de Sipe, nous écrivons la composante de Weyl du tenseur de Green en polarisation s

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{g}}^s(\mathbf{k}_{\parallel}, z, z_s) &= \frac{2\pi i}{k_{z(N)}} \frac{t_{0/l}^s t_{N/j}^s}{t_{0/N}^s} \frac{e^{i(k_{z(l)} d_{(l)} + k_{z(j)} d_{(j)})}}{\mathcal{D}_{(l)}^s \mathcal{D}_{(j)}^s} \\ &\cdot \left[e^{i(k_{z(l)}(z-d_{(l)}) - k_{z(j)} z_s)} + r_{l/N}^p e^{-i(k_{z(l)}(z-d_{(l)}) + k_{z(j)} z_s)} \right. \\ &\quad \left. + r_{j/0}^p e^{i(k_{z(l)}(z-d_{(l)}) + k_{z(j)} z_s)} + r_{j/0}^p r_{l/N}^p e^{-i(k_{z(j)}(z-d_{(l)}) - k_{z(l)} z_s)} \right] \\ &\cdot \begin{bmatrix} \sin^2 \varphi & -\sin \varphi \cos \varphi & 0 \\ -\cos \varphi \sin \varphi & \cos^2 \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (\text{E.19})$$

b. Polarisation p

En polarisation p , la composante de Weyl du tenseur de Green s'écrit

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{g}}^p(\mathbf{k}_{\parallel}, z, z_s) &= \frac{2\pi i}{k_{z(N)}} \frac{t_{0/l}^p t_{N/j}^p}{t_{0/N}^p} \frac{e^{i(k_{z(l)} d_{(l)} + k_{z(j)} d_{(j)})}}{\mathcal{D}_{(l)}^p \mathcal{D}_{(j)}^p} \\ &\cdot \frac{1}{k_{(l)} k_{(j)}} \left[e^{i(k_{z(l)}(z-d_{(l)}) - k_{z(j)} z_s)} \begin{bmatrix} k_{z(l)} k_{z(j)} \cos^2 \varphi & k_{z(l)} k_{z(j)} \sin \varphi \cos \varphi & -k_{z(l)} k_{\parallel} \cos \varphi \\ k_{z(l)} k_{z(j)} \sin \varphi \cos \varphi & k_{z(l)} k_{z(j)} \sin^2 \varphi & -k_{z(l)} k_{\parallel} \sin \varphi \\ -k_{z(j)} k_{\parallel} \cos \varphi & -k_{z(j)} k_{\parallel} \sin \varphi & k_{\parallel}^2 \end{bmatrix} \right. \\ &\quad + r_{l/N}^p e^{-i(k_{z(l)}(z-d_{(l)}) + k_{z(j)} z_s)} \begin{bmatrix} -k_{z(l)} k_{z(j)} \cos^2 \varphi & -k_{z(l)} k_{z(j)} \sin \varphi \cos \varphi & k_{z(l)} k_{\parallel} \cos \varphi \\ -k_{z(l)} k_{z(j)} \sin \varphi \cos \varphi & -k_{z(l)} k_{z(j)} \sin^2 \varphi & k_{z(l)} k_{\parallel} \sin \varphi \\ -k_{z(j)} k_{\parallel} \cos \varphi & -k_{z(j)} k_{\parallel} \sin \varphi & k_{\parallel}^2 \end{bmatrix} \\ &\quad + r_{j/0}^p e^{i(k_{z(l)}(z-d_{(l)}) + k_{z(j)} z_s)} \begin{bmatrix} -k_{z(l)} k_{z(j)} \cos^2 \varphi & -k_{z(l)} k_{z(j)} \sin \varphi \cos \varphi & -k_{z(l)} k_{\parallel} \cos \varphi \\ -k_{z(l)} k_{z(j)} \sin \varphi \cos \varphi & -k_{z(l)} k_{z(j)} \sin^2 \varphi & -k_{z(l)} k_{\parallel} \sin \varphi \\ k_{z(j)} k_{\parallel} \cos \varphi & k_{z(j)} k_{\parallel} \sin \varphi & k_{\parallel}^2 \end{bmatrix} \\ &\quad \left. + r_{j/0}^p r_{l/N}^p e^{-i(k_{z(l)}(z-d_{(l)}) - k_{z(j)} z_s)} \begin{bmatrix} k_{z(l)} k_{z(j)} \cos^2 \varphi & k_{z(l)} k_{z(j)} \sin \varphi \cos \varphi & k_{z(l)} k_{\parallel} \cos \varphi \\ k_{z(l)} k_{z(j)} \sin \varphi \cos \varphi & k_{z(l)} k_{z(j)} \sin^2 \varphi & k_{z(l)} k_{\parallel} \sin \varphi \\ k_{z(j)} k_{\parallel} \cos \varphi & k_{z(j)} k_{\parallel} \sin \varphi & k_{\parallel}^2 \end{bmatrix} \right] \end{aligned} \quad (\text{E.20})$$

E.3 Tenseur de Green dans un milieu stratifié

D'après la symétrie azimutale du problème, il est possible d'effectuer la transformation suivante sur l'intégrale du membre de droite de l'Eq. E.3

$$\int d\mathbf{k}_{\parallel} = \int \int dk_x dk_y = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} k_{\parallel} dk_{\parallel} d\varphi. \quad (\text{E.21})$$

Il s'en suit que l'expression du tenseur de Green devient

$$\overline{\overline{\mathbf{G}}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int k_{\parallel} dk_{\parallel} \int_0^{2\pi} d\varphi \overline{\overline{\mathbf{g}}}(\mathbf{k}_{\parallel}, z, z_s) e^{ik_{\parallel}|x-x_s|\cos\varphi}. \quad (\text{E.22})$$

Séparons à nouveau l'analyse en deux cas distincts. Dans un premier temps, on cherche l'expression du tenseur de Green pour le cas où l'observateur, situé dans la couche (l), est placé avant la source, située dans la couche (j) ($z < z_s$), pour les deux états de polarisation.

E.3.1 Cas ($z < z_s$) : l'observateur est situé avant la source

a. Polarisation s

D'après l'expression (E.15) de la composante de Weyl en polarisation s , le tenseur de Green s'écrit

$$\overline{\overline{\mathbf{G}}}^{s,<}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{\infty} k_{\parallel} dk_{\parallel} \mathcal{M}^{s,<} \int_0^{2\pi} d\varphi \mathcal{N}^s e^{ik_{\parallel}|x-x_s|\cos\varphi}, \quad (\text{E.23})$$

où les coefficients $\mathcal{M}^{s,<}$ et \mathcal{N}^s proviennent de l'expression (E.15)

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{s,<} = & \frac{2\pi i}{k_{z(N)}} \frac{t_{N/l}^s t_{0/j}^s}{t_{0/N}^s} \frac{e^{i(k_{z(l)}d_{(l)} + k_{z(j)}d_{(j)})}}{\mathcal{D}_{(l)}^s \mathcal{D}_{(j)}^s} \\ & \cdot \left[e^{i(-k_{z(l)}z + k_{z(j)}(z_s - d_{(j)}))} + r_{j/N}^s e^{-i(k_{z(l)}z + k_{z(j)}(z_s - d_{(j)}))} \right. \\ & \left. + r_{l/0}^s e^{i(k_{z(l)}z + k_{z(j)}(z_s - d_{(j)}))} + r_{l/0}^s r_{j/N}^s e^{i(k_{z(l)}z - k_{z(j)}(z_s - d_{(j)}))} \right], \end{aligned} \quad (\text{E.24})$$

et

$$\mathcal{N}^s = \begin{bmatrix} \sin^2 \varphi & -\sin \varphi \cos \varphi & 0 \\ -\cos \varphi \sin \varphi & \cos^2 \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (\text{E.25})$$

Intéressons nous à la composante (xx) du tenseur de Green. En utilisant le développement en exponentielles des fonctions trigonométriques, cette composante s'écrit

$$G_{xx}^{s,<}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{\infty} k_{\parallel} dk_{\parallel} \int_0^{2\pi} d\varphi \mathcal{M}^{s,<} e^{ik_{\parallel}|x-x_s|\cos\varphi} \frac{-1}{4} [e^{i2\varphi} + e^{-i2\varphi} - 2] \quad (\text{E.26})$$

Introduisons les fonctions de Bessel $J_n(x)$ définies telles que

$$J_n(x) = \frac{1}{2\pi i^n} \int_0^{2\pi} e^{i(x \cos \varphi + n\varphi)} d\varphi. \quad (\text{E.27})$$

En insérant ces fonctions dans l'expression (E.26), il vient

$$G_{xx}^{s,<}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s) = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\infty} k_{\parallel} dk_{\parallel} \mathcal{M}^{s,<} [J_0(k_{\parallel}|x-x_s|) + J_2(k_{\parallel}|x-x_s|)]. \quad (\text{E.28})$$

Le même raisonnement nous permet de calculer les autres composantes du tenseur de Green

$$G_{yy}^{s,<} = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty k_{\parallel} dk_{\parallel} \mathcal{M}^{s,<} [J_0(k_{\parallel}|x-x_s|) - J_2(k_{\parallel}|x-x_s|)], \quad (\text{E.29})$$

$$G_{xy}^{s,<} = G_{xz}^{s,<} = G_{yx}^{s,<} = G_{yz}^{s,<} = G_{zx}^{s,<} = G_{zy}^{s,<} = G_{zz}^{s,<} = 0. \quad (\text{E.30})$$

b. Polarisation p

Nous utilisons la même méthode que dans le paragraphe précédent pour calculer les différents composantes du tenseur de Green en polarisation p . Ces composantes s'écrivent

$$G_{xx}^{p,<} = \frac{1}{4\pi} \int dk_{\parallel} k_{\parallel} k_{z(l)} k_{z(j)} \mathcal{M}_{xx}^{p,<} [J_0(k_{\parallel}|x-x_s|) - J_2(k_{\parallel}|x-x_s|)], \quad (\text{E.31})$$

$$G_{xz}^{p,<} = \frac{i}{2\pi} \int dk_{\parallel} k_{\parallel}^2 k_{z(l)} \mathcal{M}_{xz}^{p,<} J_1(k_{\parallel}|x-x_s|), \quad (\text{E.32})$$

$$G_{yy}^{p,<} = \frac{1}{4\pi} \int dk_{\parallel} k_{\parallel} k_{z(l)} k_{z(j)} \mathcal{M}_{yy}^{p,<} [J_0(k_{\parallel}|x-x_s|) + J_2(k_{\parallel}|x-x_s|)], \quad (\text{E.33})$$

$$G_{zx}^{p,<} = \frac{i}{2\pi} \int dk_{\parallel} k_{\parallel}^2 k_{z(j)} \mathcal{M}_{zx}^{p,<} J_1(k_{\parallel}|x-x_s|), \quad (\text{E.34})$$

$$G_{zz}^{p,<} = \frac{1}{2\pi} \int dk_{\parallel} k_{\parallel}^3 \mathcal{M}_{zz}^{p,<} J_0(k_{\parallel}|x-x_s|), \quad (\text{E.35})$$

$$G_{xy}^{p,<} = G_{yx}^{p,<} = G_{yz}^{p,<} = G_{zy}^{p,<}. \quad (\text{E.36})$$

Ici, le coefficient $\mathcal{M}^{p,<}$ est une matrice qui se présente sous la forme suivante

$$\mathcal{M}^{p,<} = \frac{2\pi i}{k_{z(N)}} \frac{t_{N/l}^p t_{0/j}^p}{t_{0/N}^p} \frac{e^{i(k_{z(l)} d_{(l)} + k_{z(j)} d_{(j)})}}{\mathcal{D}_{(l)}^p \mathcal{D}_{(j)}^p} \cdot \frac{1}{k_{(l)} k_{(j)}} \begin{bmatrix} (a-b-c+d) & (a-b-c+d) & (a+b-c-d) \\ (a-b-c+d) & (a-b-c+d) & (a+b-c-d) \\ (a-b+c-d) & (a-b+c-d) & (a+b+c+d) \end{bmatrix}, \quad (\text{E.37})$$

où

$$a = e^{i(-k_{z(l)} z + k_{z(j)} (z_s - d_{(j)}))}, \quad (\text{E.38})$$

$$b = r_{j/N}^p e^{-i(k_{z(l)} z + k_{z(j)} (z_s - d_{(j)}))}, \quad (\text{E.39})$$

$$c = r_{l/0}^p e^{i(k_{z(l)} z + k_{z(j)} (z_s - d_{(j)}))}, \quad (\text{E.40})$$

$$d = r_{l/0}^p r_{j/N}^p e^{i(k_{z(l)} z - k_{z(j)} (z_s - d_{(j)}))}. \quad (\text{E.41})$$

E.3.2 Cas ($z > z_s$) : l'observateur est situé après la source

Intéressons nous maintenant au cas où l'observateur, placé en \mathbf{r} dans la couche (l) est situé après la source placée au point \mathbf{r}_s dans la couche (j), dans les deux états de polarisation. Nous utilisons la même méthode que dans le paragraphe précédent pour calculer chaque composante du tenseur de Green.

a. Polarisation s

Les différentes composantes du tenseur de Green en polarisation s dans le cas où l'observateur est situé après la source s'écrivent

$$G_{xx}^{s,>} = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty k_{\parallel} dk_{\parallel} \mathcal{M}^{s,>} [J_0(k_{\parallel}|x-x_s|) + J_2(k_{\parallel}|x-x_s|)], \quad (\text{E.42})$$

$$G_{yy}^{s,>} = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty k_{\parallel} dk_{\parallel} \mathcal{M}^{s,>} [J_0(k_{\parallel}|x-x_s|) - J_2(k_{\parallel}|x-x_s|)], \quad (\text{E.43})$$

$$G_{xy}^{s,>} = G_{xz}^{s,>} = G_{yx}^{s,>} = G_{yz}^{s,>} = G_{zx}^{s,>} = G_{zy}^{s,>} = G_{zz}^{s,>} = 0, \quad (\text{E.44})$$

avec

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{s,>} = & \frac{2\pi i}{k_{z(N)}} \frac{t_{0/l}^s t_{N/j}^s}{t_{0/N}^s} \frac{e^{i(k_{z(l)} d_{(l)} + k_{z(j)} d_{(j)})}}{\mathcal{D}_{(l)}^s \mathcal{D}_{(j)}^s} \\ & \left[e^{i(k_{z(l)}(z-d_{(l)}) - k_{z(j)} z_s)} + r_{l/N}^p e^{-i(k_{z(l)}(z-d_{(l)}) + k_{z(j)} z_s)} \right. \\ & \left. + r_{j/0}^p e^{i(k_{z(l)}(z-d_{(l)}) + k_{z(j)} z_s)} + r_{j/0}^p r_{l/N}^p e^{-i(k_{z(j)}(z-d_{(l)}) - k_{z(l)} z_s)} \right]. \end{aligned} \quad (\text{E.45})$$

b. Polarisation p

Enfin, les composantes du tenseur de Green en polarisation p dans le cas où l'observateur est situé après la source s'écrivent

$$G_{xx}^p = \frac{1}{4\pi} \int dk_{\parallel} k_{\parallel} k_{z(l)} k_{z(j)} \mathcal{M}_{xx}^{p,>} [J_0(k_{\parallel}|x-x_s|) - J_2(k_{\parallel}|x-x_s|)], \quad (\text{E.46})$$

$$G_{xz}^p = \frac{i}{2\pi} \int dk_{\parallel} k_{\parallel}^2 k_{z(l)} \mathcal{M}_{xz}^{p,>} J_1(k_{\parallel}|x-x_s|), \quad (\text{E.47})$$

$$G_{yy}^p = \frac{1}{4\pi} \int dk_{\parallel} k_{\parallel} k_{z(l)} k_{z(j)} \mathcal{M}_{yy}^{p,>} [J_0(k_{\parallel}|x-x_s|) + J_2(k_{\parallel}|x-x_s|)], \quad (\text{E.48})$$

$$G_{zx}^p = \frac{i}{2\pi} \int dk_{\parallel} k_{\parallel}^2 k_{z(j)} \mathcal{M}_{zx}^{p,>} J_1(k_{\parallel}|x-x_s|), \quad (\text{E.49})$$

$$G_{zz}^p = \frac{1}{2\pi} \int dk_{\parallel} k_{\parallel}^3 \mathcal{M}_{zz}^{p,>} J_0(k_{\parallel}|x-x_s|), \quad (\text{E.50})$$

$$G_{xy}^p = G_{yx}^p = G_{yz}^p = G_{zy}^p = 0. \quad (\text{E.51})$$

A nouveau, le coefficient $\mathcal{M}^{p,>}$ est une matrice qui présente la forme suivante

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{p,>} = & \frac{2\pi i}{k_{z(N)}} \frac{t_{0/l}^p t_{N/j}^p}{t_{0/N}^p} \frac{e^{i(k_{z(l)} d_{(l)} + k_{z(j)} d_{(j)})}}{\mathcal{D}_{(l)}^p \mathcal{D}_{(j)}^p} \\ & \cdot \frac{1}{k_{(l)} k_{(j)}} \begin{bmatrix} (a-b-c+d) & (a-b-c+d) & (-a+b-c+d) \\ (a-b-c+d) & (a-b-c+d) & (-a+b-c+d) \\ (-a-b+c+d) & (-a-b+c+d) & (a+b+c+d) \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (\text{E.52})$$

où

$$a = e^{i(k_{z(l)}(z-d_{(l)})-k_{z(j)}z_s)}, \quad (\text{E.53})$$

$$b = r_{l/N}^p e^{-i(k_{z(l)}(z-d_{(l)})+k_{z(j)}z_s)}, \quad (\text{E.54})$$

$$c = r_{j/0}^p e^{i(k_{z(l)}(z-d_{(l)})+k_{z(j)}z_s)}, \quad (\text{E.55})$$

$$d = r_{j/0}^p r_{l/N}^p e^{-i(k_{z(l)}(z-d_{(l)})-k_{z(j)}z_s)}. \quad (\text{E.56})$$

Bibliographie

- [Abanades *et al.*, 2006] ABANADES, S., CHARVIN, P., FLAMANT, G. et NEVEU, P. (2006). Screening of water-splitting thermochemical cycles potentially attractive for hydrogen production by concentrated solar energy. *Energy*, 31(14).
- [Abelès, 1950] ABELÈS, F. (1950). La théorie générale des couches minces. *Le journal de Physique et le Radium*, 11(7).
- [AIE, 2010] AIE (2010). Technology roadmap, concentrating solar power. Rapport technique.
- [Association NegaWatt, 2014] ASSOCIATION NEGAWATT (2014). Scénario negawatt. <http://www.negawatt.org>. Dernière connexion : 12-08-2014.
- [Ben-Abdallah *et al.*, 2011] BEN-ABDALLAH, P., BIEHS, S.-A. et JOULAIN, K. (2011). Many-Body Radiative Heat Transfer Theory. *Physical Review Letters*, 107(11).
- [Ben-Abdallah *et al.*, 2009] BEN-ABDALLAH, P., JOULAIN, K., DREVILLON, J. et DOMINGUES, G. (2009). Tailoring the local density of states of nonradiative field at the surface of nano-layered materials. *Applied Physics Letters*, 94(15).
- [Ben-Abdallah et Ni, 2005] BEN-ABDALLAH, P. et NI, B. (2005). Single-defect bragg stacks for high-power narrow-band thermal emission. *Journal of Applied Physics*, 97(10).
- [Bohren et Huffman, 1998] BOHREN, C. F. et HUFFMAN, D. R. (1998). *Absorption and scattering of light by small particles*. John Wiley & Sons, Inc.
- [BP, 2013] BP (2013). BP Statistical Review of World Energy. Rapport technique.
- [Breyer et Knies, 2009] BREYER, C. et KNIES, G. (2009). Global energy supply potential of concentrating solar power. *Solar Paces Proceedings*.
- [Castanié *et al.*, 2012] CASTANIÉ, E., VINCENT, R., PIERRAT, R. et CARMINATI, R. (2012). Absorption by an optical dipole antenna in a structured environment. *International Journal of Optics*, 2012.
- [Chambers, 1994] CHAMBERS, B. (1994). Optimum design of a Salisbury screen radar absorber. *Electronics Letters*, 3(16).
- [Chapuis *et al.*, 2008] CHAPUIS, P.-O., LAROCHE, M., VOLZ, S. et GREFFET, J.-J. (2008). Radiative heat transfer between metallic nanoparticles. *Applied Physics Letters*, 92(20).
- [Chester *et al.*, 2011] CHESTER, D., BERMEL, P., JOANNOPOULOS, J. D., SOLJACIC, M. et CELANOVIC, I. (2011). Design and global optimization of high-efficiency solar thermal systems with tungsten cermets. *Optics express*, 19(S3).

- [Chew et Wang, 1993] CHEW, W. C. et WANG, Y. M. (1993). Efficient ways to compute the vector addition theorem. *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, 7(5).
- [Coelho et al., 2010] COELHO, B., OLIVEIRA, a. C. et MENDES, A. (2010). Concentrated solar power for renewable electricity and hydrogen production from water—a review. *Energy & Environmental Science*, 3(10).
- [Colleoni, 2013] COLLEONI, A. (2013). *Intensification des transferts de chaleur en régime turbulent pour le développement d'un récepteur solaire surfacique à haute température en céramique*. Thèse de doctorat, Université de Perpignan.
- [Corrigan et al., 2012] CORRIGAN, T. D., PARK, D. H., DREW, H. D. et GUO, S.-H. (2012). Broadband and Mid-Infrared Absorber Based on Dielectric-Thin Metal Film Multilayers. *Applied Optics*, 51(8).
- [Darwin, 2013] DARWIN, C. (2013). *L'origine des espèces*. Seuil.
- [Drevillon, 2007] DREVILLON, J. (2007). *Design ab-initio de matériaux micro et nanostructurés pour l'émission thermique cohérente en champ proche et en champ lointain*. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes.
- [Drevillon et Ben-Abdallah, 2007] DREVILLON, J. et BEN-ABDALLAH, P. (2007). Ab initio design of coherent thermal sources. *Journal of Applied Physics*, 102(11).
- [Ehiasarian et al., 2004] EHIASARIAN, A. P., HOVSEPIAN, P. E., HULTMAN, L. et HELMERSSON, U. (2004). Comparison of microstructure and mechanical properties of chromium nitride-based coatings deposited by high power impulse magnetron sputtering and by the combined steered cathodic arc/unbalanced magnetron technique. *Thin Solid Films*, 457(2).
- [Fante et McCormack, 1988] FANTE, R. L. et MCCORMACK, M. T. (1988). Reflection properties of the Salisbury screen. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 36(10).
- [Felbacq et al., 2014] FELBACQ, D., ROUSSEAU, E. et KLING, E. (2014). Collective resonant modes of a metasurface. *Journal of Nanophotonics*, 8(1).
- [Flamant et al., 1999] FLAMANT, G., FERRIERE, A., LAPLAZE, D. et MONTY, C. (1999). Solar processing of materials : opportunities and new frontiers. *Solar Energy*, 66(2).
- [GIEC, 2007] GIEC (2007). Changements Climatiques 2007, rapport de synthèse. Dernière connexion : 07-10-2014.
- [Gillette, 1960] GILLETTE, R. B. (1960). Selectively emissive materials for solar heat absorbers. *Solar Energy*, 4(4).
- [Goldberg, 1989] GOLDBERG, D. E. (1989). *Genetic algorithms in search, optimization, and machine learning*. Addison-wesley.
- [Hagen et al., 2009] HAGEN, J., BURMEISTER, F., FROMM, A., MANNS, P. et KLEER, G. (2009). Iridium Coatings with Titanium Sub-Layer Deposited by RF Magnetron Sputtering : Mechanical Properties and Contact Behavior with RoHS-Compliant Glass Melt. *Plasma Processes and Polymers*, 6(S1).
- [Haupt et al., 2004] HAUPT, R. L., HAUPT, S. E. et WILEY, J. (2004). *Practical genetic algorithms*. Wiley Online Library.

- [Holland, 1992] HOLLAND, J. H. (1992). *Adaptation in natural and artificial systems : an introductory analysis with applications to biology, control, and artificial intelligence*. The MIT press.
- [Hottel et Unger, 1959] HOTTEL, H. C. et UNGER, T. A. (1959). The properties of a copper oxide-aluminium selective black surface absorber of solar energy. *Solar Energy*, 3(3).
- [Houghton et al., 1996] HOUGHTON, J. T., MEIRO FILHO, L. G., CALLANDER, B. A., HARRIS, N., KATTENBURG, A. et MASKELL, K. (1996). *Climat Change 1995, The Science of Climate Change*. Cambridge University Press.
- [Hu et Nuss, 1995] HU, B. B. et NUSS, M. C. (1995). Imaging with terahertz waves. *Optics Letters*, 20(16).
- [Jackson, 1975] JACKSON, J. D. (1975). *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons.
- [Jackson et al., 1992] JACKSON, R. D., CLARKE, T. R. et SUSAN MORAN, M. (1992). Bidirectional calibration results for 11 spectralon and 16 baso₄ reference reflectance panels. *Remote Sensing of Environment*, 40(3).
- [Jayasinghe et al., 2012] JAYASINGHE, R. C., PERERA, A. G. U., ZHU, H. et ZHAO, Y. (2012). Optical properties of nanostructured TiO₂ thin films and their application as antireflection coatings on infrared detectors. *Optics letters*, 37(20).
- [Jenkins et Ruostekoski, 2013] JENKINS, S. D. et RUOSTEKOSKI, J. (2013). Metamaterial transparency induced by cooperative electromagnetic interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 111(14).
- [Jouanin, 2014] JOUANIN, A. (2014). *Extraction de la lumière par des nanoparticules métalliques enterrées dans des films minces*. Thèse de doctorat, Institut d'Optique Graduate School.
- [Kahnert, 2003] KAHNERT, F. M. (2003). Numerical methods in electromagnetic scattering theory. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 79-80.
- [Kennedy, 2002] KENNEDY, C. (2002). Review of mid-to high-temperature solar selective absorber materials.
- [Kern et Werner, 2003] KERN, D. J. et WERNER, D. H. (2003). A genetic algorithm approach to the design of ultra-thin electromagnetic bandgap absorbers. *Microwave and Optical Technology Letters*, 38(1).
- [Ko et Sambles, 1988] KO, D. Y. K. et SAMBLES, J. R. (1988). Scattering matrix method for propagation of radiation in stratified media : attenuated total reflection studies of liquid crystals. *Journal of the Optical Society of America. A*, 5(11).
- [Kokoropoulos et al., 1959] KOKOROPOULOS, P., SALAM, E. et DANIELS, F. (1959). Selective radiation coatings. preparation and high temperature stability. *Solar Energy*, 3(4).
- [Langlais et al., 2014a] LANGLAIS, M., HUGONIN, J.-P., BESBES, M. et BEN-ABDALLAH, P. (2014a). Cooperative electromagnetic interactions between nanoparticles for solar energy harvesting. *Optics Express*, 22(S3).
- [Langlais et al., 2014b] LANGLAIS, M., PROD'HOMME, P., BRU, H. et BEN-ABDALLAH, P. (2014b). High temperature layered absorber for thermo-solar systems. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 149.

- [Lanxner et Elgat, 1990] LANXNER, M. et ELGAT, Z. (1990). Solar selective absorber coating for high service temperatures, produced by plasma sputtering. *In Optical Materials Technology for Energy Efficiency and Solar Energy Conversion IX*.
- [Le Gall *et al.*, 1997] LE GALL, J., OLIVIER, M. et GREFFET, J.-J. (1997). Experimental and theoretical study of reflection and coherent thermal emission by a SiC grating supporting a surface-phonon polariton. *Physical Review B*, 55(15).
- [Lee et Zhang, 2006] LEE, B. J. et ZHANG, Z. M. (2006). Coherent thermal emission from modified periodic multilayer structures. *J. Heat Transfer*, 129(1).
- [Li *et al.*, 2011] LI, Q., FLAMANT, G., YUAN, X., NEVEU, P. et LUO, L. (2011). Compact heat exchangers : A review and future applications for a new generation of high temperature solar receivers. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 15(9).
- [Mackowski, 1994] MACKOWSKI, D. W. (1994). Calculation of total cross sections of multiple-sphere clusters. *Journal of the Optical Society of America A*, 11(11).
- [Mackowski et Mishchenko, 1996] MACKOWSKI, D. W. et MISHCHENKO, M. I. (1996). Calculation of the T matrix and the scattering matrix for ensembles of spheres. *Journal of the Optical Society of America A*, 13(11).
- [Merchiers *et al.*, 2007] MERCHIER, O., MORENO, F., GONZÁLEZ, F. et SAIZ, J. (2007). Light scattering by an ensemble of interacting dipolar particles with both electric and magnetic polarizabilities. *Physical Review A*, 76(4).
- [Mulholland *et al.*, 1994] MULHOLLAND, G. W., BOHREN, C. F. et FULLER, K. A. (1994). Light Scattering by Agglomerates : Coupled Electric and Magnetic Dipole Method. *Langmuir*, 10(8).
- [Nakamura, 1977] NAKAMURA, T. (1977). Hydrogen production from water utilizing solar heat at high temperatures. *Solar Energy*, 19.
- [Nefzaoui *et al.*, 2012] NEFZAOU, E., DREVILLON, J. et JOULAIN, K. (2012). Selective emitters design and optimization for thermophotovoltaic applications. *Journal of Applied Physics*, 111(8).
- [Nishide et Mizukami, 1995] NISHIDE, T. et MIZUKAMI, F. (1995). Refractive indices of the tungsten oxide films prepared by sol-gel and sputtering processes. *Optical Engineering*, 34(11).
- [Novotny et Hecht, 2006] NOVOTNY, L. et HECHT, B. (2006). *Principles of Nano-Optics*. Cambridge University Press.
- [Palik, 1985] PALIK, E. D. (1985). *Handbook of optical constants of solids*, volume 1. Academic Press.
- [Palik, 1991] PALIK, E. D. (1991). *Handbook of optical constants of solids*, volume 2. Academic Press.
- [Palik, 1997] PALIK, E. D. (1997). *Handbook of optical constants of solids*, volume 9. Academic Press.

- [Perego *et al.*, 2010] PEREGO, C., REVEL, R., DURUPHTY, O., CASSAIGNON, S. et JOLIVET, J.-P. (2010). Thermal stability of TiO₂-anatase : Impact of nanoparticles morphology on kinetic phase transformation. *Solid State Sciences*, 12(6).
- [Purcell et Pennypacker, 1973] PURCELL, E. M. et PENNYPACKER, C. R. (1973). Scattering and absorption of light by nonspherical dielectric grains. *The Astrophysical Journal*, 186.
- [Rephaeli et Fan, 2008] REPHAELI, E. et FAN, S. (2008). Tungsten black absorber for solar light with wide angular operation range. *Applied Physics Letters*, 92(21).
- [Rephaeli *et al.*, 2013] REPHAELI, E., RAMAN, A. et FAN, S. (2013). Ultrabroadband Photonic Structures To Achieve High-Performance Daytime Radiative Cooling. 13.
- [Ruppin, 2000] RUPPIN, R. (2000). Evaluation of extended Maxwell-Garnett theories. *Optics Communications*, (182).
- [Salisbury, 1952] SALISBURY, W. (1952). Absorbent body for electromagnetic waves. US PATENT US19430486608.
- [Sang *et al.*, 2004] SANG, H.-Y., LI, Z.-Y. et GU, B. (2004). Stack-sequence dependent defect modes in one-dimensional photonic crystals. *Physics Letters A*, 331(6).
- [Sauvons le Climat, 2014] SAUVONS LE CLIMAT (2014). Scénario negatop. <http://www.sauvonsleclimat.org>. Dernière connexion : 12-08-2014.
- [Schmidt et Janssen, 1964] SCHMIDT, R. N. et JANSSEN, J. E. (1964). Selective coatings for vacuum-stable high-temperature solar absorbers. In *Thermal Radiation of Solids Symposium*.
- [Schubert *et al.*, 2008] SCHUBERT, M. F., MONT, F. W., CHHAJED, S., POXSON, D. J., KIM, J. K. et SCHUBERT, E. F. (2008). Design of multilayer antireflection coatings made from co-sputtered and low-refractive-index materials by genetic algorithm. *Optics Express*, 16(8).
- [Sergeant *et al.*, 2009] SERGEANT, N., PINCON, O., AGRAWAL, M. et PEUMANS, P. (2009). Design of wide-angle solar-selective absorbers using aperiodic metal-dielectric stacks. *Optics Express*, 17(25):22800–22812.
- [Shockley et Queisser, 1961] SHOCKLEY, W. et QUEISSER, H. J. (1961). Detailed balance limit of efficiency of p-n junction solar cells. *Journal of Applied Physics*, 32(3).
- [Sipe, 1987] SIPE, J. (1987). New Green-function formalism for surface optics. *Journal of the Optical Society of America B*, 4(4).
- [Stout *et al.*, 2002a] STOUT, B., ANDRAUD, C., PROT, D., LAFAIT, J., AUGER, J. C. et STOUT, S. (2002a). Complete field descriptions in three-dimensional multiple scattering problems : a transfer-matrix approach. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, 4.
- [Stout *et al.*, 2002b] STOUT, B., AUGER, J.-C. et LAFAIT, J. (2002b). A transfer matrix approach to local field calculations in multiple-scattering problems. *Journal of Modern Optics*, 49(13).
- [Su *et al.*, 2014] SU, C.-Y., TANG, H.-Z., ZHU, G.-D., LI, C.-C. et LIN, C.-K. (2014). The optical properties and sunscreen application of spherical h-BN–TiO₂/mica composite powder. *Ceramics International*, 40(3).
- [Tabor, 1956] TABOR, H. (1956). Selective radiation. i. wavelength discrimination. ii. wavefront discrimination. In *Trans. Conf. on the Use of Solar Energy*, volume II.

- [Tao *et al.*, 2008] TAO, H., LANDY, N. I., BINGHAM, C. M., ZHANG, X., AVERITT, R. D. et PADILLA, W. J. (2008). A metamaterial absorber for the terahertz regime : Design, fabrication and characterization. *Optics Express*, 16(10).
- [Tomaš, 1995] TOMAŠ, M. S. (1995). Green function for multilayers : Light scattering in planar cavities. *Physical Review A*, 51(3).
- [Wang *et al.*, 2014] WANG, W., CUI, Y., HE, Y., HAO, Y., LIN, Y., TIAN, X., JI, T. et HE, S. (2014). Efficient multiband absorber based on one-dimensional periodic metal - dielectric photonic crystal with a reflective substrate. *Optics Letters*, 39(2).
- [W.Theis Hard- and Software, 2012] W.THEIS HARD- AND SOFTWARE (2012). Scout. <http://www.wtheiss.com>.
- [Yurkin et Hoekstra, 2007] YURKIN, M. A. et HOEKSTRA, A. G. (2007). The discrete dipole approximation : An overview and recent developments. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, 106.