



HAL
open science

Transferts de chaleur par rayonnement dans les matériaux composites micro et nanostructurés

Philippe Ben-Abdallah

► **To cite this version:**

Philippe Ben-Abdallah. Transferts de chaleur par rayonnement dans les matériaux composites micro et nanostructurés. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Nantes, 2008. tel-00289689

HAL Id: tel-00289689

<https://theses.hal.science/tel-00289689>

Submitted on 23 Jun 2008

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.

UNIVERSITE DE NANTES

Ecole Doctorale : Mécanique, Thermique et Génie Civil

2008

**MEMOIRE D'HABILITATION A DIRIGER DES
RECHERCHES**

Spécialité : Thermique

Par Philippe BEN-ABDALLAH

Chargé de Recherche au CNRS

Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes

**Transferts de chaleur par rayonnement dans les matériaux
composites micro et nanostructurés**

Jury composé de :

Didier FELBACQ, Professeur, Groupe d'étude des semiconducteurs, Université de Montpellier II.

Gilles FLAMANT, Directeur de Recherche, Laboratoire PROMES, Odeillo.

Jean Jacques GREFFET, Professeur, ECP, Laboratoire EM2C, Châtenay-Malabry.

Laurent PILON, Professeur, Université de Californie, Los Angeles.

Luc BROHAN, Chargé de Recherche CNRS, Institut des Matériaux Jean Rouxel, Nantes.

Stéphan DILHAIRE, Maître de Conférences, CPMOH, Bordeaux I.

Gérard JEANDEL, Professeur, Université Henri Poincaré, Laboratoire LEMTA, Nancy.

à mon épouse

Table des matières

1 Curriculum Vitae	6
2 Liste des publications	10
3 Résumé des activités de recherches	15
Introduction	16
I. Transfert radiatif dans les matériaux à gradient de permittivité diélectrique	20
I-1 Idée de base.....	21
I-2 Propagation du champ électromagnétique dans un espace-temps courbe.....	21
I-3 Géométrie effective associée au matériau composite.....	23
I-4 Transfert Radiatif dans un espace temps courbe.....	25
I-4.1 Principe de Clausius généralisé et invariant géodésique.....	25
I-4.2 Equation de transfert dans un milieu participant.....	25
I-5 Amplification du champ de luminance par la courbure de l'espace-temps.....	26
I-6 Champ de température.....	27
I-7 Emission thermique en champ lointain.....	32
I-8 Métrologie optique.....	35
I-9 Transfert radiatif en présence de diffraction.....	37
I-10 Perspectives.....	39
II. Micro et nanostructures planes à émission thermique cohérente en champ lointain	42
II-1 Comportement en antenne des films minces en champ lointain.....	43
II-2 Emission thermique quasi-monochromatique par des cristaux photoniques contenant un défaut.....	46
II-2.1 Grandeurs hémisphériques spectrales.....	48
II.2.2 Couplage des modes du défaut avec les polaritons de surface.....	49
II-3 Design ab initio de sources thermiques cohérentes.....	51
II-3.1 Principe.....	51
II-3.2 Design d'une source thermique isotrope quasi-monochromatique.....	53
II-3.3 Design d'une source thermiques partiellement cohérente dans le proche infrarouge.....	55
II-4 Perspectives.....	57
III. Transferts de chaleur par hybridation de plasmons de surface	60
III.1 Comportement non-radiatif des films minces métalliques autour de leur fréquence plasmon...61	
III.1-1 Densité locale d'état au dessus du film.....	61
III.1-2 Hybridation des modes de surface.....	63
III.2 Transferts de chaleurs par hybridation de plasmons dans un réseau de nanoparticules.....	66
III.2-1 Interactions multipolaires.....	66
III.2-2 Conductance thermique multipolaire en régime balistique.....	70
III.2-3 Conductivité thermique multipolaire en régime diffusif.....	72

III.3 Perspectives.....	74
Conclusion générale	76
Bibliographie	78
4 Annexes	84

Première Partie

CURRICULUM VITAE

1. Curriculum Vitae

BEN-ABDALLAH Philippe

Né le 21 Février 1971 à Soyaux (Charentes)

Nationalité française

Marié

Adresse professionnelle :

Laboratoire de Thermocinétique de Nantes

Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes

44306 Nantes Cedex 03

Tel : 2 40 68 31 17 - Email : pba@univ-nantes.fr Fax : 02.40 68 31 41

Situation actuelle

Chargé de Recherche au CNRS (depuis septembre 2000) section 10 (Milieux fluides et réactifs : transports, transferts, procédés de transformation)

Chercheur dans l'axe ' Thermique des interfaces, micro et nanothermique' du Laboratoire de Thermocinétique de Nantes UMR 6607 du CNRS.

Formation et titres universitaires

- Diplôme d'Etudes Approfondies en Mécanique des Fluides, Combustion, Thermique (Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique) obtenu en 1994. Mention bien
- Doctorat en Mécanique des Fluides, Combustion et Thermique à Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique . Thèse soutenue le 26 septembre 1997.
Sujet : « Contribution théorique et numérique à la métrologie thermique inverse ».
Mention très honorable.
Directeur de Thèse : Georges Arnaud, Directeur de Recherche au CNRS.
- Séjour post-doctoral dans le groupe de recherche sur la modélisation des transferts radiatifs (Prof. A. Charrette) à l'Université du Québec de janvier 1999 à juin 2000.

Encadrement de travaux de recherche

Stages de DEA et de fin d'Etudes

- Janvier-juillet 2000 : co-encadrement (80%) du stage de fin d'Etudes (et équivalent DEA) de Ludovic MONTIER. Etude des transferts radiatifs instationnaires en milieu hétérogène.
- Janvier-Juin 2005 : encadrement du stage de DEA d'Emilien GUILLOT. Simulation d'écoulement dans des microcanaux par la méthode de Boltzmann sur réseau.
- Mars-Septembre 2007 : co-encadrement (50%) du stage de DEA d'Anthony BADOU-BONSOU. Etude de l'instabilité l'électro-hydrodynamique d'une interface liquide-liquide.

Thèses

- Octobre 2000-Décembre 2003 : co-encadrement de la thèse (50%) de Sébastien FUMERON. Etude théorique des transferts radiatifs dans les milieux uniaxes : Application à la restitution des constantes diélectriques des cristaux.
- Octobre 2004-Décembre 2007 : encadrement de la thèse de Jérémie DREVILLON. Design ab-initio de matériaux micro et nanostructurés pour l'émission thermique cohérente en champ proche et en champ lointain.
- Depuis Octobre 2005 : co-encadrement (80%) de la thèse de Clément LE GOFF. Thermique des nanofluides.

Post-Doctorat

- Depuis Septembre : encadrement du stage post-doctoral de Maxim PALLIY. Transferts de chaleurs à nanoéchelle dans les solutions nanocolloïdales.

Responsable scientifique du projet ESA « Microstructured Radiators » en 2007.

Responsable scientifique (LTN) du projet ANR Remona de 2006 à 2008.

Activités d'Enseignement

- 2002-2003 Cours en 3^{eme} année d'Ecole d'Ingénieur (Ecole Supérieure d'Ingénieur de Potiers). Introduction à la résolution de problèmes inverses linéaires mal posés.
- 2004-2006 Cours en Master Recherche (Mécanique Thermique et Génie Civil) en Micro et Nanothermique

Divers

- Rapporteur de revues de Physique (Physical Review, Journal of Applied Physics, Applied Physics Letters), d'Optique (Journal of Optical Society of America, Optics Letters, Optics Communications) et de Thermique (International Journal of Heat and Mass Transfer, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, Journal of Thermal Sciences)

Deuxième Partie

LISTE DES PUBLICATIONS

2. Liste des publications

Revues internationales avec comité de lecture

- 1) BEN-ABDALLAH P, ARNAUD G., Angular inversion of the radiative transfer equation for an absorbing emitting and non-scattering medium with a physical constraint, *International J. of Therm. Sciences*, 36, 9, p. 666-67, 1997.
- 2) BEN-ABDALLAH P, SADAT H., Application d'une méthode de perturbation au problème inverse de conduction de la chaleur , *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series IIB - Mechanics-Physics-Chemistry-Astronomy*, 325, e 8, p.473-479, 1997
- 3) BEN-ABDALLAH P, A variational method to inverse the radiative transfer equation: application to thermal sounding of atmospheres of giant planets , *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 60, p.9-15 1998.
- 4) BEN-ABDALLAH P., LE DEZ V., Sur la mesure locale du champ d'absorption d'un milieu axisymétrique à indice de réfraction variable, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series IIB - Mechanics-Physics-Astronomy*, 327, 5, p. 471-474, 1999.
- 5) BEN-ABDALLAH P., SAKAMI M., LE DEZ V., SAULNIER J., CHARETTE A.
Optical remote sensing inside an inhomogeneous axisymmetric medium: the absorption field measurement
Applied optics, Vol. 39, n° 3, p.411-417, 2000
- 6) BEN-ABDALLAH P., LE DEZ V., SAKAMI M., SAULNIER J., CHARETTE A.
Solutions analytiques planes de l'équation de transfert radiatif en milieu semi-transparent hétérogène axisymétrique
Comptes rendu de l'Académie des Sciences de Paris. Série Iib, Vol. 328, p.47-54, 2000
- 7) BEN-ABDALLAH P., LE DEZ V.
Effets thermiques dus à l'anisotropie optique dans un cristal uniaxe
Comptes rendu de l'Académie des Sciences de Paris. Série Iib, Vol. 328, p.277-282, 2000
- 8) BEN-ABDALLAH P., LE DEZ V.
Temperature field inside an absorbing-emitting semi-transparent slab at radiative equilibrium with variable spatial refractive index
Journal of quantitative spectroscopy & radiative transfer, Vol. 65, n° 4, p.595-608, 2000
- 9) BEN-ABDALLAH P., LE DEZ V.
Thermal emission of a two-dimensional rectangular cavity with spatial affine refractive index
Journal of quantitative spectroscopy & radiative transfer, Vol. 66, n° 6, p.555-569, 2000
- 10) BEN-ABDALLAH P., LE DEZ V.
Radiative transfer in a plane parallel slab of anisotropic uniaxial semi-transparent medium
Journal of quantitative spectroscopy & radiative transfer, Vol. 67, n° 1, p.21-42, 2000
- 11) BEN-ABDALLAH P., LE DEZ V.
Radiative flux field inside an absorbing-emitting semi-transparent slab with variable spatial refractive index at radiative conductive coupling, *Journal of quantitative spectroscopy & radiative transfer*, Vol. 67, n° 2, p.125-137, 2000

- 12) BEN-ABDALLAH P., LE DEZ V.
Thermal emission of a semi-transparent slab with variable spatial refractive index
Journal of quantitative spectroscopy & radiative transfer, Vol. 67, n° 3, p.185-198, 2000
- 13) BEN-ABDALLAH P., SADAT H., LE DEZ V.
Résolution d'un problème inverse de convection-diffusion par une méthode de perturbation singulière
International journal of thermal sciences, Vol. 39, n° 7, p.742-752, 2000
- 14) BEN-ABDALLAH P., LE DEZ V., LEMONNIER D., FUMERON S., CHARETTE A.
Inhomogeneous radiative model of refractive and dispersive semi-transparent stellar atmospheres
Journal of quantitative spectroscopy & radiative transfer, Vol. 69, n° 1, p.61-80, 2001
- 15) BEN-ABDALLAH P., FUMERON S., LE DEZ V., CHARETTE A..
Integral form of the radiative transfer equation inside refractive cylindrical media.
Journal of Thermophysics and Heat Transfer, Vol. 15, n°2, p. 184-189, 2001
- 16) BEN-ABDALLAH P., LE DEZ V.
Influence of a spatial variation of the thermo-optical constants on the radiative transfer inside an absorbing-emitting semi-transparent sphere, *Journal of quantitative spectroscopy & radiative transfer* (70)3 pp. 341-365, 2001.
- 17) BEN-ABDALLAH P., LE DEZ V.
Energetic and optical consequences of light distortion inside an expanding isotropic sphere, *J. Opt. Soc. Am. B* pp. 1667-1675, Vol. 18, 11, 2001.
- 18) BEN-ABDALLAH P.
Propagation of light inside shear flows : a remote sensing method to retrieval velocity fields, in press
Journal of quantitative spectroscopy & radiative transfer, (73) 1, pp. 1-11, 2002.
- 19) BEN-ABDALLAH P.
Consequences of spacetime curvature on both the Clausius principle and the radiative transfer theory, *Appl. Optics*, pp. 5452-5458, Vol. 40, 30, pp. 5275-5544, 2001.
- 20) BEN-ABDALLAH P.
Radiative Transfer in Static and Spherically Symmetric Distorting Media : From the effective geometry to a kinetic theory. *Journal of quantitative spectroscopy & radiative transfer*, (73) 1, pp. 69-90, 2002.
- 21) BEN-ABDALLAH P.
When the space curvature dopes the radiant intensity. *J. Opt. Soc. Am. B* , pp. 1766-1777, Vol. 19, n° 8, 2002.
- 22) BEN-ABDALLAH P., NI. B.
Radiative transfer in strongly lossy inhomogeneous thin films. *Journal of quantitative spectroscopy & radiative transfer*, Vol. 78, 5, pp 481-488, 2003.
- 23) BEN-ABDALLAH P., NI. B.
Radiance intensity enhanced by thin inhomogeneous thin films. *Journal of quantitative spectroscopy & radiative transfer*, Volume 84, Issue 1, pp. 115-122, 2004.
- 24) BEN-ABDALLAH P.
Thermal antenna Behavior for thin-film structures, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 21, n° 7, 2004.
- 25) BEN-ABDALLAH P. and NI B.

- Thermal emission stimulated by excitation of metastable states, Journal of quantitative spectroscopy & radiative transfer, Volume 91, Issue 2, Pages 181-187, (2005).*
- 26) LEGROS G., FUENTES A., BEN ABDALLAH P., BAILLARGEAT J., JOULAIN P., VANTELON J. P. and TORERO J.
Three-dimensional recomposition of the absorption field inside a non-buoyant sooting diffusion flame. Optics Letters, Vol. 30, Issue 24, pp. 3311-3313, 2005.
- 27) BEN ABDALLAH P. and NI B.
Single-defect Bragg stacks for high-power narrow-band thermal emission Journal of Applied Physics. 97, 104910, 2005.
- 28) FUMERON S., CHARETTE A. and BEN ABDALLAH P.
Spectral and refractive effects in non-stationary radiative transfer: a theoretical study in dense media. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, Volume 95, Issue 1, Pages 33-47, 2005.
- 30) FUMERON S., CHARETTE A. and BEN ABDALLAH P.
Interactions between kinetic and radiative processes inside moving absorbing fluids. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 97, pp 195-208, 2006.
- 31) BEN ABDALLAH P., NI B., OULD EL MOCTAR A., AUBRY N. and SINGH P.
Optical manipulation of neutral nanoparticles suspended in a microfluidic channel, Journal of Applied Physics, 99, 094303, 2006.
- 32) BEN-ABDALLAH P., *Heat transfer through near-field interactions in nanofluids, Applied Physics Letters, 89, 113117, 2006*
- 33) BEN-ABDALLAH P., *Enhanced heat transport via collective modes in confined nanofluids, WSEAS transactions on heat and mass transfer, 3, 1, pp. 318-322, 2006.*
- 34) BEN-ABDALLAH P., *Dynamic structure and cluster formation in confined nanofluids under the action of an external force field, Physical Review E, 74, 041407, 2006.*
- 35) FUMERON S., BEN-ABDALLAH P. AND CHARETTE A., *Thermal shield effect with uniaxial crystals, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 104, Pages 474-481, 2007.*
- 36) LE GOFF C., BEN-ABDALLAH P. , DOMINGUES G. AND OULD EL MOCTAR A., *Enhanced thermal conductivity in nanofluids under the action of oscillating force fields, J. Nanoparticle Research, 10.1007/s11051-007-9346-z-2007*
- 37) DREVILLON J. AND BEN-ABDALLAH P., *Ab initio design of coherent thermal sources, J. Appl. Phys., 102, 114305, 2007.*
- 38) BEN-ABDALLAH P. AND JOULAIN K., *Heat transport through plasmonic interactions in closely spaced metallic nanoparticle chains, Journal of Physics, 92, 012087, 2007.*
- 39) P. BEN-ABDALLAH, K. JOULAIN, J. DREVILLON and C. LE GOFF, *Heat transport through plasmonic interactions in closely spaced metallic nanoparticles chains, Phys. Rev. B, 77, 2008*

Actes de congrès internationaux

A- BEN-ABDALLAH P., FUMERON S., LEMONNIER D., CHARETTE A., LE DEZ V.,
Heat transfer conference, Pittsburg, USA, Non-Euclidean thermal effects within a refractive cylindrical semi-transparent medium, august 2000.

B- BEN-ABDALLAH P., LE DEZ V.
The third international symposium on radiative transfer in Antalya, Turkey, Lecture on the Clausius principle and radiative transfer in curved space-time, June 2001.

C- BEN-ABDALLAH P., NI. B, LE DEZ V.
The 13th International Symposium on Transport Phenomena, Victoria, Canada, Transport and tunneling of scalar wave fields in inhomogeneous media, july 2002.

D-BEN-ABDALLAH P.
8th International Symposium on fluid control, measurement and vizualisation, Chengdu, China, Optical manipulation of nanoparticles in microflows : application to the thermal conductivity enhancement, August, 2005 .

E. LE GOFF C., BEN-ABDALLAH P. and OULD EL MOCTAR A.,
Enhanced thermal conductivity in nanofluids under the action of oscillating force fields, Nanofluids: Fundamentals and Applications, Copper Mountain, Colorado, Sept. 16-20 2007.

F. BEN-ABDALLAH P. and JOULAIN K.,
Heat transport through plasmonic interactions in closely spaced metallic nanoparticles chains, Nanofluids: Fundamentals and Applications, Copper Mountain, Colorado, Sept. 16-20 2007.

G. DREVILLON J. and. BEN-ABDALLAH P.,
Design ab initio of coherent thermal sources, ICHMT Symposium: RAD-07, Bodrum, TURKEY, 12 - 22 June 2007.

H. DREVILLON J. and BEN-ABDALLAH P.,
Near field thermal emission of thin films, Micro and nanoscale heat transfer international conference, Tainan, Taiwan, January 2008.

Conférences invitées

BEN-ABDALLAH P., Keynote on Coherent thermal sources and energy conversion, at WSEAS Multiconference on RENEWABLE ENERGY SOURCES (RES' 07) in Arcachon, France, October 14-16, 2007.

BEN-ABDALLAH P., Plenary lecture on the Design ab-initio of coherent thermal sources, 6th IASME / WSEAS Int. Conf. on HEAT TRANSFER, THERMAL ENGINEERING and ENVIRONMENT (HTE'08) .

Séminaires externes

A- BEN-ABDALLAH P.
Radiative transfer inside inhomogeneous semi-transparent media. Fudan University, Shanghai, China April 2001

B- BEN-ABDALLAH P.

Thermal insulating with anisotropic media. Dong Hua University, Shanghai, China April, 2001

C- BEN-ABDALLAH P.

Radiative transfer inside inhomogeneous media, Quebec University, 2002

D- BEN-ABDALLAH P.

Coherent thermal emission with finite photonic crystals, Fudan University, Shanghai, 2005.

Valorisation et rapports divers

a-Brevet national prioritaire n° 0308386 « Antenne thermique » (2004) .

b- Indicatrices d'émission émergeant d'une surface de révolution, rapport de contrat, Snecma, en collaboration avec V. Le Dez et D. Lemonnier (2004).

c- Programme de Recherche ANR « Refroidissement de moteurs par nanofluides » en collaboration avec le CEA Saclay/DRECAM, le CEA de Grenoble/Greth, Renault et Texaco (2006-2008).

d-Microstructured radiators : Contrat de Recherche ESA, Ariadna ID: 06/9501 (2007).

Troisième Partie

RESUME DES ACTIVITES DE RECHERCHE

Introduction

A la suite de ma soutenance de thèse en septembre 1997 et de mon service militaire, j'ai effectué un stage post-doctoral d'un an à l'Université du Québec à Chicoutimi. J'y ai intégré le groupe de modélisation des transferts radiatifs dirigé par le Professeur A. Charrette. En septembre 2000, j'ai obtenu un poste de Chargé de Recherche au LET (Laboratoire d'Etudes Thermiques, UMR CNRS 6608) à l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique. J'y ai mené mes travaux de recherche pendant trois ans au sein de l'Equipe 'Rayonnement, Micro et Nanothermique' (responsable, J. B. Saulnier Professeur à l'ENSMA). Depuis septembre 2003, j'ai rejoint le LTN (Laboratoire de Thermocinétique de Nantes, UMR CNRS 6607) à l'Ecole Polytechnique de l'Université de Nantes. Mon travail de recherche, est principalement orienté autour de l'étude des transferts de chaleur et de quantité de mouvement par voie radiative dans les matériaux nanostructurés et dans les suspensions colloïdales. Il s'insère dans l'axe thématique 'Thermique des Interfaces, Micro et Nanothermique' du Laboratoire.

Ce document présente une synthèse de l'essentiel de mes activités de recherche effectuées depuis 1999. Toutefois un certain nombre de travaux sur la manipulation optique de nanoobjets, sur la métrologie optique et sur les transferts radiatifs instationnaires ne seront pas discutés dans ce mémoire (on renvoie le lecteur intéressé par ces travaux aux références citées dans la liste des publications et aux articles reproduits dans l'annexe). Les recherches décrites ici concernent principalement les transferts radiatifs stationnaires dans les milieux semi-transparents denses et hétérogènes et les transferts de chaleur en champ proche dans les matériaux nanocomposites. C'est pourquoi, j'ai choisi de regrouper ces travaux sous le vocable 'transferts de chaleur par rayonnement dans les matériaux composites micro et nanostructurés'. Les développements réalisés ces dernières années dans le domaine des nanotechnologies autorisent désormais la structuration de la matière à une échelle sub-longueur d'onde jusque dans le visible ce qui permet de sculpter à macro échelle les propriétés radiatives des matériaux composites et de contrôler les échanges radiatif en champ proche dans ces milieux..

La première partie de cette HDR portera sur les transferts radiatifs dans les matériaux nanocomposites à gradient de permittivité diélectrique dans l'approximation de l'optique géométrique. Des avancées spectaculaires ont récemment été faites sur ce sujet grâce aux progrès technologiques réalisés dans le domaine de la nanofabrication. Il est désormais possible de concevoir des matériaux composites complexes pour générer artificiellement une variation spatiale de la permittivité diélectrique $\varepsilon(r)$ et de la perméabilité magnétique $\mu(r)$. Nous montrerons que cette structuration

permet de modéliser les trajets optiques et de contrôler le flot d'énergie radiative dans ces milieux. Nous verrons qu'il existe une analogie forte entre la théorie de la relativité générale et l'électrodynamique classique dans un nanocomposite à gradient de permittivité diélectrique (i.e. la lumière expérimente la matière comme un champ gravitationnel effectif). Nous montrerons comment le transfert radiatif peut-être modélisé dans ces milieux, quels sont les effets induits par la courbure de l'espace temps sur le champ de luminance, sur l'absorption, le processus diffusion et le champ de température. Nous verrons en particulier que la courbure de l'espace temps permet dans certaines conditions d'amplifier la luminance monochromatique directionnelle dans un milieu absorbant. Enfin, nous montrerons que ces matériaux permettent de concevoir des sources thermiques cohérentes en champ lointain.

Dans une seconde partie nous nous intéresserons aux propriétés de cohérence du champ rayonné par des matériaux stratifiés micro et nanostructurés et à la mise au point de sources thermiques cohérentes à partir de ces matériaux. Nous commencerons par décrire le comportement émissif en champ lointain des films fins et montrerons que ces milieux peuvent se comporter comme des antennes thermiques. Nous verrons ensuite comment les structures composites planes peuvent servir à mettre au point des sources thermiques à haut degré de cohérence spectrale simultanément pour les deux états de polarisation du champ électromagnétique. Enfin, nous montrerons qu'il est possible, pour concevoir une source thermique cohérente, d'abandonner la démarche heuristique usuelle basée sur une approche de type essai-erreur au profit d'une démarche ab-initio plus rationnelle.

Dans la troisième et dernière partie de ce mémoire nous présenterons nos travaux sur les transferts de chaleurs en champ proche dans les matériaux composites. Une fois de plus, on commencera par décrire le comportement des films minces. Nous verrons que lorsqu'un film supporte des ondes de surface, l'hybridation de ces modes de part et d'autre du film lui confère un comportement radicalement différent de celui des matériaux massifs. On étudiera ensuite les transferts de chaleur par interactions d'ondes de surface dans des réseaux de nanoparticules immergés dans des matrices diélectrique solides. Nous montrerons que lorsque les nanoparticules sont séparées par des distances plus grandes que leur diamètre, chaque particule peut-être considérée comme un simple dipôle en interaction avec ces voisins. Dans ce cas, nous verrons que le transfert de chaleur par interaction des polaritons de surface à travers le réseau est négligeable. En revanche, nous montrerons qu'à courtes distances de séparation (typiquement pour des distances inférieures au diamètre des particules) les interactions multipolaires peuvent devenir très importantes et augmenter significativement le transfert de chaleur. Enfin, nous étudierons le transport de chaleur dans les réseaux monodimensionnels en régime balistique et en régime diffusif .

I. Transferts radiatifs dans les matériaux à gradient de permittivité diélectrique

Ma contribution aux activités de recherche sur ce thème remonte à environ huit ans où j'ai entrepris l'étude des mécanismes de transfert d'énergie électromagnétique dans les milieux diélectriques hétérogènes dans l'approximation de l'optique géométrique. Ce thème de recherche a connu, ces dernières années, un regain d'intérêt dans le domaine de l'optique grâce aux développements spectaculaires des techniques de nanofabrication. Des structures métallodielectriques complexes, permettent désormais, par une distribution spatiale ad hoc des éléments de base et par un choix approprié de leur taille, de contrôler, le flot d'énergie électromagnétique dans ces milieux.

I-1 Idée de base

Lorsqu'un faisceau de lumière se propage en direction d'un objet massif on sait que le champ de gravité associé à cet objet courbe le trajet optique au voisinage de celui-ci en déformant l'espace-temps « perçu » par les photons (Fig.I-1). Ce résultat, prédit par la théorie de la relativité générale, est à la base d'une nouvelle approche dite par « transformation optique » pour la conception de matériaux composites fonctionnalisés. Cette approche consiste à modéliser les lignes de flux associées au champ électromagnétique dans le milieu en déformant l'espace temps expérimenté par ce champ.

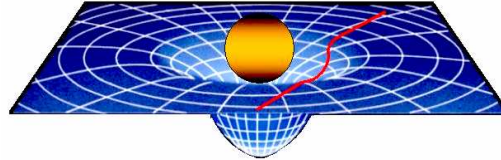


Fig.I-1 : Un exemple de trajet optique courbe au voisinage d'un objet massif.

La question corollaire est donc de savoir comment courber l'espace temps « perçu » par le champ électromagnétique ? Cette question a trouvé une réponse partielle il y a plusieurs dizaines d'années. En effet, il est connu depuis longtemps maintenant que certains milieux matériels (diélectriques en mouvement, superfluides, condensats de Bose-Einstein, matériaux non linéaire)[1-8] et même certains vides quantiques [9-10] se comportent vis-à-vis du champ électromagnétique comme un champ gravitationnel effectif [11-15]. Cependant il est la plupart du temps impossible à partir de ces milieux de sculpter l'espace-temps pour lui donner la structure topologique désirée. Pour contourner cette difficulté, Leonhardt et Pendry [16-17] ont proposé en 2006 l'idée d'utiliser des matériaux composites structurés à échelle sub-longueur d'onde pour modéliser à échelle macroscopique les propriétés diélectriques et magnétiques de ces milieux. Ce changement complet de paradigme basé sur la nanostructuration de la matière a ouvert la voie à la synthèse de nouveaux matériaux fonctionnalisés pour l'optique (lentilles parfaites, superlentilles, métamatériaux...). Ces matériaux permettent aujourd'hui de repousser les limites de l'optique classique (i.e. limite de diffraction de Rayleigh, indice de réfraction positif ...) et ouvrent la voie, à moyen terme, au développement de nouvelles technologies dans le domaine des Sciences pour l'Ingénieur et en particulier dans celui de la conversion d'énergie.

I-2 Propagation du champ électromagnétique dans un espace-temps courbe

En l'absence de sources les équations de Maxwell dans un espace temps courbe s'écrivent [18] (formulation tensorielle)

$$D_{\alpha}F_{\beta\gamma} + D_{\beta}F_{\gamma\alpha} + D_{\gamma}F_{\alpha\beta} = 0, \quad (I.1)$$

$$D_{\beta}F^{\alpha\beta} = 0, \quad (I.2)$$

où D_{α} représente la dérivée covariante dans la métrique courbe et $F_{\alpha\beta}$ le tenseur de Faraday qui s'exprime en fonction du champ électrique E_{α} et magnétique H_{α} de la manière suivante

$$F_{\mu\nu} = E_{\mu}v_{\nu} - E_{\nu}v_{\mu} + \eta_{\mu\nu}^{\rho\sigma}v_{\rho}H_{\sigma} \quad (I.3)$$

$\eta_{\mu\nu}^{\rho\sigma}$ étant le tenseur antisymétrique de Levi Civita et $v^{\mu} = \gamma(1, \mathbf{V})$ le quadrivecteur vitesse de l'observateur. La solution des équations de Maxwell dans l'approximation de l'optique géométrique

(i.e. correspondant aux hautes fréquences) s'obtient en cherchant une solution de (I.1) et (I.2) sous la forme [19]

$$F_{\alpha\beta} = \text{Re}\{A_{\alpha\beta} \exp[iS]\}, \quad (\text{I.4})$$

où S représente la fonction de phase généralisée définie par

$$S = -\int K_\nu dx^\nu, \quad (\text{I.5})$$

avec

$$dx^\nu = (dt, d\mathbf{x}) \quad (\text{I.6})$$

le déplacement élémentaire dans l'espace courbe et

$$K_\nu = \left(\frac{\omega}{c}, -\mathbf{K}\right) = -\partial_\nu S \quad (\text{I.7})$$

le quadrivecteur d'onde. Dans l'expression (I.4) $A_{\alpha\beta}$ représente l'amplitude complexe de l'onde.

Dans l'approximation de l'optique géométrique (i.e. la longueur d'onde λ est petite devant le rayon de courbure \mathfrak{R} de l'espace temps et devant la longueur caractéristique ℓ du milieu de sorte que les mécanismes d'interférences sont négligeables), cette amplitude varie lentement dans l'espace et dans le temps. En introduisant le petit paramètre

$$\varepsilon \equiv \lambda / \min\{\mathfrak{R}, \ell\} \quad (\text{I.8})$$

et en réécrivant l'onde plane (I.4) en fonction de ce paramètre (on garde la même notation pour la phase)

i.e.

$$F_{\alpha\beta} = \text{Re}\{(a_{\alpha\beta} + \varepsilon b_{\alpha\beta} + \dots) \exp(iS / \varepsilon)\} \quad (\text{I.9})$$

il vient après avoir substitué cette expression dans (I.1) et avoir identifié les termes de même puissance en ε [20]

$$K_\alpha a_{\beta\gamma} + K_\beta a_{\gamma\alpha} + K_\gamma a_{\alpha\beta} = 0, \quad (\text{I.10})$$

$$D_\alpha a_{\beta\gamma} + D_\beta a_{\gamma\alpha} + D_\gamma a_{\alpha\beta} = -i(K_\alpha b_{\beta\gamma} + K_\beta b_{\gamma\alpha} + K_\gamma b_{\alpha\beta}). \quad (\text{I.11})$$

En procédant de manière analogue avec la relation (I.2) il vient

$$K_\beta a^{\alpha\beta} = 0, \quad (\text{I.12})$$

$$D_\beta a^{\alpha\beta} = -iK_\beta b^{\alpha\beta}. \quad (\text{I.13})$$

En contractant l'expression (I.10) avec K^α et en utilisant l'égalité (I.12), il est facile d'obtenir la relation

$$K_\alpha K^\alpha = 0 \quad (\text{I.14})$$

qui montre que le quadrivecteur d'onde est un quadrivecteur nul. De façon équivalente, en introduisant le tenseur métrique $g^{\alpha\beta}$, on a

$$g^{\alpha\beta} K_\alpha K_\beta = 0 \quad (\text{I.15})$$

qui est ni plus ni moins que la relation de dispersion des ondes électromagnétiques dans l'espace courbe. En effet, en introduisant d'après (I.7) la pulsation ω de l'onde, il vient [19]

$$g^{00} \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 + 2g^{0\alpha} \frac{\omega}{c} K_\alpha + g^{\alpha\beta} K_\alpha K_\beta = 0 \text{ avec } \alpha, \beta = 1, 2, 3 \quad (\text{I.15-bis})$$

où seules les composantes spatiales du quadrivecteur d'onde demeurent. En effectuant alors la dérivée covariante de (I.14) on obtient finalement

$$K^\alpha D_\alpha K^\beta = 0 \quad (\text{I.16})$$

ce qui indique que dans un espace courbe (variété de Riemann) les rayons se propagent le long des courbes géodésiques (i.e. transport parallèle).

I-3 Géométrie effective associée au matériau composite

Les matériaux composites structurés à une échelle sub-longueur d'onde peuvent être considérés comme localement homogènes [21] donc associés à un espace localement plat. La détermination des propriétés optiques effectives de ces milieux constitue un enjeu important pour la transformation optimale de l'espace-temps. Sans entrer dans le détail de la résolution de ce problème qui reste d'ailleurs aujourd'hui partiellement ouvert (on renvoie le lecteur aux nombreux développements réalisés ces dernières années sur ce sujet [22-23]) on se contentera ici, l'objectif étant simplement de relier la permittivité de ces milieux à la géométrie perçue par le champ électromagnétique, d'appliquer la théorie développée par Brugman [24] pour déterminer la permittivité diélectrique effective (par homogénéisation) des milieux diélectriques composites. Pour illustrer notre propos nous considérons (Fig. I-2) un milieu axisymétrique, non magnétique, composé d'une matrice diélectrique transparente de permittivité diélectrique ε_h dans laquelle on distribue des inclusions métalliques de taille sub-longueur d'onde avec un facteur de remplissage $f(r)$. La réponse électromagnétique d'une inclusion est décrite par son facteur de dépolarisation q dans chaque direction d'espace \mathbf{j} et elle dépend uniquement de la forme de l'inclusion. L'écrantage du champ électrique par une inclusion, c'est-à-dire l'atténuation de ce champ du à la présence des charges libres (électrons), se mesure à partir du coefficient

$$\kappa = (1 - q) / q. \quad (\text{I.17})$$

Plus le facteur de dépolarisation est faible, plus le facteur d'écrantage κ est grand, ce qui signifie que l'interaction entre le champ électrique et l'inclusion augmente. La permittivité effective ε_{eff} du matériau composite est alors solution de l'équation quadratique suivante [22,24]

$$f(r) \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_{eff}(\mathbf{j})}{\varepsilon_i + \kappa \varepsilon_{eff}(\mathbf{j})} + [1 - f(r)] \frac{\varepsilon_h - \varepsilon_{eff}(\mathbf{j})}{\varepsilon_i + \kappa \varepsilon_{eff}(\mathbf{j})} = 0 \quad (\text{I.18})$$

où ε_i désigne la permittivité diélectrique (réelle) des inclusions. La question est maintenant de savoir comment se matérialise l'espace-temps ? Pour répondre à cette question nous avons examiné [19] comment le front d'onde d'une onde plane se déforme lors de sa propagation dans ce milieu. Ceci revient à relier l'évolution de la vitesse de phase à la permittivité diélectrique effective. Or, la vitesse de phase d'une onde plane de type (I.4) qui se propage dans la direction \mathbf{j} est, par définition, donnée par

$$v_{phase}(\mathbf{j}) = \frac{\omega}{|\mathbf{K}|} \approx \frac{c}{\sqrt{\text{Re}[\varepsilon_{eff}(\mathbf{j})]}}, \quad (\text{I.19})$$

où \mathbf{K} représente le vecteur d'onde. Pour exhiber la métrique effective associée au composite on procède de la manière suivante. En divisant la relation de dispersion (1.16) par le module de \mathbf{K} et en utilisant la définition (I.19), la vitesse de phase de l'onde est alors solution du trinôme

$$g^{00} \left(\frac{v_{phase}}{c} \right)^2 + 2g^{0\alpha} \frac{v_{phase}}{c} k_\alpha + g^{\alpha\beta} k_\alpha k_\beta = 0 \quad (\text{I.20})$$

c'est-à-dire qu'elle s'écrit en fonction du tenseur métrique

$$v_{phase} = \frac{g^{0\alpha} k_\alpha + \sqrt{(g^{0\alpha} k_\alpha)^2 - g^{00} g^{\alpha\beta} k_\alpha k_\beta}}{g^{00}} c, \quad (\text{I.21})$$

où k_α est la composante α du vecteur \mathbf{K} normalisé. La première chose que l'on remarque, à partir de cette expression, c'est qu'il n'y a pas de relation univoque entre la permittivité diélectrique effective du milieu et la géométrie de l'espace courbe. Pour identifier une métrique ad hoc, le plus simple est alors de considérer un espace de la forme

$$g^{\mu\nu} = \text{diag}(\varepsilon_{\text{eff}} / c^2, 1, 1, 1). \quad (\text{I.22})$$

Cet espace est semblable à l'espace associé à un milieu hétérogène anisotrope à gradient de permittivité diélectrique. Néanmoins cet espace est inadapté pour effectuer un bilan radiatif dans le composite. En effet, on sait [25] que l'énergie véhiculée par les ondes dans le composite ne se propage pas perpendiculairement aux surfaces d'onde $S=\text{cte}$ mais le long des lignes tangentes à la vitesse de groupe de sorte que les courbes géodésiques associée à l'espace défini en (I.22) ne correspondent pas aux lignes de flux dans le matériau composite. Pour déterminer la géométrie appropriée, il est nécessaire de commencer par calculer la vitesse de groupe associée à l'onde puis d'exhiber l'espace tangent associé à ce champ. Par définition la vitesse de groupe est donnée par

$$\mathbf{v}_g = \frac{d\omega}{d\mathbf{K}} = \frac{dv_{\text{phase}}}{dk} + v_{\text{phase}} \mathbf{k} \quad (\text{I.23})$$

Cette relation montre que l'énergie ne se propage normalement aux surfaces d'onde que lorsque la vitesse de phase est indépendante de la direction, c'est-à-dire lorsque le milieu se comporte comme un milieu isotrope. L'indice de groupe découle quant à lui de la relation (I.23)

$$n_g = \frac{c}{v_g} \quad (\text{I.24})$$

où v_g représente la norme de la vitesse de groupe. Les trajets optiques empruntés par l'énergie électromagnétique dans le milieu sont alors, d'après ce qui a été démontré au paragraphe précédent, les courbes géodésiques de l'espace muni de la métrique

$$g^{\mu\nu} = \text{diag}(n_g^2 / c^2, 1, 1, 1) \quad (\text{I.25})$$

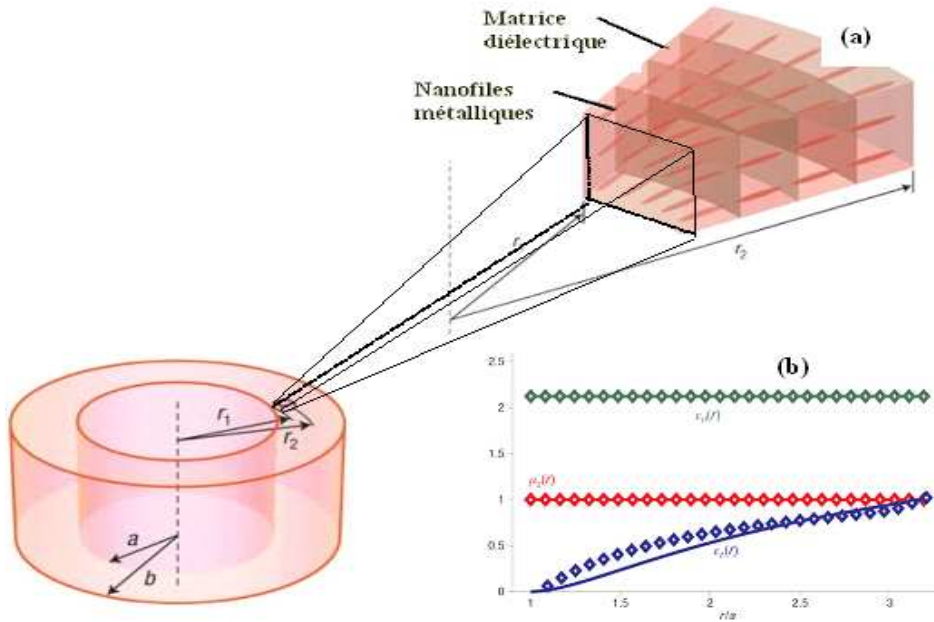


FIG. I-2. Un exemple de matériau métallodielectrique nanostructuré (a) et de sa permittivité diélectrique effective (b) (d'après W. Cai et al. Nature Photonics, 2007).

I-4 Transfert Radiatif dans un espace temps courbe

A partir de cet espace effectif, nous avons déterminé par une approche phénoménologique, la forme de l'équation de transfert radiatif dans ces milieux composites (et de manière générale dans n'importe quel milieu diélectrique hétérogène linéaire ou non, en mouvement ou au repos [19]).

I-4.1 Principe de Clausius généralisé et invariant géodésique

Pour cela, on a commencé par considérer un milieu non participant associé à la métrique plate de Minkowski

$$\eta^{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1). \quad (\text{I.26})$$

Dans cet espace on peut définir en tout point \mathbf{x} une surface élémentaire orientée d^2S et un champ de luminance monochromatique directionnelle I_ν dans la direction par la relation

$$I_\nu(\mathbf{x}, \boldsymbol{\Omega}) = \frac{h\nu N(\mathbf{x}, \boldsymbol{\Omega}, \nu)}{d^2 S dt d\nu d\Omega}, \quad (\text{I.27})$$

où $h\nu$ représente l'énergie véhiculée par les photons de fréquence ν (h étant la constante de Planck) et N le nombre de ces photons qui traverse la surface orientée pendant l'intervalle de temps dt . Or, d'après le théorème de Liouville, en l'absence d'interaction, le nombre de photon par unité de volume

dans l'espace des phase ($d^6V = (\frac{h}{c})^3 \nu^2 d\nu d\Omega d^2 S dt$) se conserve

$$\text{i.e.} \quad \frac{N(\mathbf{x}, \boldsymbol{\Omega}, \nu)}{\nu^2 d^2 S dt d\nu d\Omega} = \text{cte}. \quad (\text{I.28})$$

Il s'en suit d'après (I.27) la relation,

$$\frac{I_\nu(\mathbf{x}, \boldsymbol{\Omega})}{\nu^3} = \text{cte}'. \quad (\text{I.29})$$

En effectuant alors la transformation suivante (par dilatation) de l'espace l'espace plat en espace temps courbe

$$\begin{aligned} \mathbf{x}' &= \mathbf{x} \\ t' &= n_g^{-2} t \end{aligned} \quad (\text{I.30})$$

de manière à se ramener à la structure du composite décrite en (I.25) on obtient la relation

$$\frac{I_\nu(\mathbf{x}', \boldsymbol{\Omega})}{n_g^2 \nu^3} = \text{cte}'. \quad (\text{I.31})$$

Cette relation généralise la loi de Clausius classique à n'importe quels milieux composites [26-27]. Pour un problème stationnaire (i.e. la métrique est indépendante du temps) et en l'absence de dispersion (i.e. pas de décalage Doppler le long du trajet optique) on a

$$\frac{I_\nu(\mathbf{x}', \boldsymbol{\Omega})}{n_g^2} = \text{cte}'. \quad (\text{I.32})$$

le long du trajet optique, ce qui correspond à la loi de Clausius classique.

I-4.2 Equation de transfert dans un milieu participant

En présence d'absorption, de diffusion et lorsque le milieu est émettant la grandeur précédente ne se conserve plus le long des trajets optiques. Elle évolue suivant une loi de forme générale

$$\frac{d}{ds} \frac{I_\nu(\mathbf{x}, t, \boldsymbol{\Omega})}{\nu^3 n_g^2(\mathbf{x}, t, \boldsymbol{\Omega})} + \kappa_\nu(\mathbf{x}, t) \frac{I_\nu(\mathbf{x}, t, \boldsymbol{\Omega})}{\nu^3 n_g^2(\mathbf{x}, t, \boldsymbol{\Omega})} = S_\nu(\mathbf{x}, t, \boldsymbol{\Omega}), \quad (\text{I.33})$$

où ds représente l'élément d'abscisse curviligne ($ds^2 \equiv g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$) le long du trajet emprunté par l'énergie tandis que

$$S_\nu(\mathbf{x}, t, \boldsymbol{\Omega}) = Q_\nu(\mathbf{x}, t) + \int_0^{+\infty} \frac{1}{\nu^3} \int_{4\pi} \sigma_{in}(\mathbf{x}, t, \nu' \rightarrow \nu, \boldsymbol{\Omega}' \rightarrow \boldsymbol{\Omega}) \frac{I_{\nu'}(\mathbf{x}, t, \boldsymbol{\Omega}')}{n_g^2(\mathbf{x}, t, \boldsymbol{\Omega}')} d\boldsymbol{\Omega}' d\nu' \quad (\text{I.34})$$

représente la source monochromatique dans la direction $\boldsymbol{\Omega}'$ due à l'émission spontanée (à l'équilibre thermodynamique local)

$$Q_\nu(\mathbf{x}, t) = \kappa_\nu(\mathbf{x}, t) \frac{I_\nu^0(T)}{n_g^2 \nu^3} \quad (\text{I.35})$$

et à la diffusion des photons des directions $\boldsymbol{\Omega}'$ vers la direction $\boldsymbol{\Omega}$, σ_{in} étant la densité de probabilité de diffusion entrante. Dans la relation (I.34) $I_\nu^0(T)$ représente la loi de Planck à la température T, c'est à dire la loi de distribution des photons à l'équilibre thermodynamique. Quant à l'absorption monochromatique κ_ν le long de la ligne de flux, elle découle de la relation

$$\kappa_\nu = 2 \text{Im } K \quad (\text{I.36})$$

qui est directement reliée à l'extinction de l'énergie électromagnétique (proportionnelle au carré du champ) et qui se calcul à partir de la permittivité diélectrique effective (I.18) et de la relation de dispersion (I.16).

I-5 Amplification du champ de luminance par la courbure de l'espace-temps

L'inspection de l'équation de transfert radiatif (ETR) I. 33 montre que la courbure locale de l'espace-temps modifie simultanément le processus de diffusion des photons (la densité de probabilité de diffusion est renormalisée par l'indice de groupe), leur émission spontanée mais également leur processus d'absorption le long du trajet optique. Sur ce dernier point, un effet original a été mis en évidence. Nous avons en effet démontré la possibilité d'amplifier, grâce à la courbure locale de l'espace-temps, le champ de luminance par et ceci alors même que le milieu est dissipatif. Ce résultat découle directement de la forme de l'ETR (I.32) et peut-être décrit succinctement comme suit. En développant l'ETR en fonction du champ de luminance on obtient l'équation suivante [19]

$$\frac{dI_\nu(\mathbf{x}, t, \boldsymbol{\Omega})}{ds} + [\kappa_\nu(\mathbf{x}, t) - \frac{d \text{Log}(\nu^3 n_g^2)}{ds}] I_\nu(\mathbf{x}, t, \boldsymbol{\Omega}) = \nu^3 n_g^2 S_\nu(\mathbf{x}, t, \boldsymbol{\Omega}) \quad (\text{I.37})$$

qui laisse apparaître un nouveau champ d'absorption linéique $\kappa_\nu - \frac{d \text{Log}(\nu^3 n_g^2)}{ds}$ le long du trajet optique. Il découle immédiatement de ce champ d'absorption que l'atténuation du champ de luminance diminue lorsque le produit $\nu^3 n_g^2$ croît le long du trajet optique. On constate alors que le milieu supprime l'absorption lorsque ce coefficient s'annule. Il l'amplifie même lorsque ce coefficient devient négatif. On peut alors définir le gain induit par le milieu sur le champ de luminance par la relation

$$G(s) = \frac{I_\nu(s)}{I_\nu(0)} = G_a G_g \quad (\text{I.38})$$

entre deux abscisses curvilignes le long d'un trajet optique. Ce gain se décompose en deux contributions. L'une classique,

$$G_a = \exp\left(-\int_0^s \kappa_\nu d\tau\right) < 1 \quad (\text{I.39})$$

due à l'absorptivité et qui demeure strictement inférieure à un (il s'agit d'une perte) et l'autre

$$G_g = \frac{\nu^3 n_g^2}{\nu_0^3 n_{g0}^2} = \exp\left(\int_0^s \frac{d \log(n_g^2 \nu^3)}{d\tilde{s}} d\tilde{s}\right) d\tau \quad (\text{I.40})$$

qui est reliée à la variation de l'indice effectif et qui peut être plus grande que G_a^{-1} . Dans ce cas on a une amplification du champ de luminance. On a vérifié [19] que cette amplification était bel et bien possible dans la limite de l'optique géométrique des lors que la longueur d'onde associée à l'onde propagative est beaucoup plus petite que le rayon de courbure local R de l'espace courbe

$$R \left| \frac{1 + \Omega \frac{\log(n_g)}{\Omega}}{\Omega \times \log(n_g) \times \Omega + \log(n_g) \Omega \frac{\log(n_g)}{\Omega}} \right|. \quad (\text{I-41})$$

I-6 Champ de température

Les principales caractéristiques du champ de température dans les milieux à gradient permittivité diélectrique ont également été mises en évidence [28-31]. Nous présentons ci dessous ces caractéristiques sur un milieu semi-transparent hétérogène faiblement absorbant à symétrie sphérique. En présence d'une puissance volumique constante P dissipée au sein du milieu, l'équation de conservation de l'énergie (en régime stationnaire) s'écrit, en l'absence d'autres modes de transport que le rayonnement [32],

$$\text{div}(\mathbf{q}_r) + P = 0, \quad (\text{I-42})$$

où

$$\text{div}(\mathbf{q}_r) = \kappa(r)[4n^2(r)\sigma T^4(r) - \int_{\Omega=4\pi} I(r, \Omega) d\Omega] \quad (\text{I-43})$$

représente le flux radiatif net local. Le champ de température s'obtient alors en résolvant l'équation (I-42), le champ de luminance étant déterminé par intégration de l'équation de transfert radiatif (I-33). Il est facile de montrer [31,33-34] que l'élément d'abscisse curviligne le long des trajets optiques dans ce milieu s'écrit $ds = \frac{n(r)r}{\sqrt{n^2(r)r^2 - \eta^2}} dr$ où $\eta = n(r)r \sin \gamma$ représente un invariant géodésique, γ

étant l'angle entre Ω le vecteur tangent à la trajectoire et le rayon vecteur e_r .

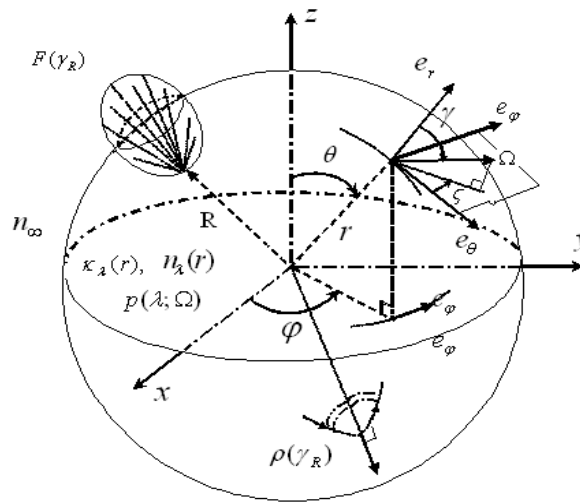


Fig. I-3 : Milieu semi-transparent étudié et système de coordonnées associé.

En introduisant la fonction $h_\eta(r) = n^2(r)r^2 - \eta^2$, on montre [33-34] que l'intégrale première de l'ETR dépend du nombre de racine de cette fonction.

I^{er} cas $\gamma_0 \in]0; \pi/2[$

- $h_\eta(r) = 0$ possède au moins une racine sur $]r_0; R]$ (la trajectoire est périodique) :

Notons r^{**} et r^* la plus petite racine de h_η sur l'intervalle $]r_0; R]$ et la plus grande racine sur $]0; r_0]$. Alors le trajet optique est confiné entre les deux sphères de rayon r^{**} et r^* et la trajectoire est périodique (Fig. I-4). Ces trajets optiques ne participent pas directement au transfert d'énergie avec l'extérieur du milieu.

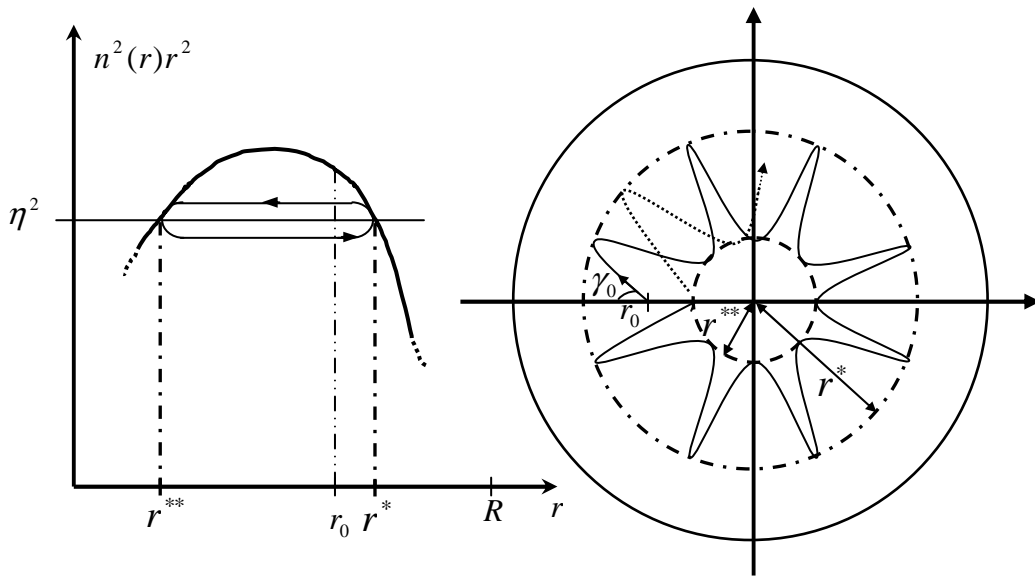


Fig. I-4 : Un exemple de trajet optique périodique.

Dans ce cas, la luminance monochromatique au point r_0 et dans la direction γ_0 s'écrit

$$\frac{I(r_0, \gamma_0)}{n_0^2} = \int_{r_0}^{r^*} Q(r, \gamma(r)) \exp\left(-\int_{r_0}^r \kappa(\tilde{r}) d\tilde{s}(\tilde{r})\right) ds(r) + \frac{\exp(-a)}{1 - \exp(-2A)} \times \left\{ \int_{r^{**}}^{r^*} Q(r, \gamma(r)) \exp\left[-\int_r^{r^*} \kappa(\tilde{r}) d\tilde{s}(\tilde{r})\right] ds(r) + \exp(-A) \int_{r^{**}}^{r^*} Q(r, \gamma(r)) \exp\left[-\int_{r^{**}}^r \kappa(\tilde{r}) d\tilde{s}(\tilde{r})\right] ds(r) \right\} \quad (\text{I-44})$$

où

$$A = \int_{r^{**}}^{r^*} \frac{\kappa(r)n(r)rdr}{\sqrt{h_\eta(r)}} \quad \text{et} \quad a = \int_{r_0}^{r^*} \frac{\kappa(r)n(r)rdr}{\sqrt{h_\eta(r)}} \quad (\text{I-45})$$

représentent l'atténuation le long du trajet optique entre deux de réflexion totale successifs et entre le point origine et le premier point de réflexion totale.

- $h_\eta(r) = 0$ n'a pas de racine sur l'intervalle $]r_0; R]$ (trajectoires émergentes)

L'intégration de l'ETR le long du trajet optique illustré sur la (Fig. I-5) conduit à

$$\begin{aligned} \frac{I(r_0, \gamma_0)}{n_0^2} &= \int_{r_0}^R Q(r, \gamma(r)) \exp\left[-\int_{r_0}^r \kappa(\tilde{r}) d\tilde{s}(\tilde{r})\right] ds(r) + \frac{\rho(\gamma_I^+) \exp(-b)}{1 - \rho(\gamma_I^+) \exp(-2B)} \\ &\times \left\{ \int_{r^{**}}^R Q(r, \gamma(r)) \exp\left(-\int_r^R \kappa(\tilde{r}) d\tilde{s}(\tilde{r})\right) ds(r) + \exp(-B) \times \int_{r^{**}}^R Q(r, \gamma(r)) \exp\left(-\int_{r^{**}}^r \kappa(\tilde{r}) d\tilde{s}(\tilde{r})\right) ds(r) \right\} \\ &+ (1 - \rho(\tilde{\gamma}_I)) \frac{F(\tilde{\gamma}_I)}{n_\infty^2} \frac{\exp(b)}{1 - \rho(\tilde{\gamma}_I) \exp(-2B)}. \end{aligned} \quad (I-46)$$

avec

$$B = \int_{r^{**}}^R \frac{\kappa(r) n(r) r dr}{\sqrt{h_\alpha^\beta(r)}} \quad \text{et} \quad b = \int_{r_0}^R \frac{\kappa(r) n(r) r dr}{\sqrt{h_\alpha^\beta(r)}}. \quad (I-47)$$

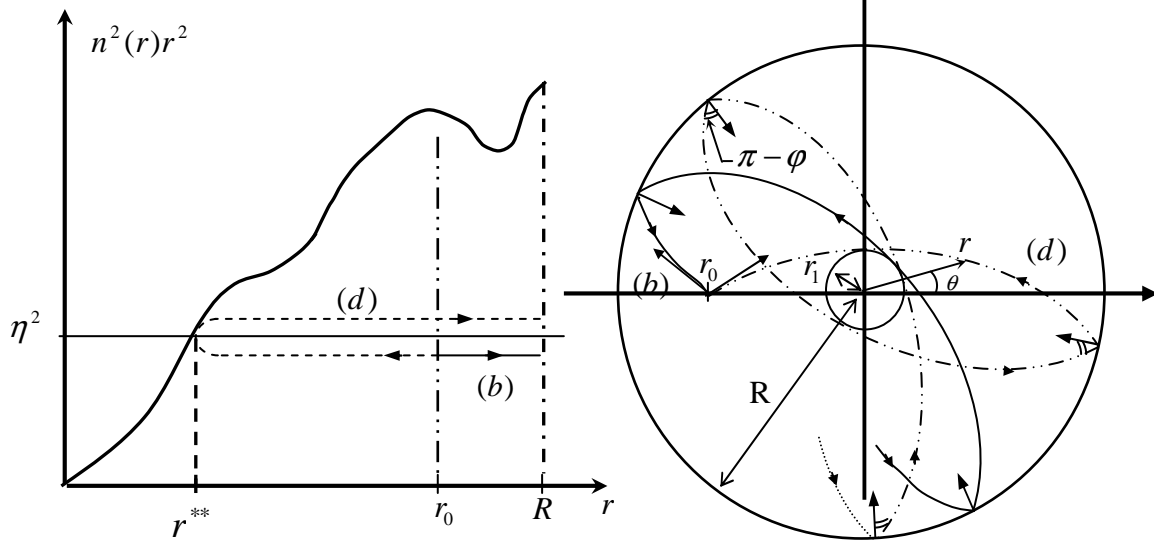


Fig. I-5. – Comportement des trajets optiques émergents lorsque les réflexions à la frontière sont spéculaires.

Dans cette expression, on a supposé que les conditions de réflexion à la surface du milieu étaient purement spéculaires comme illustré sur la Fig. I-6.

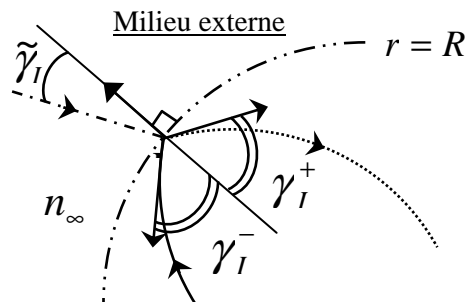


Fig. I-6 : Conditions de réflexion spéculaire à la frontière du milieu semi-transparent.

De manière analogue, on a

2^e cas $\gamma_0 \in]\pi/2; \pi[$ (i.e. $\eta > 0$)

- $h_\eta(r) = 0$ possède au moins une racine sur l'intervalle $]r_0; R]$ (la trajectoire est périodique)

$$\frac{I(r_0; \gamma_0)}{n_0^2} = \int_{r^*}^{r_0} Q(r, \gamma(r)) \exp\left(-\int_r^{r_0} \kappa(\tilde{r}) d\tilde{s}(\tilde{r})\right) ds(r) + \frac{\exp(-c)}{1 - \exp(-2A)}$$

$$\times \left\{ \int_{r^{**}}^{r^*} Q(r, \gamma(r)) \exp\left[-\int_{r^{**}}^r \kappa(\tilde{r}) d\tilde{s}(\tilde{r})\right] ds(r) + \exp(-A) \int_{r^{**}}^{r^*} Q(r, \gamma(r)) \exp\left[-\int_r^{r^*} \kappa(\tilde{r}) d\tilde{s}(\tilde{r})\right] ds(r) \right\}. \quad (I-48)$$

avec

$$c = \int_{r^{**}}^{r_0} \frac{\kappa(r)n(r)rdr}{\sqrt{h_\eta(r)}} = A - a. \quad (I-49)$$

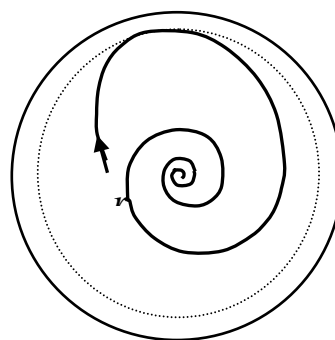
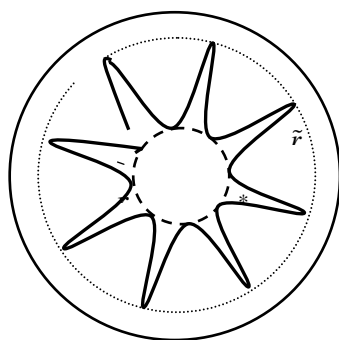
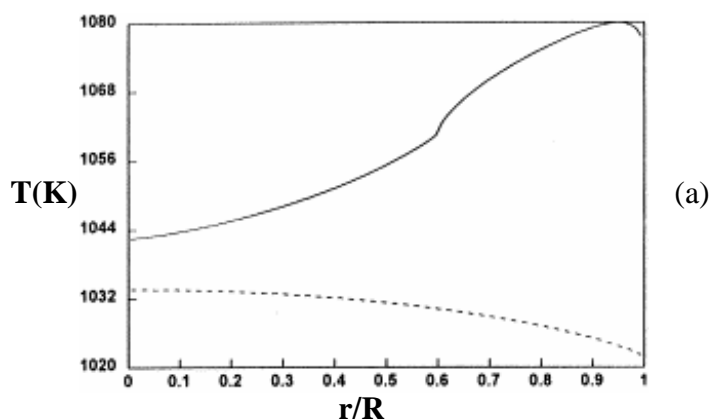


Fig. I-7. : Champ de température (a) dans une sphère hétérogène de 10 cm de rayon à surface réfléchissante et à indice de réfraction variable. La température de surface est maintenue à 1000K. L'émissivité de la surface est de 0.1, le coefficient d'absorption de 1 m^{-1} et la puissance volumique dissipée de 10^6 W.m^{-3} . En trait plein le champ de température correspond à la variation $n(r) = 4 - 2.5r/R$ de l'indice de réfraction tandis qu'en pointillé il correspond au cas de la sphère homogène d'indice $n = 2.35$. La zone de surchauffe au delà de $r = 0.6R$ s'explique par la présence de trajets optiques confinés similaires à ceux illustrés en (b). Dans certains diélectriques en

mouvement [26, 33] il existe une ligne d'horizon (c) analogue à celle que l'on rencontre au voisinage d'un trou noir. Les trajets optiques convergent inexorablement vers le centre du milieu.

- $h_\eta(r) = 0$ n'a pas de racine $]r_0; R]$ (trajectoires émergentes)

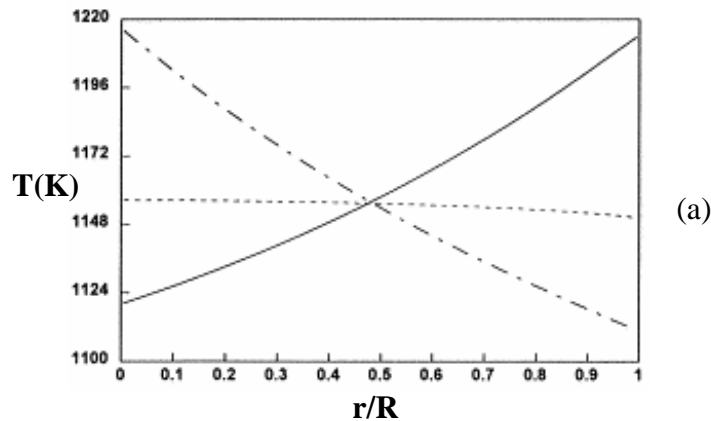
$$\begin{aligned} \frac{I(r_0, \gamma_0)}{n_0^2} = & \int_{r^{**}}^{r_0} Q(r, \gamma(r)) \exp\left(-\int_r^{r_0} \kappa(\tilde{r}) d\tilde{s}(\tilde{r})\right) ds(r) + \int_{r^{**}}^R Q(r, \gamma(r)) \exp\left(-\int_{r^{**}}^r \kappa(\tilde{r}) d\tilde{s}(\tilde{r}) - d\right) ds(r) \\ & + \frac{\rho(\gamma_R^+) \exp[-(d+B)]}{1 - \rho(\gamma_R^+) \exp(-2B)} \left\{ \int_{r^{**}}^R Q(r, \gamma(r)) \exp\left(-\int_{r^{**}}^r \kappa(\tilde{r}) d\tilde{s}(\tilde{r}) - B\right) ds(r) \right. \\ & \left. + \int_{r^{**}}^R Q(r, \gamma(r)) \exp\left(-\int_r^R \kappa(\tilde{r}) d\tilde{s}(\tilde{r})\right) ds(r) \right\} + (1 - \rho(\tilde{\gamma}_1)) \frac{F(\tilde{\gamma}_1)}{n_\infty^2} \frac{\exp[-(d+B)]}{1 - \rho(\tilde{\gamma}_1) \exp(-2B)}. \end{aligned} \quad (I-50)$$

avec

$$d = \int_{r^{**}}^{r_0} \frac{\kappa(r) n(r) r dr}{h_\eta(r)} = B - b. \quad (I-51)$$

On distingue deux types de comportements thermiques suivant la nature des trajets optiques.

- 1- Lorsque certains trajets sont confinés dans le milieu (Fig.I-7) il n'y a pas d'échange direct de chaleur et d'information avec l'environnement. On rencontre ce type de comportement en présence de réflexion totale interne ou lorsqu'il existe une ligne d'horizon. Ce piégeage optique est à l'origine d'une zone de surchauffe locale [30-31].
- 2-) Lorsque les trajets optiques émergent tous du milieu (Fig. I-8), ils permettent des échanges directs avec l'environnement. Néanmoins, contrairement à ce qui est observé dans un milieu homogène, la courbure des lignes de flux peut modifier significativement le champ de température suivant le signe du gradient de l'indice effectif. Lorsque ce gradient est négatif les lignes de flux sont incurvés vers les indices plus petits. En outre, comme nous l'avons souligné en I-5, le champ de luminance est amplifié par la courbure de l'espace. Il résulte de ces deux effets combinés que le champ de température dépasse localement (dans le cas d'un milieu axisymétrique c'est en périphérie du milieu) la température habituellement observée dans un milieu homogène [30-31]. Lorsque le signe du gradient change, la situation est inversée.



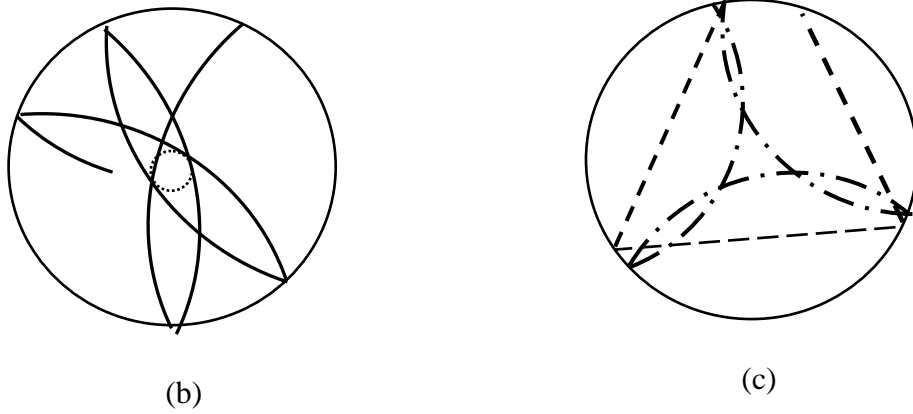


Fig. I-8 : Champ de température (a) dans une sphère hétérogène de 10 cm de rayon à surface réfléchissante et à indice de réfraction variable. La température de surface est maintenue à 1000K. L'émissivité de la surface est de 0,1, le coefficient d'absorption de 1 m^{-1} et la puissance volumique dissipée de 10^6 W.m^{-3} . En trait plein le champ de température correspond à la variation $n(r) = 3 - r/R$ de l'indice de réfraction tandis qu'en demi-pointillé à $n(r) = 2 + r/R$. En pointillé est représenté le champ de température à l'intérieur d'une sphère homogène d'indice $n = 2.5$. Les trajets optiques que l'on rencontre dans ces milieux sont représentés en (b) et (c).

Les détails concernant la résolution de l'équation de transfert radiatif et de l'équation de l'énergie se trouvent dans les articles [33] et [34] réalisés en collaboration avec A. Charette et qui se trouvent dans l'annexe de ce mémoire.

I-7 Emission thermique en champ lointain

Dans cette partie nous montrons que les matériaux composites permettent d'envisager la conception de nouvelles sources thermiques cohérentes en champ lointain. Nous avons vu précédemment que l'indice de réfraction effectif de ces milieux peut être modélisé de façon à contrôler la distribution spatiale des lignes de flux à l'intérieur du milieu. Nous montrons ici que les propriétés d'émission de ces milieux sont très significativement affectée par ces modifications.

Pour illustrer cela, considérons un matériau bidimensionnel hétérogène faiblement absorbant à indice de réfraction effectif variable $n(x, y)$. Isolons un point, noté $P_0 = (x_0, y_0)$ sur sa surface (Fig. I.9) et calculons l'émissivité thermique en ce point dans la direction t_0^+ . Pour cela, on décompose le trajet optique à partir de ce point en succession de branches curvilignes comme illustré sur la figure I-9. En l'absence de diffusion, l'intégration de l'équation de transfert radiatif entre les points P_k et P_{k+1} permet d'exprimer la luminance directionnelle en P_k en fonction de la luminance en P_{k+1}^+ juste avant la réflexion sur la paroi sous la forme

$$\begin{aligned}
 I(P_k, t_k) = & n^2(P_k) \int_{s(P_{k+1})}^{s(P_k)} \kappa(s) I^0[T(s)] \exp\left[- \int_s^{s(P_k)} \kappa(s') ds'\right] ds \\
 & + \frac{n^2(P_k)}{n^2(P_{k+1})} \rho_{k+1} I(P_{k+1}^+, t_{k+1}) \exp\left[- \int_{s(P_{k+1})}^{s(P_k)} \kappa(s') ds'\right]
 \end{aligned} \tag{I-52}$$

où ρ_{k+1} représente le coefficient de réflexion en P_{k+1} . En procédant alors de façon récursive entre P_0 et P_∞ , il est facile de montrer que la luminance qui quitte le milieu dans la direction t_0^+ s'écrit

$$I(P_0, t_0^+) = (1 - \rho_0) n^2(P_0) \left\{ \int_{s(P_1)}^{s(P_0)} \kappa(s) I^0[T(s)] \exp\left[-\int_s^{s(P_0)} \kappa(s') ds'\right] ds + \sum_{k=1}^{\infty} \int_{s(P_{k+1})}^{s(P_k)} \kappa(s) I^0[T(s)] \exp\left[-\int_s^{s(P_k)} \kappa(s') ds'\right] ds \left(\prod_{j=1}^k \rho_j \right) \exp\left[-\sum_{j=0}^{k-1} \int_{s(P_{j+1})}^{s(P_j)} \kappa(s') ds'\right] \right\}. \quad (I-53)$$

L'émissivité apparente en ce point s'obtient alors en renormalisant cette expression par la luminance du corps noir à la température maximum du milieu. Dans un milieu isotherme à absorption constante, cette émissivité s'écrit

$$\varepsilon(t_0^+) = (1 - \rho_0) [(1 - e^{-\kappa S_0}) + \sum_{k=1}^{\infty} (1 - e^{-\kappa S_k}) \left(\prod_{j=1}^k \rho_j \right) e^{-\kappa \sum_{j=0}^{k-1} S_j}] \quad (I-54)$$

où $S_k = s(P_k) - s(P_{k+1})$ représente la longueur du trajet optique entre les deux point de réflexion P_k et P_{k+1} .

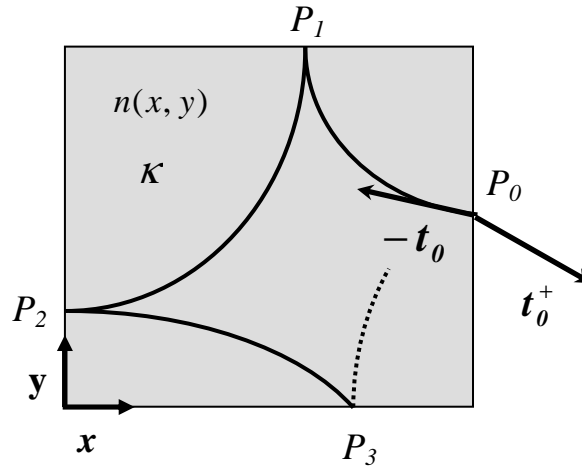


Fig. I-9 : Principe de calcul de l'émissivité apparente dans la direction t_0^+ à la surface d'un milieu semi-transparent hétérogène bidimensionnel. Le trajet optique est décomposé suivant toutes ces réflexions partielles sur la surface interne du milieu et l'équation de transfert radiatif est résolue le long de tous ces trajets curvilignes.

Sur la Figure I-10 on représente l'émissivité apparente d'un milieu semi-transparent non diffusant contenu dans une cavité carrée et ayant un indice de réfraction qui varie de façon affine. Les résultats obtenus à l'aide de la technique de lancer de rayon [32] et de l'expression générale (I-53) montre que le comportement émissif des milieux hétérogènes est radicalement différent de ceux des milieux homogènes. Ce résultat n'a sommes toutes rien de surprenant compte tenu des caractéristiques optiques de ces milieux (présence de réflexions totales internes, confinement de trajets optiques, amplification du champ de luminance) que nous avons décrits dans les paragraphes précédents.

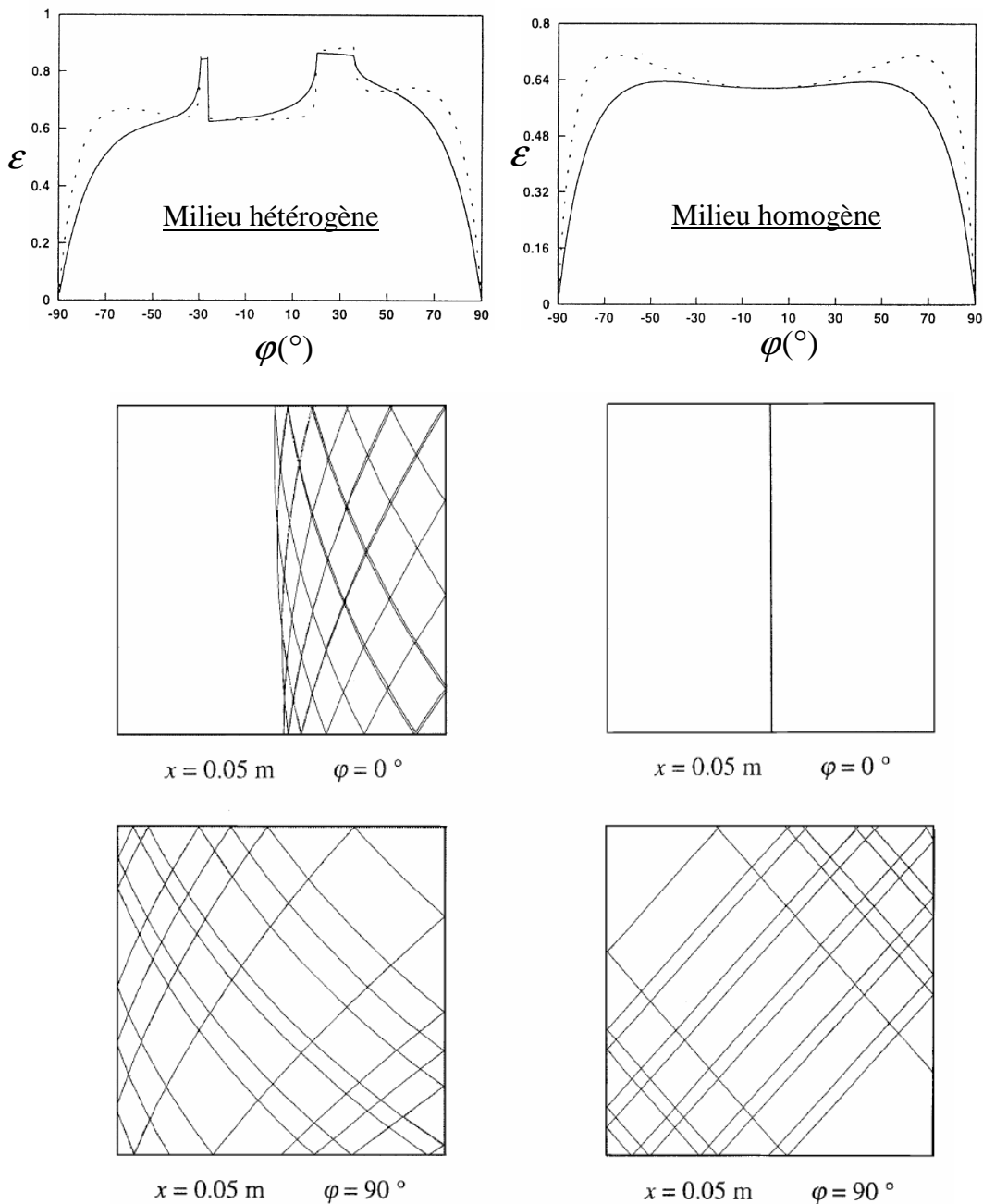


Fig. I-10 : A gauche : émissivité apparente perpendiculaire (trait continu) et parallèle (trait pointillé) à $x=0.05$ m sur la surface sud d'une cavité carré de 0.1 m de coté, remplie par un milieu d'indice de réfraction $n = 6x + 2y + 1.1$ et une absorptivité $\kappa = 10m^{-1}$. On représente également les trajets optiques dans le milieu à incidence normale ($\varphi = 0^\circ$) et à incidence rasante ($\varphi = 90^\circ$). A droite on représente l'émissivité apparente d'un milieu homogène d'indice $n' = \bar{n} = 1.5$.

Ils démontrent la possibilité de contrôler directionnellement l'émission thermique en champ lointain de ces matériaux composites. Les détails des résultats de cette section se trouvent dans les articles [35] et [36] réalisés en collaboration avec V. Ledez et qui se trouvent dans l'annexe de ce mémoire.

I-8 Métrologie optique

La question de la collecte d'information par voie optique dans ces milieux a également été abordée. Comment effectuer des mesures dans des milieux où certains trajets optiques restent confinés au cœur de la matière? Deux études ont été menées sur ce sujet, d'abord pendant mon séjour post-doctoral au Canada puis à mon retour en France au LET. La première concernait la mesure par transmission du champ d'absorption dans un milieu hétérogène axisymétrique [37]. Quant à la seconde, elle avait pour but de mesurer par déflectométrie le champ de vitesse d'un diélectrique en mouvement. Nous ne développerons pas ici ce dernier travail qui s'éloigne un peu trop du thème de ce mémoire et renvoyons le lecteur à la référence[38] et à l'article [39] reproduit en annexe.

Mesure du champ d'absorption par transmission : inversion d'Abel généralisée

Ce travail a consisté à étendre la technique classique de tomographie par transmission aux milieux axisymétriques hétérogènes lorsque les trajets optiques sont curvilignes. Contrairement à la technique du Speckle, il ne s'agit pas d'exploiter l'angle de déflexion des rayons pour remonter à l'indice de réfraction mais d'utiliser la valeur de la transmission directionnelle d'un faisceau incident c'est-à-dire l'évolution de l'intensité transmise par ce faisceau à travers le milieu en fonction de la direction d'incidence φ_0 , pour déterminer le champ d'absorption $\kappa_\lambda(r)$. Supposons qu'un fin faisceau monochromatique à la longueur d'onde λ pénètre (Fig. I-11) dans un milieu d'indice effectif $n_\lambda(r)$ avec une intensité I_0 . On montre alors que ce faisceau subit toujours une réflexion totale dans le milieu et que les coordonnées polaires (ρ, θ) de ce point sont données par les deux relations suivantes :

$$n_\lambda(\rho)\rho = n_\lambda(R)R \sin \varphi_0 \equiv \beta, \quad (\text{I-55})$$

(ρ étant la plus grande racine de cette équation sur l'intervalle $[0, R]$)

$$\theta = \pi \pm \beta \int_R^\rho \frac{ds}{s[n_\lambda^2(s)s^2 - \beta^2]^{1/2}}. \quad (\text{I-56})$$

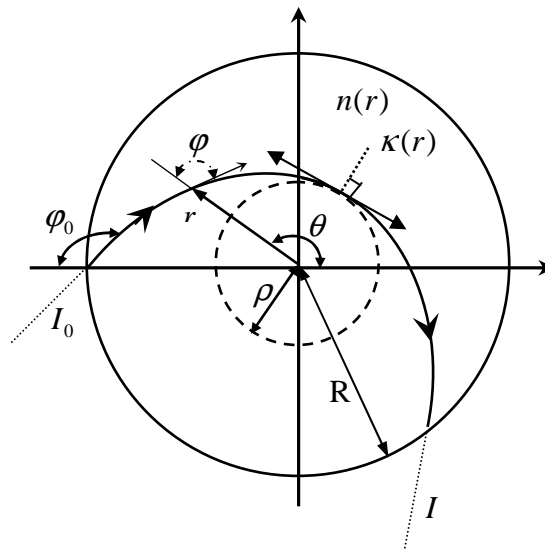


Fig. I-11 : Géométrie relative à la transformation d'Abel généralisée

La transmission t_λ de ce faisceau à travers le milieu s'écrit alors

$$t_\lambda = \ln\left(\frac{I_0}{I}\right) = \int_0^\infty \kappa_\lambda ds, \quad (\text{I-57})$$

où ds désigne l'abscisse curviligne le long de la trajectoire. La restitution du champ d'absorption κ_λ consiste donc à inverser l'équation intégrale (I-57) lorsque le champ de transmission t_λ est connue pour un certain nombre de directions incidentes φ_0 . Pour cela, il est commode d'écrire la transmission en fonction du rayon $\rho(\varphi_0)$ correspondant au point où le faisceau subit une réflexion totale

$$t_\lambda(\rho) = 2 \int_\rho^R \frac{n_\lambda(r) \kappa_\lambda(r) r dr}{[r^2 - \rho^2]^{1/2}} \quad (\text{I-58})$$

On reconnaît alors la transformation d'Abel classique du produit du champ d'absorption par l'indice de réfraction effectif. Le rayon ρ du cercle osculateur où le trajet optique subit une réflexion totale est le paramètre essentiel dans cette expression. Il remplace la projection orthogonale des trajets optiques rectilignes qui sont utilisés classiquement pour explorer un milieu axisymétrique homogène. Deux cas de figures peuvent alors être envisagés dans le processus de restitution du champ d'absorption par inversion d'Abel.

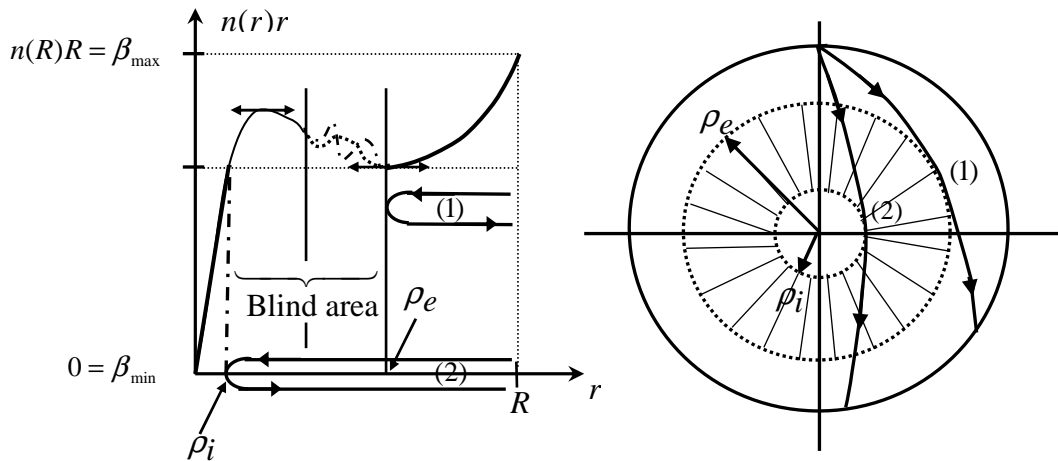


Fig. I-12 : Trajets optiques, en transmission, à travers un milieu hétérogène axisymétrique quelconque. Lorsque le produit $n(r)r$ de l'indice de réfraction par le rayon possède un extremum local il existe une région insondable dans le milieu.

- 1- La fonction $n_\lambda(r)r$ est monotone (cf. Fig. I-13) : Lorsque l'angle d'incidence φ_0 parcourt tous le domaine angulaire $]\pi/2; \pi[$, le paramètre ρ couvre l'ensemble de l'intervalle $]0, R[$ de sorte que l'équation (I-58) peut être inversée (cf. Fig. I-9) pour donner
- 2-

$$\kappa_{\lambda}(r) = -\frac{1}{\pi_{\lambda}(r)} \int_r^R \frac{\frac{dt_{\lambda}}{d\rho}}{[\rho^2 - r^2]^{1/2}} d\rho \quad (\text{I-59})$$

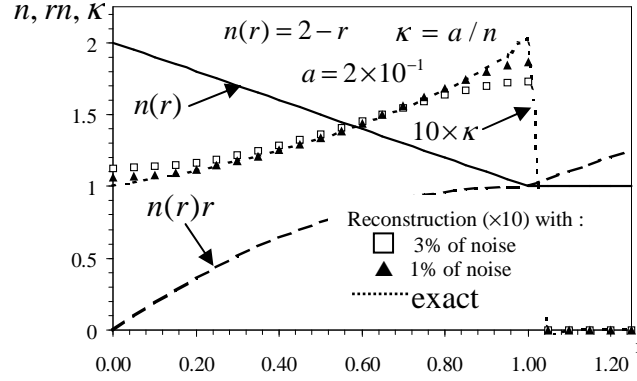


Fig. I-13 : Reconstruction du champ d'absorption dans un milieu axisymétrique à gradient d'indice.

3- La fonction $n_{\lambda}(r)r$ possède au moins un extremum local . Dans ce cas le rayon associé au point de réflexion total est une fonction multivaluée (Fig. I-12) de φ_0 et il existe une partie du milieu qui ne peut pas être explorée par transmission.

L'analyse détaillée de ce travail se trouve dans l'article [37] issu d'une collaboration entre le LET et le Groupe de recherche du Prof. Charrette au Canada.

I-9 Transfert radiatif dans un milieu hétérogène en présence de diffraction

Jusqu'ici nous nous sommes limité à l'étude des transferts dans les milieux hétérogènes dans l'approximation de l'optique géométrique ce qui supposait implicitement que les mécanismes d'absorption et de diffraction étaient négligeables. Pour rendre compte de la présence éventuelle de ces mécanismes, nous avons proposé, en collaboration avec le Prof. Ni de l'Université Dong Hua à Shanghai, une extension de la théorie phénoménologique précédente aux milieux absorbants quelconques [41-42]. Ce travail repose essentiellement sur l'optique géométrique complexe et la notion de rayon complexe dans des milieux hétérogènes dissipatifs [40]. Il se limite néanmoins aux champs scalaires, l'extension à des champs vectoriels restant à faire. On rappelle ici les principales étapes de ce travail.

On considère un milieu hétérogène à indice de réfraction effectif complexe $n + ik$. En recherchant une solution de l'équation des ondes (stationnaires)

$$\Delta u + k_0^2 (n + ik)^2 u(r) = 0, \quad (\text{I-60})$$

sous la forme du développement de Debye

$$u(\mathbf{r}) = \sum_{m=0}^M \frac{A_m(\mathbf{r})}{(ik_0)^m} \exp(ik_0 \psi(\mathbf{r})) + O\left(\frac{1}{k_0^{M+1}}\right) \quad (\text{I-61})$$

où k_0^{-1} représente l'inverse du nombre d'onde (supposé petit devant les échelles de longueur caractéristiques) dans le vide et où $A_m = A'_m + iA''_m$, on montre aisément que la phase complexe (réduite) $\psi = \psi' + i\psi''$ vérifie l'équation eikonale suivante

$$(\nabla \psi)^2 = [n(r) + ik(r)]^2. \quad (\text{I-62})$$

tandis que les amplitudes partielles vérifient les équations de transport

$$\begin{aligned} 2(\nabla A_0 \cdot \nabla \psi) + A_0 \Delta \psi &= 0, \\ 2(\nabla A_1 \cdot \nabla \psi) + A_1 \Delta \psi &= -\Delta A_0, \\ &\dots\dots\dots \\ 2(\nabla A_m \cdot \nabla \psi) + A_m \Delta \psi &= -\Delta A_{m-1}. \end{aligned} \quad (\text{I-63})$$

En introduisant le vecteur unitaire $\mathbf{t} = \nabla \psi' / |\nabla \psi'|$ normal aux surfaces d'onde réelles dans ces relation, il vient de façon équivalente

$$\nabla A_m \cdot \nabla \psi = \frac{dA_m}{ds_p} \mathbf{t} \cdot \nabla \psi \equiv \frac{dA_m}{ds_p} \zeta, \quad (\text{I-64})$$

où s_p représente l'abscisse curviligne le long des trajectoires normale aux surfaces d'onde. Le système aux derives partielles (I-63) se transforme alors en le système différentiel

$$\begin{aligned} 2 \frac{dA_0}{ds_p} \zeta + A_0 \Delta \psi &= 0, \\ 2 \frac{dA_1}{ds_p} \zeta + A_1 \Delta \psi &= -\Delta A_0, \\ &\dots\dots\dots \\ 2 \frac{dA_m}{ds_p} \zeta + A_m \Delta \psi &= -\Delta A_{m-1} \end{aligned} \quad (\text{I-65})$$

qui se résout par intégration le long des trajectoires normales aux surfaces d'onde réelle en admettant les conditions de lancé

$$A_1^{(0)} = A_2^{(0)} = \dots = A_m^{(0)} = 0 \text{ et } \nabla A_1^{(0)} = \nabla A_2^{(0)} = \dots = \nabla A_m^{(0)} = 0. \quad (\text{I-66})$$

qui traduisent le fait que le champ est delta corrélé à l'origine [6].

Or d'après les travaux de Kravtsov [25], le vecteur flux radiatif véhiculé par le champ est donné par la relation

$$\mathbf{I} \equiv \frac{i}{k_0} [u \nabla u^* - u^* \nabla u]. \quad (\text{I-67})$$

Il s'en suit que $|\mathbf{I}|$ peut-être assimilé à une luminance généralisée dans le milieu en présence de diffraction. En substituant le développement de Debye (I-61) dans l'expression du flux radiatif, il vient

$$\begin{aligned} I &= 2 \exp(-2k_0 \psi'') \times \left\{ |A_0|^2 \nabla \psi' + \frac{1}{k_0} [(A'_0 \nabla A''_0 - A''_0 \nabla A'_0) + 2(A'_0 A''_1 - A''_0 A'_1) \nabla \psi'] + \dots \right\} \\ &= I_0 + \frac{1}{k_0} I_1 + \dots + O\left(\frac{1}{k_0^{M+1}}\right) \end{aligned} \quad (\text{I-68})$$

Il découle de cette expression que, dans l'approximation de l'optique géométrique (à l'ordre zéro) le champ de luminance s'écrit

$$|I|^{(0)} \equiv 2(A_0^{(0)})^2 \exp(-2k_0 \psi''^{(0)}) |\nabla \psi'^{(0)}|. \quad (\text{I-69})$$

On voit alors que l'énergie se propage normalement aux surfaces d'onde réelles. En revanche, en présence de diffraction, les effets de cohérence modifient la direction de propagation de l'énergie qui dépend alors intimement de l'évolution spatiale de l'amplitude du champ. Comme

$|I| = \sqrt{\sum_i (I_{0i} + \dots + I_{Mi})^2}$, l'équation de transfert radiatif le long du trajet emprunté par l'énergie, s'écrit en l'absence de diffusion et de gain d'énergie par diffusion ou par émission spontanée

$$\frac{d|I|}{ds_e} = \frac{\gamma}{|I|} \quad (\text{I-70})$$

avec

$$\gamma = \sum_i (I_{0i} + \dots + I_{Mi}) \left(\frac{dI_{0i}}{ds_e} + \dots + \frac{dI_{Mi}}{ds_e} \right) \quad (\text{I-71})$$

le facteur d'atténuation due à la diffraction et à l'absorption. En présence d'une source S et d'une absorption due à la diffusion sortante (diffusion inélastique), l'équation de transfert prend la forme générale suivante

$$\frac{d|I|}{ds_e} = \frac{\gamma}{|I|} + \sigma|I| + S \quad (\text{I-72})$$

où σ représente le coefficient d'absorption lié aux pertes par diffusion. On vérifie aisément que l'ensemble des résultats prédits dans les paragraphes précédents se déduisent de cette équation. Ainsi :

1) En l'absence d'absorption ($|A_0| = \text{const}$) et de sources, l'équation de transfert radiatif dégénère, dans l'approximation de l'optique géométrique ($I_1 = I_2 = \dots = 0$), en

$$\frac{d|I|}{ds_e} = \frac{d \ln(n^2)}{ds_e} |I| \quad (\text{I-73})$$

où encore, de façon équivalente en

$$\frac{d}{ds_e} \left(\frac{|I|}{n^2} \right) = 0 \quad (\text{I-73-bis})$$

qui correspond à la loi de Clausius généralisée (cf. I-32).

2) En présence d'absorption, on montre à partir de l'expression I-69 que, dans l'approximation de l'optique géométrique

$$\frac{d|I|}{ds_e} = \kappa|I|, \quad (\text{I-74})$$

où le coefficient d'absorption, lié à la variation spatiale de n et de k est donné par

$$\kappa = 2 \left[\frac{d}{ds_e} \ln(|A_0|^2) - 2k_0 \frac{d \operatorname{Im}(\psi)}{ds_e} + \frac{d}{ds_e} \ln(n_{\text{eff}}) \right]. \quad (\text{I-75})$$

l'indice de réfraction effectif n_{eff} étant calculé par la méthode des rayons complexes développés dans l'article [41]. Ce coefficient permet d'inclure la variation spatiale de la partie imaginaire de l'indice de réfraction et généralise en ce sens le coefficient d'absorption obtenu en I-5.

I-10 Perspectives

Ce chapitre a montré un aperçu des possibilités offertes par les matériaux structurés à échelle sub-longueur d'onde pour contrôler spatialement des flux radiatifs et modéliser le champ thermique. Nous avons vu qu'il existait une relation étroite entre la topologie de l'espace-temps perçu par le champ électromagnétique et la composition du milieu. Nous avons exhibé les principales caractéristiques optiques (confinement de trajets optiques, émission thermique partiellement cohérente en champ lointain) et thermiques (surchauffes locales, effets des lentilles) de ces milieux lorsque la géométrie effective est Riemannienne c'est-à-dire lorsque l'espace-temps est localement courbe. L'introduction de défauts permettrait en brisant localement la symétrie de translation ou de rotation du

milieu composite d'introduire une torsion dans l'espace-temps. Ce type de milieux pourrait-être utilisé pour augmenter les possibilités de contrôle des flux radiatifs et améliorer le contrôle directionnel de l'émission thermique en champ lointain.

Sur le plan de la métrologie nous nous sommes limité jusqu'à présent aux mesures par transmission du champ d'absorption. Une voie de développement intéressante serait de prolonger ce travail à la détermination du champ de température par des mesures d'émission directionnelle et spectrale. Il s'agit en fait, de généraliser le concept classique d'inversion de Radon atténuée aux milieux hétérogènes.

Un autre champ d'investigation important concerne l'étude du comportement radiatif de ces milieux en champ proche. Dans le dernier paragraphe de ce chapitre, nous avons suivi une approche heuristique pour prendre en compte les effets ondulatoires durant le transport radiatif dans les milieux hétérogènes. Or cette approche repose sur l'approximation zéro des équations de Maxwell et sur le concept de rayon. Des corrections à cette approximation initiale ont été faites pour inclure, dans la modélisation, les effets liés à la diffraction subit par les ondes dans le milieu. Or, comme nous l'avons vu ces corrections ont été introduites de façon itérative. Une prise en compte directe des effets ondulatoires serait une perspective de développement intéressante notamment pour l'étude du comportement radiatif en champ proche des matériaux composites. Shalaev a récemment montré que l'optique de transformation permettait non seulement de modifier le trajet optique de la lumière mais de modifier également le comportement du champ électromagnétique en champ proche. Un développement possible, dans cette direction, serait d'étendre l'électrodynamique fluctuacionnelle, développée initialement par Rytov pour l'étude des milieux diélectriques classiques, aux milieux diélectriques et magnétiques complexes (espaces-temps courbes). Les développements suivants à court et moyen terme sur ce sujet sont envisagés :

- Résolution de l'équation des ondes ($g^{\mu\nu}\nabla_\mu\nabla_\nu A^\mu - R^\mu_\nu A^\nu = -4\pi j^\mu$) dans un composite nanostructuré (R désigne le tenseur de Ricci, j la densité de courant et A le potentiel vecteur) et calcul de sa réponse optique (tenseur de Green).
- Etude des propriétés de cohérence du champ électromagnétique et calcul de la densité d'énergie à la surface d'un composite.
- Design de structures composites pour le contrôle de l'émission thermique et pour la conception de nouveaux matériaux pour la conversion photovoltaïque et thermophotovoltaïque.

II-Micro et nanostructures planes à émission thermique cohérente en champ lointain

Le contrôle de l'émission thermique à l'aide de matériaux micro et nanostructurés est un nouvel enjeu dans le domaine des transferts radiatifs. Il ouvre la voie à de nombreuses applications dans le domaine du management thermique, de la détection infrarouge et de la conversion d'énergie. Dans ce chapitre, je présente une synthèse de mes travaux de recherche sur ce sujet.

II-1 Comportement en antenne des films minces en champ lointain

L'émission thermique à partir de corps chaud a longtemps été considérée comme étant à large bande et quasi-isotrope c'est-à-dire semblable à celle du corps noir. Aujourd'hui nous savons que ce paradigme est faux et que de nombreux matériaux micro et nanostructurés (réseaux de surface [43-44], cristaux photoniques [45-48], métamatériaux [49-52], films minces [53-54] et matériaux hybrides [55-58]) sont capables de rayonner dans des bandes spectrales étroites et/ou autour de certaines directions d'espace.

Jusqu'en 2002 seule la microtexturation de surfaces permettaient de modifier spatialement l'émission thermique de matériaux. En 2003 nous nous sommes intéressés aux possibilités offertes par les films minces [54] pour le contrôle directionnel de l'émission thermique. L'idée de base était la suivante. Un film peut être vu comme une cavité résonante de type Fabry-Perot ayant un nombre fini de modes propres. En sélectionnant convenablement l'épaisseur du film on est capable de choisir le nombre de modes que supporte la structure. De plus, lorsque le milieu est absorbant, chacun de ces modes rayonne dans une direction d'espace bien spécifique de sorte que l'on peut s'attendre à pouvoir concevoir de la sorte des antennes thermiques à base de films fins.

Pour illustrer cela, considérons un film homogène absorbant d'épaisseur d immergé dans un milieu transparent comme illustré sur la (fig. II-1). Le système de coordonnées est choisi de façon à ce que le plan yz soit parallèle aux surfaces du film. La surface de gauche est fixée à $x=0$ et elle est éclairée par une onde propagative oblique. On suppose par ailleurs, sans que cela ne nuise à la généralité des résultats, que le film et le milieu ambiant sont non magnétiques. Le champ électrique \mathbf{E} et magnétique \mathbf{H} dans ce système sont gouvernés par les équations de Maxwell

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 ; \nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (\text{II-1})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} ; \nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} . \quad (\text{II-2})$$

Lorsque l'on recherche, comme solution de ces équations, les modes normaux suivants

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) \exp(i\omega t) f(t) + c.c. , \quad (\text{II-3-a})$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{r}) \exp(i\omega t) f(t) + c.c. , \quad (\text{II-3-b})$$

où $\mathbf{r} = (x, y, z)$ représente le vecteur position, ω la pulsation du mode et f une fonction décroissante (le film est absorbant), l'amplitude $\tilde{\mathbf{E}}$ du champ électrique est gouvernée par l'équation

$$f(t) \nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} - \left(\frac{\tilde{n}}{c}\right)^2 \left\{ \frac{d^2 f}{dt^2} + 2i\omega \frac{df}{dt} - \omega^2 f(t) \right\} \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) = 0 . \quad (\text{II-4})$$

où \tilde{n} représente l'indice de réfraction du milieu considéré. Dans l'approximation où l'échelle de temps sur laquelle les atomes interagissent avec le champ est très petite devant l'échelle où le champ change, on montre [59 page 904] que l'amplitude $\tilde{\mathbf{E}}$ du champ électrique satisfait l'équation d'Helmoltz

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + \tilde{n}^2 k_0^2 \tilde{\mathbf{E}} = 0 , \quad (\text{II-5})$$

où $k_0 \equiv \frac{\omega}{c}$ représente le nombre d'onde dans le vide.

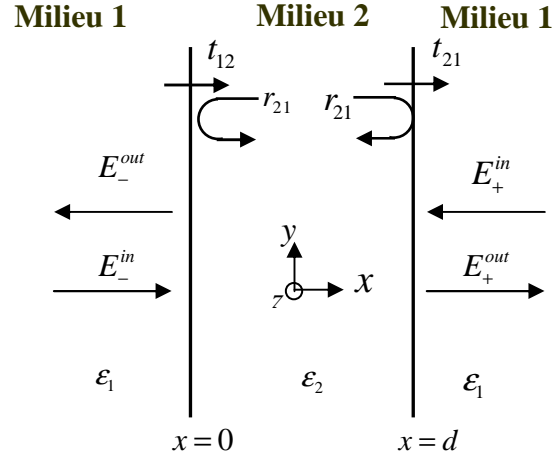


FIG. II-1. Film homogène absorbant d'épaisseur d et de permittivité diélectrique ϵ_2 immergé dans un milieu transparent de permittivité ϵ_1 . Ce système a un comportement analogue à celui d'un résonateur de type Fabry-Perot.

Pour résoudre cette équation il est commode de décomposer $\tilde{\mathbf{E}}$ par transformation de Fourier dans la direction parallèle aux surfaces du film

$$\tilde{\mathbf{E}}(r) = \int \bar{\mathbf{E}}(x, k_y, 0) e^{-ik_y y} dk_y, \quad (\text{II-6})$$

où k_y désigne la composante parallèle du vecteur d'onde. En remplaçant $\tilde{\mathbf{E}}$ dans (II-5) par sa transformation de Fourier, on vérifie que l'amplitude $\bar{\mathbf{E}}$ des composantes de Fourier est solution de l'équation monodimensionnelle

$$\frac{d^2 \bar{\mathbf{E}}}{dx^2} + k_x^2 \bar{\mathbf{E}} = 0. \quad (\text{II-7})$$

où $k_x^2 = \bar{n}^2 k_0^2 - k_y^2$ représente le carré de la composante normale du vecteur d'onde. Cette équation admet en tout point une solution en onde plane de la forme

$$\bar{\mathbf{E}}(x) = \xi \exp(-ik_x x) + \eta \exp(ik_x x), \quad (\text{II-8})$$

où le premier terme du membre de droite correspond à une propagation vers la droite tandis que le second représente une onde qui se propage vers la gauche. En notant E^{in} et E^{out} ces deux ondes on peut relier les ondes de part et d'autre du film au moyen des relations matricielles suivantes

$$\begin{pmatrix} E^{in} \\ E^{out} \end{pmatrix}_p^- = \mathfrak{S} \begin{pmatrix} E^{out} \\ E^{in} \end{pmatrix}_p^+, \quad (\text{II-9})$$

où $\mathfrak{S} = T_{12} T_2^{prop} T_{21}$ représente la matrice de transfert du film [60], T_{ij} et T_i^{prop} désignant respectivement la matrice de transfert à travers l'interface i - j et la matrice de propagation (déphasage)

à travers le milieu i . Ces matrices s'expriment en fonction des coefficient de réflexion (resp. transmission) de Fresnel r_{ij} (resp. t_{ij}) entre le milieu i et le milieu j comme suit

$$T_{ij} = \frac{1}{t_{ij}} \begin{pmatrix} 1 & r_{ij} \\ r_{ij} & 1 \end{pmatrix}, \quad (\text{II-10})$$

$$T_j^{prop} = \begin{pmatrix} e^{i\phi_j} & 0 \\ 0 & e^{-i\phi_j} \end{pmatrix}, \quad (\text{II-11})$$

ϕ_j étant le déphasage subit par l'onde sur toute l'épaisseur du film. Il découle alors de (II-9) que les propriétés radiatives du film, à savoir, son coefficient de transmission, de reflection et d'absorption à la longueur d'onde λ sous l'angle d'incidence θ s'écrivent

$$t_p(\lambda, \theta) = \left| \frac{E_+^{out}}{E_-^{in}} \right|^2 = |1/\mathfrak{S}_{11}|^2 = \left| \frac{t_{12}t_{21} \exp(-ik_{2x}d)}{1 - r_{12}^2 \exp(-2ik_{2x}d)} \right|^2, \quad (\text{II-12})$$

$$r_p(\lambda, \theta) = \left| \frac{E_-^{out}}{E_-^{in}} \right|^2 = |\mathfrak{S}_{21}/\mathfrak{S}_{11}|^2 = \left| \frac{r_{12}[\exp(-2ik_{2x}d) - 1]}{1 - r_{12}^2 \exp(-2ik_{2x}d)} \right|^2, \quad (\text{II-13})$$

$$a_p(\lambda, \theta) = 1 - t_p(\lambda, \theta) - r_p(\lambda, \theta). \quad (\text{II-14})$$

De plus, d'après la loi de Kirchoff [32], l'émission du film coïncide avec son absorption i.e.

$$\varepsilon_p(\lambda, \theta) \equiv a_p(\lambda, \theta). \quad (\text{II-15})$$

D'autre part, les modes propres du film qui préexistent dans la structure en l'absence d'excitation externe (i.e. $E_-^{in} = E_+^{in} = 0$) obéissent à la relation de dispersion suivante

$$1 - r_{12}^2 e^{-2ik_{2x}d} = 0 \quad (\text{II-16})$$

qui annule le déterminant du système (II-9) lorsque E_{\pm}^{out} sont non nuls et qui font diverger les coefficients de transmission et de réflexion. Il est facile de remarquer que ces modes sont quantifiés et qu'ils satisfont tous la relation

$$\text{Arg}[r_{12} e^{-ik_{2x}d}] = m\pi \quad (\text{II-17})$$

m étant un nombre entier. En recherchant comme solution de (II-16) les oscillations laser du système i.e.

$$K_{2x} = \frac{\pi m}{d}, \quad (\text{II-18-a})$$

$$K_{1x} = 0, \quad (\text{II-18-b})$$

on montre [54] que l'angle θ_{1m} d'émission du rayonnement produit par ces modes est donné par

$$\sin^2 \theta_{1m} \approx \Re \left\{ \frac{1}{\varepsilon_1} \left[\varepsilon_2 - \left(\frac{\pi m}{dk_0} \right)^2 \right] \right\}. \quad (\text{II-19})$$

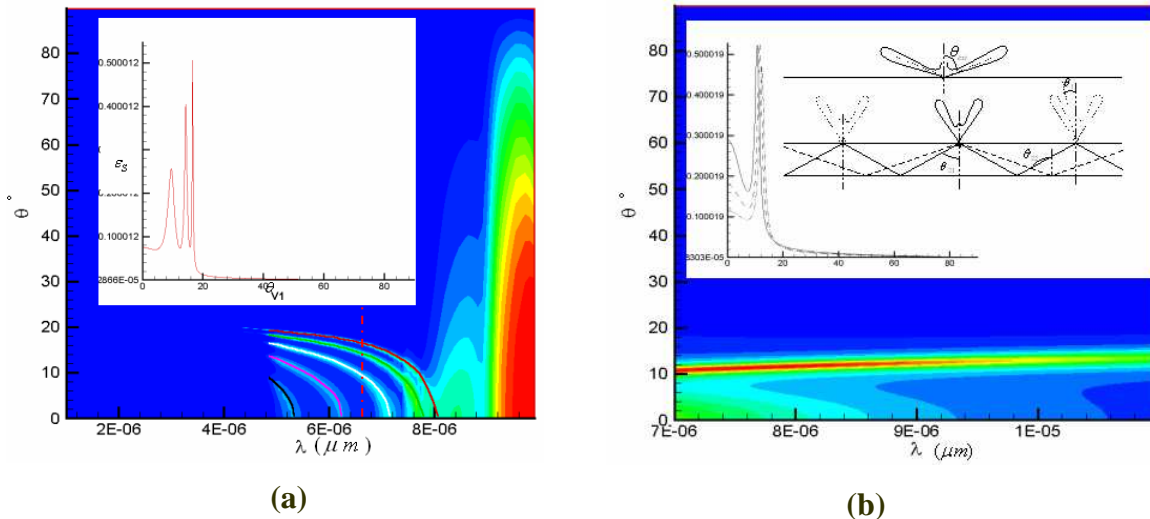


FIG. II-2. (a) Emission (en polarisation s) d'un film de SiO_2 de $10\mu\text{m}$ d'épaisseur immergé dans une matrice de Germanium. L'émission thermique en polarisation p (non représentée ici) possède un spectre très similaire à celui-ci. (b) Un exemple d'antenne thermique obtenue à partir d'un film mince (d'après [54]).

A chaque mode, il correspond donc un lobe d'émission comme illustré sur la (Fig. II-2-a). Différentes caractéristiques ont été mises en évidence :

- L'épaisseur du film détermine le nombre de lobes d'émission.
- La largeur des lobes dépend de l'absorption du film (position des pôles dans le plan complexe).
- La dérive spectrale du pique d'émission est liée à la variation spectrale des propriétés diélectriques du film. Lorsque $\Re[\epsilon_2(\omega)] = O(\omega^{-2})$ le film se comporte comme une antenne thermique quelque soit la longueur d'onde (Fig. II-2-b).

Il est à noter, et c'est sans doute le résultat le plus important, que contrairement aux milieux diélectriques surmontés par un réseau de surface, les films minces sont capables de se comporter comme des antennes thermiques simultanément pour les deux états de polarisation. Bien qu'étant faiblement émettant, ce type de source a ouvert la voie au contrôle directionnel de la composante transversale du rayonnement thermique. Nous verrons plus loin que les structures planes multicouches possèdent en général cette propriété ce qui rend ces structures très intéressantes pour de nombreuses applications.

Toutes les prédictions théoriques faites ici ont été confirmées expérimentalement en 2003 et 2004 à l'Institut de Physique des semiconducteurs de Kiev dans l'équipe de O. G. Kollyukh [53] grâce à des mesures par spectrométrie IR à transformation de Fourier sur des films minces de Si et GaAs dopés n.

II-2 Emission thermique quasi-monochromatique par des cristaux photoniques contenant un défaut

Parallèlement au contrôle directionnel de l'émission thermique nous avons mené, en collaboration avec le Prof. Ni de l'Université Dong Hua de Shanghai, des travaux sur la conception de sources thermique spectralement cohérentes à base de cristaux photoniques. Ces milieux sont des structures périodiques de matériaux diélectriques ou métalliques qui permettent par le truchement d'interférences destructives d'empêcher la propagation d'ondes électromagnétiques sur certains

domaines spectraux. On parle alors de bandes interdites pour les photons. L'introduction d'un défaut au sein d'un cristal photonique permet, en brisant la périodicité du milieu, de générer des modes localisés dans les bandes interdites. Ces défauts se comportent alors comme des guides d'onde, le confinement étant assuré par le cristal photonique et non par des réflexions totales internes comme dans les guides d'onde traditionnels. Jusqu'en 2005, seules les effets dues à la présence de défauts non dissipatifs avaient été étudiés [61-65]. Or, nous avons vu au paragraphe précédent, que les films fins absorbants présentent un comportement singulier qui leur permet, moyennant un dimensionnement ad hoc, d'émettre en champ lointain de façon directionnelle. Ici nous décrivons succinctement le comportement de ces films lorsqu'ils sont insérés dans un cristal photonique. Ces résultats sont détaillés dans la référence [66].

Considérons un film de matériau polaire d'épaisseur d_3 et de permittivité diélectrique ϵ_3 décrit par un simple modèle d'oscillateur de Lorentz

$$\epsilon_3(\omega) = \epsilon_\infty \left[1 + \frac{\omega_L^2 - \omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega} \right], \quad (\text{II-20})$$

où ω_L , ω_T , Γ et ϵ_∞ représentent la fréquence optique des phonons longitudinaux et transverses, le facteur d'atténuation et la permittivité diélectrique à très hautes fréquences. Supposons, comme illustré sur la Fig. II-3, que ce film soit recouvert, de façon symétrique, sur ses deux faces par un cristal photonique constitué d'un nombre fini de périodes élémentaires. Les matériaux de base de ce cristal sont des couches planes transparentes d'épaisseur d_1 et d_2 et de permittivité diélectrique réelle ϵ_1 et ϵ_2 . L'ensemble de la structure est plongée dans le vide de permittivité $\epsilon_0 = 1$ et tous les matériaux sont supposés non magnétiques. Comme au paragraphe précédent, les propriétés radiatives de la structure se calculent à partir de sa réponse électrique à une excitation extérieure. Dans le cas présent et en adoptant les mêmes notations qu'au paragraphe précédent, la matrice de transfert complète de la structure s'écrit

$$\mathfrak{S} = \left(\prod_{j=0}^{2N} T_{j,j+1} T_{j+1}^{prop} \right) T_{2N+1,0}. \quad (\text{II-21})$$

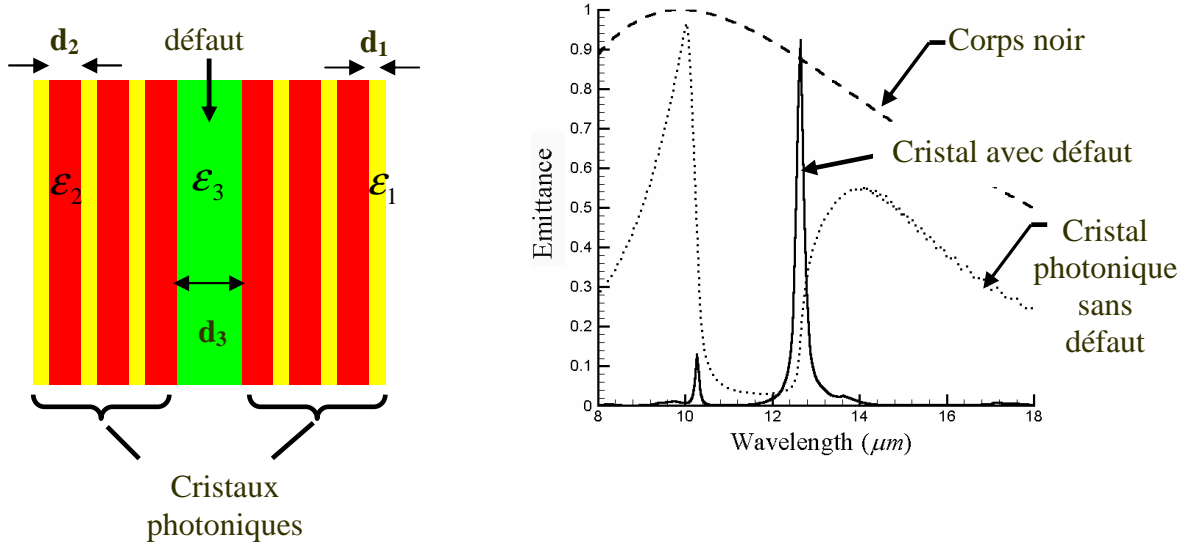


Fig. II-3 : Emission thermique d'un cristal photonique CdTe-Ge contenant un défaut en carbure de silicium.

L'émittance est normalisée par l'émission du corps noir à 293 K [66].

II-2.1 Grandeurs hémisphériques spectrales

Sur les Figs. II. 3 et II. 4 on montre le résultat du calcul des grandeurs hémisphériques d'un cristal photonique composé de couches nanométriques de tellure de cadmium et de germanium dans lequel on a inséré une couche de $1.2 \mu\text{m}$ de carbure de silicium. Ces grandeurs sont obtenues à partir de la transmission $t_p(\lambda, \theta)$, de la réflexion $r_p(\lambda, \theta)$ et de l'émission $\varepsilon_p(\lambda, \theta)$ de la structure par intégration sur toutes les directions d'incidence. Compte de la symétrie azimutale du problème la transmittance T_p , la réflectance R_p et l'émittance E_p hémisphérique spectrale s'obtiennent en calculant les expressions suivantes

$$T_p(\lambda) = 2 \int_0^{\pi/2} t_p(\lambda, \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta, \quad (\text{II-22-a})$$

$$R_p(\lambda) = 2 \int_0^{\pi/2} r_p(\lambda, \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta, \quad (\text{II-22-b})$$

et

$$E_p(\lambda) = 2 \int_0^{\pi/2} \varepsilon_p(\lambda, \theta) \cos \theta \sin \theta d\theta = 1 - T_p(\lambda) - R_p(\lambda). \quad (\text{II-22-c})$$

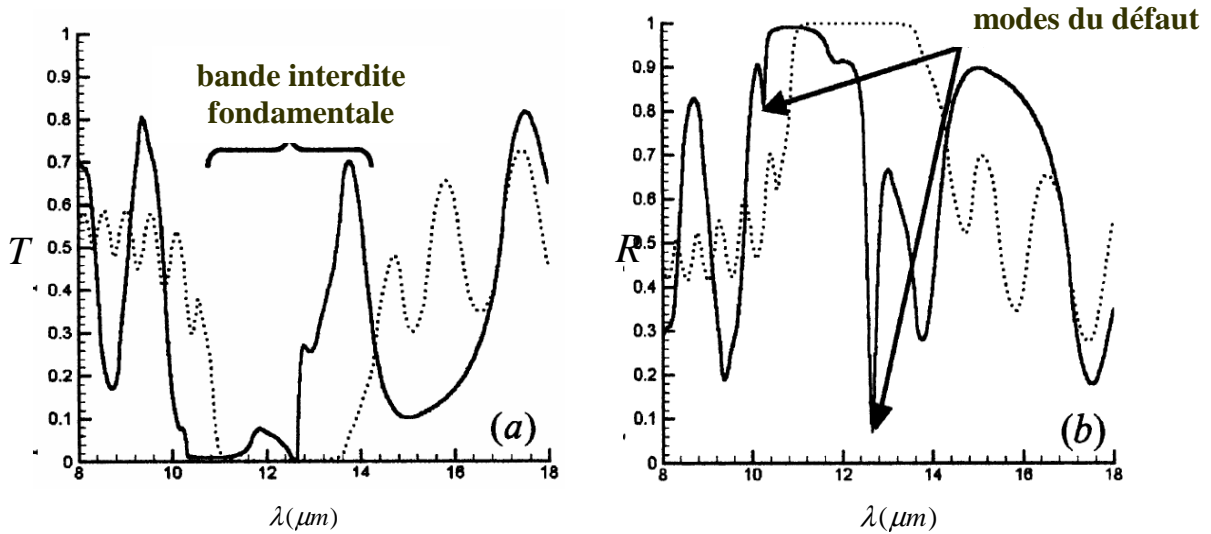


Fig. II-4 : Transmittance (a) et réflectance (b) d'un cristal photonique sans défaut (pointillé) et d'un cristal photonique dans lequel un défaut de carbure de silicium a été inséré (trait plein). Ces grandeurs sont moyennées sur les deux états de polarisation. [$\varepsilon_1 = 7.29$, $\varepsilon_2 = 16$, $\omega_L = 969 \text{ cm}^{-1}$, $\omega_T = 793 \text{ cm}^{-1}$, $\Gamma = 4.76 \text{ cm}^{-1}$, $\varepsilon_\infty = 6.7$, $d_1 = 1.2 \mu\text{m}$, $d_2 = 760 \text{ nm}$, $d_3 = 450 \text{ nm}$ et le nombre de périodes élémentaires du cristal photonique est égal à 8].

Comme dans les semiconducteurs, lorsque l'on insère un matériau diélectrique [63] dans une structure périodique, on constate l'apparition de modes de défaut localisés. Dans le cas de notre structure, ces modes sont situés dans et en bord de bande interdite du cristal photonique. Le premier mode à

$\lambda_1 = 10.3\mu m$ est situé en bord de bande interdite. Comme on le voit sur la Fig.II-5 il résulte de l'excitation d'un modes propre en polarisation p. Cependant cette excitation n'a lieu qu'à incidence rasante (Fig.II-5-a) ce qui limite très fortement l'intensité de l'émission (Fig.II-3) à cette fréquence. En revanche, à $\lambda_2 = 12.6\mu m$ l'émission moyenne atteint 0.93 . L'examen (Fig.II-5) de la relation de dispersion des modes propres de la structure à cette longueur d'onde et du spectre de réflexion (Fig. II-4-b) montre que ce résultat est dû à l'excitation omnidirectionnelle d'un mode propre dans le domaine spectral de la bande interdite du cristal.

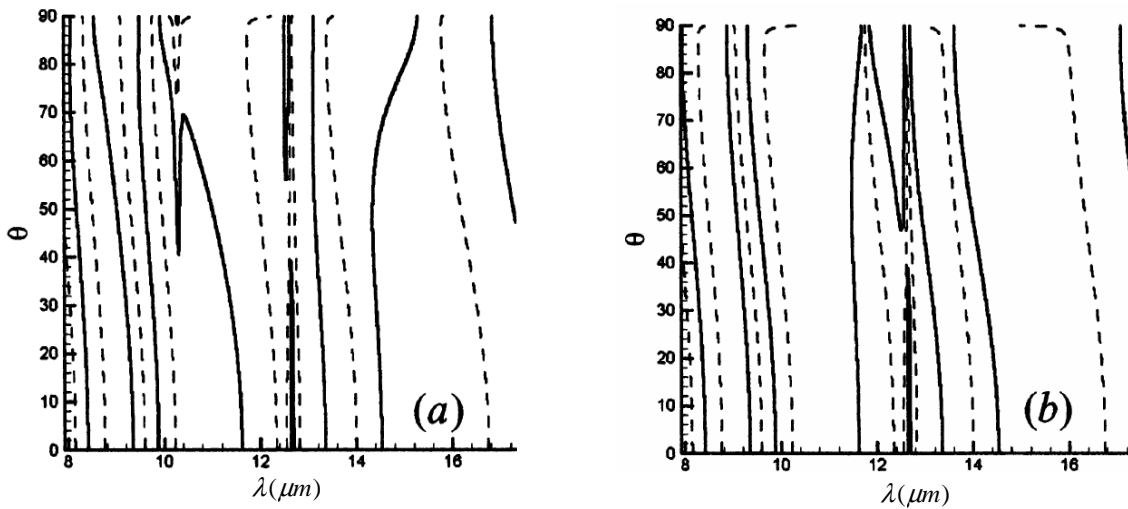


Fig. II-5 : Relation de dispersion $\mathfrak{S}_{11}(\lambda, \theta) = 0$ en polarisation p (a) et en polarisation s (b) des modes propres d'un cristal photonique CdTe-Ge dans lequel est inséré un défaut de Sic. En pointillé on représente la partie réelle de cette équation transcendante et en trait plein sa partie imaginaire. Les caractéristiques géométriques de la structure sont celles de la Fig. II-4.

II.2.2 Couplage des modes du défaut avec les polaritons de surface

Lorsque la structure est éclairée par une onde propagative sous incidence oblique, l'étude de la densité local d'énergie du champ électrique à l'intérieur de la structure permet d'identifier d'éventuels mécanismes de couplages susceptible d'expliquer son comportement émissif. Lorsque l'amplitude du champ incident est égale à 1, le champ électrique au point x dans la structure s'exprime en fonction de la matrice de transfert partielle $\mathfrak{S}^{(k)}$ entre la surface éclairée et le point courant sous la forme

$$E(x^{(k)}, \lambda) = \frac{\mathfrak{S}_{22}^{(k)} + \mathfrak{S}_{21}^{(k)} - r(\lambda) \{ \mathfrak{S}_{11}^{(k)} + \mathfrak{S}_{12}^{(k)} \}}{\det \mathfrak{S}^{(k)}}, \quad (\text{II-22})$$

Ici r représente la réflectivité monochromatique directionnelle de la structure complète. L'étude de l'amplitude du champ électrique (Fig. II-6) à l'intérieur de cristaux photoniques contenant un défaut a permis:

- de révéler la présence de polaritons de surfaces (modes de Fuchs-Kliewer) sur la structure.
- de démontrer la possibilité d'un couplage résonant entre le mode de défaut localisé dans la bande interdite du cristal et ces polaritons de surface. En outre, on a montré que ce couplage était à l'origine d'une chute importante de la réflexion et de la transmission de la structure donc de sa forte émissivité.

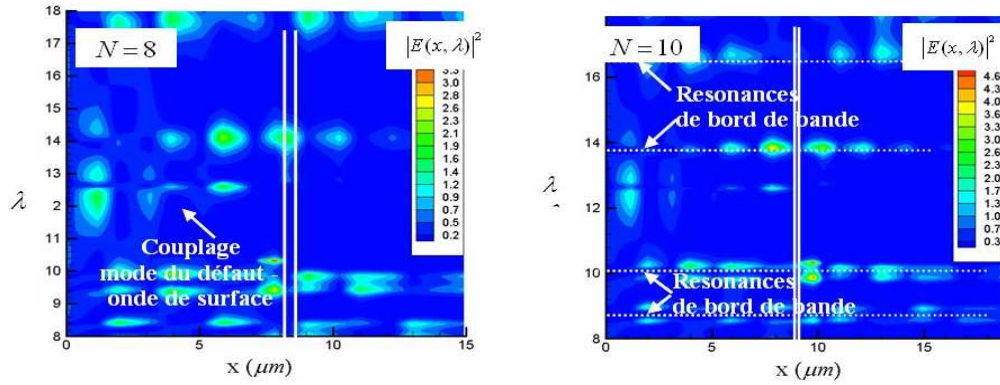


Fig. II-6. Intensité du champ électrique à l'intérieur d'une structure $(\text{CdTe-Ge})_N \text{SiC} (\text{CdTe-Ge})_N$ éclairé en incidence normale sur une de ces faces par un champ électrique d'intensité unité. On remarque que l'intensité dépasse localement 1 à cause de résonances internes. Les caractéristiques géométriques de la structure sont celles de la Fig. II-4.

D'autre part, l'analyse de sensibilité de l'émission aux paramètres géométriques, à la taille du cristal photonique et aux propriétés diélectriques a permis d'exhiber les conditions de couplage optimum entre l'onde de surface et le mode de défaut (Figs. II-6 et II-7). En utilisant une structure de ce type, une source thermique quasi-isotrope de forte émissivité (~ 0.9) et à bande étroite ($\delta\lambda / \lambda \leq 0.01$) dans l'infrarouge moyen a été conçue [66].

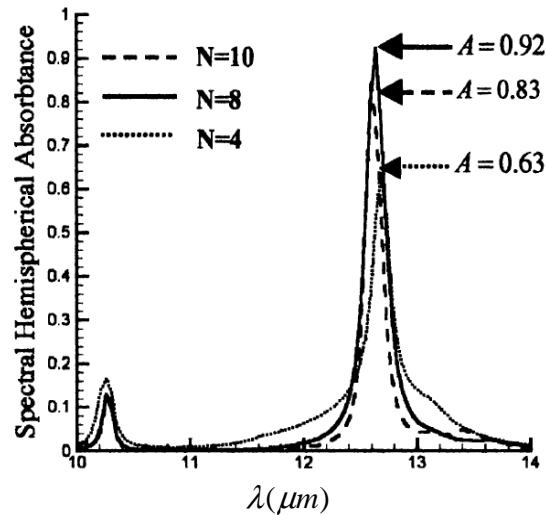


Fig. II-7. Absorbance d'une structure $(\text{CdTe-Ge})_N \text{SiC} (\text{CdTe-Ge})_N$ pour différentes périodes élémentaires N du cristal photonique.

Ce type de source, développé dans l'infrarouge et le proche infrarouge, pourrait être utilisé comme filtre pour la conversion d'énergie thermophotovoltaïque (Fig. II-8). Il permettrait, en effet, de limiter

l'échauffement de la cellule photovoltaïque (due à la photodissociation des photons et à la thermalisation des paires électron-trou en dehors du gap de conversion des semi-conducteurs) tout en laissant passer les « photons utiles ». Un autre champ d'application potentiel pour ces sources à haut degré de cohérence spectrale est la spectroscopie et la détection chimique dans le domaine infrarouge.

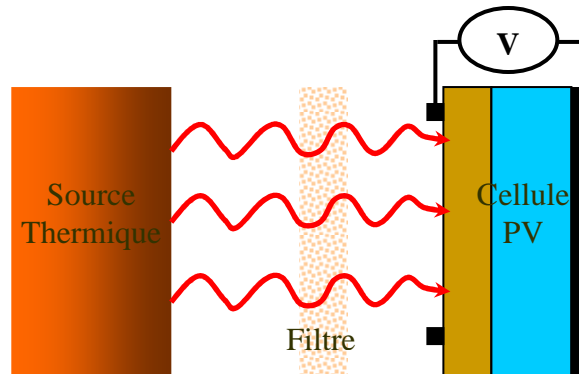


Fig. II-8. Schéma de principe d'un dispositif classique de conversion thermophotovoltaïque (TPV). La conversion TPV est similaire à la conversion d'énergie solaire par des cellules photovoltaïques (PV). La cellule PV est commune aux deux technologies (bien sur, les domaines de conversion diffèrent). Dans le cas TPV, la source de rayonnement est un émetteur thermique terrestre dont la température est de l'ordre de 1500 à 2000 K. Comparé au soleil la plupart de l'énergie de ce corps chaud est émise dans une gamme de longueur d'onde plus grande. La difficulté du processus de conversion est d'accorder la cellule PV à la source thermique. Une solution à ce problème est d'utiliser un filtre qui laisse passer les photons dont l'énergie correspond au gap de conversion PV et qui renvoie les photons inutiles vers l'émetteur. Ainsi un minimum de rayonnement est perdu car le rayonnement réfléchi sert à maintenir constante la température de l'émetteur.

II-3 Design ab initio de sources thermiques cohérentes

Jusqu'en 2007, la conception de sources thermiques cohérentes reposait sur une approche heuristique de type essai-erreur. Or, les techniques modernes de nanofabrication permettent aujourd'hui de concevoir des structures complexes à base de matériaux métalliques, polaires ou diélectriques, nanostructurés. Ces nouvelles avancées technologiques nous ont conduit à nous interroger sur la possibilité d'une conception bottom-up plus rationnelle des émetteurs thermiques micro et nanostructurés. Au cours de la thèse de doctorat de Jérémie Drevillon [67], nous avons développé en partenariat avec l'Agence Spatiale Européenne une méthode générale de design ab-initio de sources thermiques cohérentes en champ lointain. Cette démarche constitue un changement total de paradigme qui ouvre la voie au design inverse de sources thermiques fonctionnalisées et permet d'espérer le développement de technologies de ruptures notamment dans le domaine de la conversion d'énergie et du management thermique. Les détails de ces travaux sont développés dans les références [67-68].

II-3.1 Principe

Dans cette partie nous décrivons la stratégie que nous avons suivie pour concevoir des micro et nanostructures planes capables de rayonner autour de certaines longueurs d'ondes (cohérence spectrale) ou autour de certaines directions d'espace (cohérence spatiale) avec un certain degré de cohérence. Dans ce mémoire on se limitera à la description du design de sources thermiques composées de N couches élémentaires de même épaisseur, chaque couche étant constituée d'un certain matériau diélectrique. Lorsque M matériaux peuvent entrer dans la composition du composite le

nombre de structures différentes qui peuvent être synthétisées est de M^N . Pour des structures binaires de 100 couches, le nombre de configurations possible est de l'ordre de 10^{30} . Ce nombre grimpe à 10^{47} lorsque trois matériaux de base sont utilisés ce qui illustre le gigantisme de l'espace des configurations possibles. Cet espace offre d'immenses possibilités pour sculpter les propriétés radiatives des milieux nanostructurés. Nous verrons plus loin que les structures désordonnées permettent en général d'atteindre des performances en émission qui sont bien supérieures à celles affichées par des structures régulières. Pour explorer efficacement un espace aussi vaste et identifier les structures qui correspondent aux objectifs fixés, une technique de recherche rationnelle efficace a été mise en œuvre. Elle repose sur l'utilisation d'un algorithme d'optimisation global de type algorithme génétique [69] dont le principe est décrit schématiquement sur la Fig. II-9.

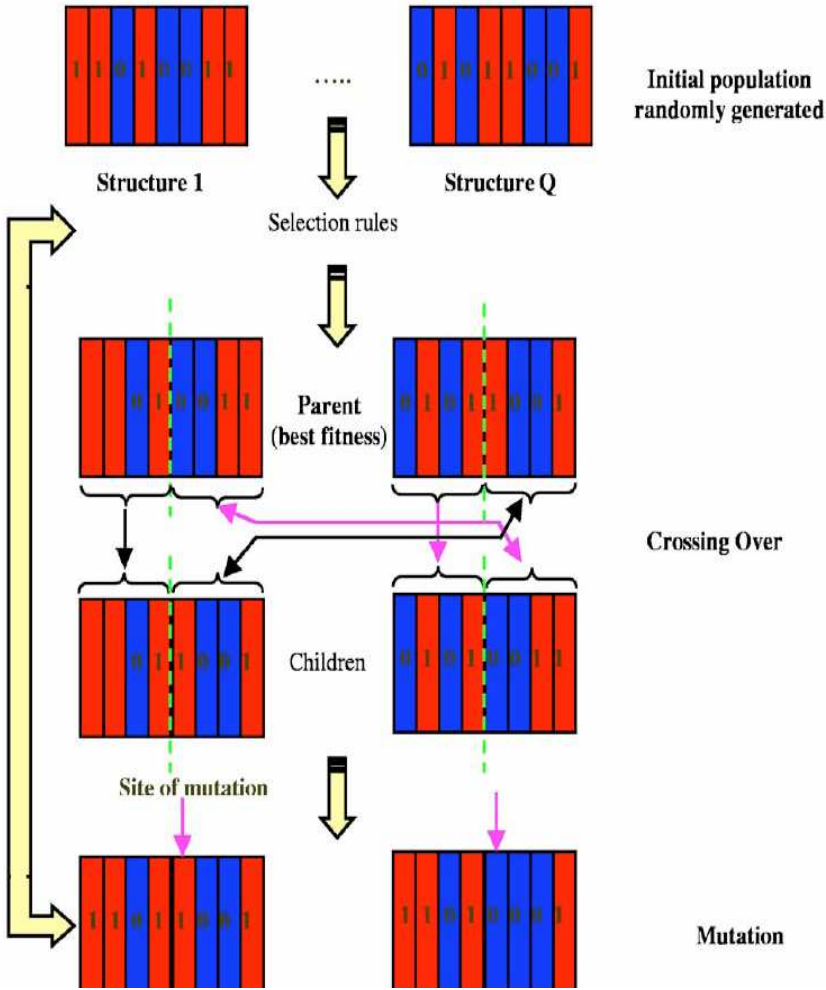


Fig. II-9. Principe du design optimal de structures binaires planes par algorithme génétique.

Etape 1- Le processus d'évolution commence à partir d'une génération initiale de structures encore appelée population en référence à la théorie de l'évolution. Parallèlement, sont définies les

émissivité cible $\varepsilon_{r_{\text{arg et}}}(\lambda, \theta)$ et réflectivité cible $r_{r_{\text{arg et}}}(\lambda, \theta)$ que l'on souhaite atteindre à l'issue du processus d'évolution.

Etape 2- L'éloignement du comportement radiatif de ces structures par rapport à ces cibles est mesuré à l'aide de la fonction objectif suivante

$$J = \sum_p \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} [\varepsilon_{r_{\text{arg et}}}(\lambda, \theta) - \varepsilon_{\text{calc}}^p(\lambda, \theta)]^2 d\theta d\lambda + \sum_p \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} [r_{r_{\text{arg et}}}(\lambda, \theta) - r_{\text{calc}}^p(\lambda, \theta)]^2 d\theta d\lambda, \quad (\text{II-23})$$

les propriétés radiatives étant calculées, comme dans les paragraphes précédant, à l'aide de la théorie des matrices de transfert. Il est important de souligner que l'optimisation des structures est effectuée ici de façon à atteindre les mêmes propriétés radiatives cibles pour les deux états de polarisation du champ électromagnétique (l'état de polarisation est symbolisé par l'indice p dans la fonction objectif).

Etape 3- Les meilleures structures sont sélectionnées et croisées entre elles par la technique du croisement à un point. Ainsi, dans le cas de structures binaires (Fig. II-9) deux structures parents de type 110010011 et 01011001 sont divisées puis recombinaées pour former la nouvelle génération enfant 110011001 et 01010011.

Etape 4- Pour conserver une diversité génétique suffisante et éviter de converger vers des extremum locaux, des mutations sont introduites à l'issue du croisement.

Pour illustrer les possibilités offertes par la méthode de design ab initio que nous avons développé, nous présentons dans les deux paragraphes suivants la conception de deux sources thermiques respectivement spectralement et partiellement cohérentes.

II-3.2 Design d'une source thermique isotrope quasi-monochromatique

Dans cette partie, nous décrivons la conception d'une structure composite plane capable de rayonner de façon isotrope autour d'une longueur d'onde localisée λ_0 dans l'infrarouge. L'idée de base consiste à utiliser des structures ternaires constituées : d'un matériau polaire absorbant qui supporte des polaritons de surface autour de λ_0 et de deux matériaux transparents à fort contraste d'indice pour interdire par interférence destructive la propagation des ondes dans certains domaines spectraux (bandes interdites). La première source que nous avons imaginé a été conçue pour rayonner à $\lambda_0 = 12.6 \mu\text{m}$. Elle est composée de couches nanométriques de carbure de silicium (SiC) qui supporte des phonons-polaritons de surface précisément à $12.6 \mu\text{m}$, de couches de germanium (Ge) et de couches de tellure de cadmium (CdTe). Dans le domaine spectral $[8 \mu\text{m} - 14 \mu\text{m}]$ qui englobe λ_0 les propriétés diélectriques de ces matériaux sont convenablement décrites [70] par les expressions suivantes

$$\tilde{\varepsilon}_{\text{Ge}} = 16, \quad (\text{II-24})$$

$$\tilde{\varepsilon}_{\text{CdTe}} = 7.29, \quad (\text{II-25})$$

$$\tilde{\epsilon}_{SiC} = \tilde{\epsilon}_{\infty} \left[1 + \frac{\omega_L^2 - \omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega} \right], \quad (\text{II-26})$$

où $\omega_L = 18.253 \times 10^{13} \text{ rad.s}^{-1}$, $\omega_T = 14.937 \times 10^{13} \text{ rad.s}^{-1}$, $\Gamma = 8.966 \times 10^{11} \text{ rad.s}^{-1}$ et $\tilde{\epsilon}_{\infty} = 6.7$ représentent la pulsation des phonons optiques longitudinaux et transversaux, le facteur d'atténuation et la permittivité diélectrique à haute fréquence. L'émissivité monochromatique directionnelle cible est fixée au moyen de la Gaussienne

$$\epsilon_{t\text{arget}} = \epsilon_{\text{max}} \exp[-Q^2 \ln 16 (\lambda - \lambda_0)^2 / \lambda_0^2] \quad (\text{II-27})$$

centrée en λ_0 , ϵ_{max} étant l'intensité maximale désirée. Quant à Q , il représente le facteur de qualité de la source c'est-à-dire la largeur à mi-hauteur du pique d'émissivité à λ_0 . En ce qui concerne la réflectivité cible, elle a été choisie de façon à ce que la structure émettante puisse être utilisée comme revêtement de surface. Ainsi, on a posé

$$r_{t\text{arget}} \approx 1 - \epsilon_{t\text{arget}} \quad (\text{II-28})$$

de sorte que toute l'énergie qui émanerait du substrat soit totalement réfléchi vers celui-ci en dehors de la longueur d'onde d'émission λ_0 . Les résultats du processus d'optimisation [68] représentés sur la Fig. II-10 montre que les cibles sont clairement atteintes. La structure optimale obtenue ne présente pas du tout d'ordre apparent ce qui indique que les performances affichées par les structures régulières sont, en général, moins bonnes pour concevoir ce type de source que celles affichées par les structures désordonnées. L'analyse du champ électrique à l'intérieur de la structure optimale sous excitation externe a montré [68] que, pour toutes les directions d'incidence (exceptés les incidences rasantes), les ondes propagatives incidentes sont capables de se coupler à travers la structure avec les modes de surface supportés par la couche de SiC située à $0.7 \mu\text{m}$ de la surface. En outre, on a montré que ce couplage permet d'augmenter la dissipation dans le matériau polaire ce qui dope l'émission globale de la structure à λ_0 . D'autre part, comme l'illustre la (Fig. II-10), en dehors de λ_0 il existe une bande interdite qui empêche toute propagation quelque que soit la direction d'incidence. Or, jusqu'à présent des bandes interdites omnidirectionnelles n'avaient été obtenues qu'avec des structures périodiques (cristaux photoniques) ou pseudo-périodiques (quasi-cristaux) [45-46, 71]. C'est la première fois, à notre connaissance, qu'une structure désordonnée permet d'obtenir ce résultat.

L'ensemble de ces résultats a permis de montrer que la structure optimale synthétisée par design ab-initio pouvait être interprétée comme un guide résonant à phonon-polaritons. En effet, elle se comporte comme un miroir dans la bande interdite et convertit tous les photons en vibration atomique (phonons) à la longueur d'onde λ_0 par couplage résonant photon-phonon. Ce type de résonateur a également été synthétisé à d'autres longueurs d'ondes à partir d'autres matériaux polaires ou encore avec des semi-conducteurs.

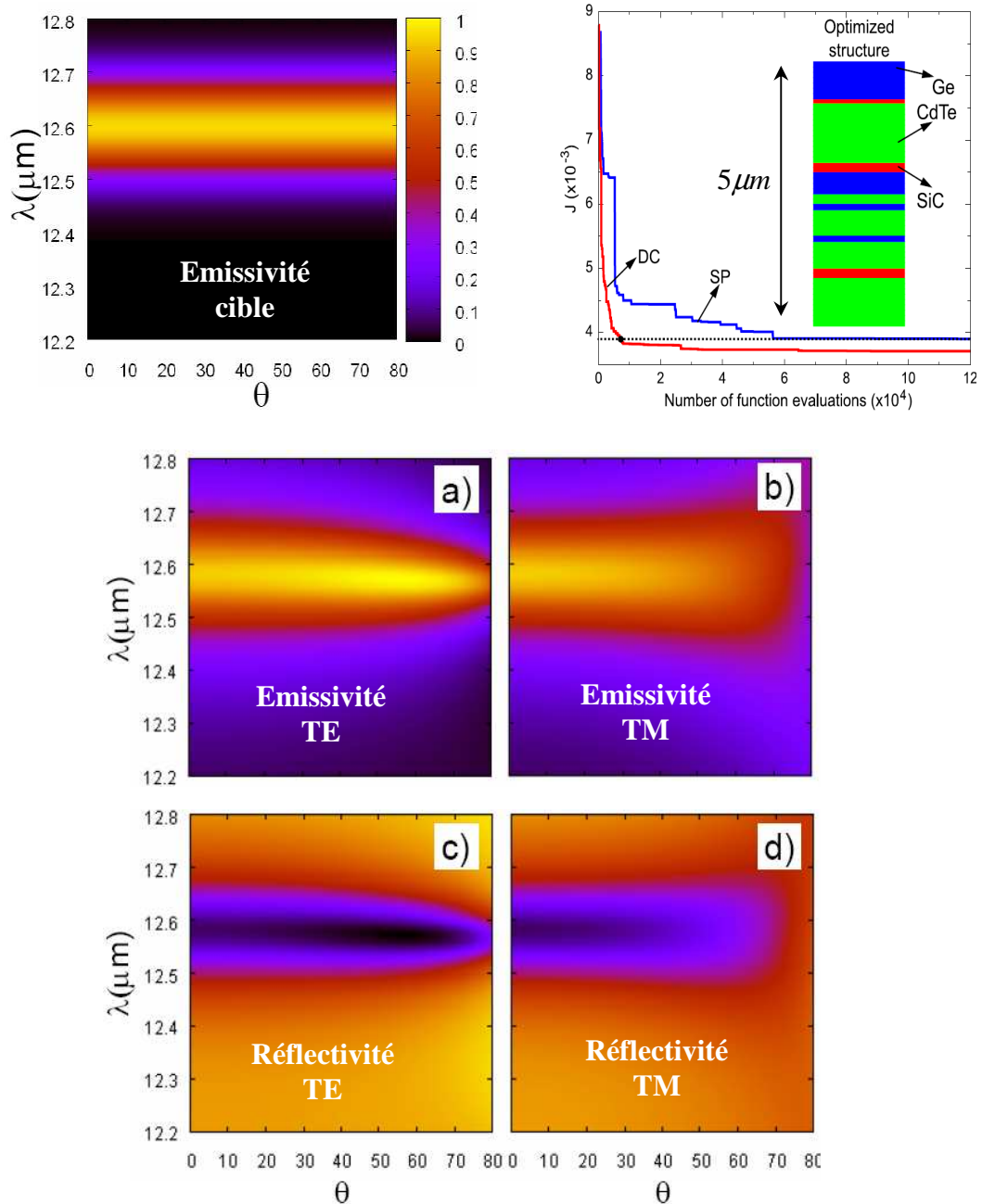


Fig. II-10. Source thermique isotrope quasi-monochromatique obtenue par design ab-initio. En haut à gauche est représentée l'émissivité monochromatique directionnelle cible et à droite la structure optimale ainsi que l'évolution de la fonction objectif obtenue avec différents AG. Le nombre de couches élémentaire est de 50 et l'épaisseur de chacune d'entres elles est de 100 nm.

II-3.3 Design d'une source thermiques partiellement cohérente dans le proche infrarouge

Le deuxième type de structures que nous avons conçu permet non seulement de contrôler spectralement l'émission de la structure mais il autorise également un contrôle directionnel de l'émission. On parle alors d'émission partiellement cohérente. Contrairement à la source quasi-monochromatique que nous avons conçu au paragraphe précédent, l'émissivité cible d'une source partiellement cohérente dépend de l'angle d'émission. En supposant que la position du pic d'émission dérive avec l'angle, l'émissivité cible est cette fois de la forme

$$\varepsilon_{\text{target}} = \varepsilon_{\text{max}} \exp[-Q^2 \ln 16(\lambda - \lambda_0(\theta))^2 / \lambda_0^2(\theta)]. \quad (\text{II-29})$$

Sur la Fig. II-11 on représente cette cible lorsque le pique d'émission évolue linéairement avec l'angle dans le proche infrarouge. Dans ce domaine spectral, on a choisi de substituer aux matériaux polaires précédant des matériaux métalliques. En effet ces derniers supportent des modes de surface (plasmons) à plus hautes fréquences. Dans le domaine spectral $[1.8\mu\text{m} - 2.8\mu\text{m}]$ de la cible décrite sur la Fig. II-11, nous avons choisi l'argent (Ag) comme matériau absorbant et le silicium (Si) et le verre (SiO_2) pour les matériaux à fort contraste d'indice. Dans ce domaine spectral, les propriétés diélectriques de ces matériaux sont convenablement décrites [70] par les expressions suivantes

$$\tilde{\varepsilon}_{\text{Si}} = 11.15, \quad (\text{II-30})$$

$$\tilde{\varepsilon}_{\text{SiO}_2} = 2.1025, \quad (\text{II-31})$$

$$\tilde{\varepsilon}_{\text{Ag}} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\omega_c)}, \quad (\text{II-32})$$

où $\omega_p = 13.69 \times 10^{15} \text{ rad.s}^{-1}$ représente la pulsation plasma et $\omega_c = 2.73 \times 10^{13} \text{ rad.s}^{-1}$ la fréquence de collision des électrons dans l'argent. Les résultats du processus d'optimisation représentés sur la Fig. II-10 montrent que contrairement à ce que l'on obtient avec les réseaux de surface [43-44], le contrôle directionnel de l'émission est faisable pour les deux états de polarisation du champ.

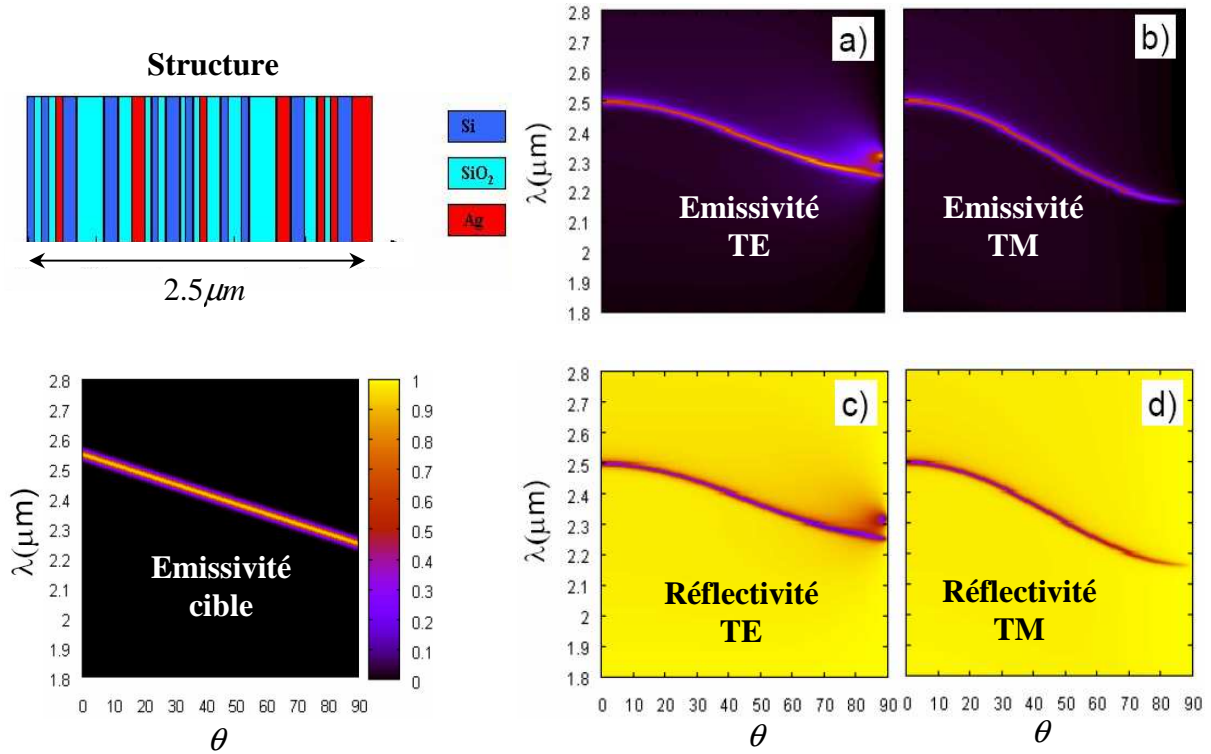


Fig. II-11 Source thermique partiellement cohérente dans le proche infrarouge obtenue par design ab-initio. En bas à gauche est représentée l'émissivité monochromatique directionnelle cible et en haut à gauche la structure optimale. Le nombre de couches élémentaire est de 50 et l'épaisseur de chacune d'entre elles est de 50 nm.

L'analyse du champ électrique à l'intérieur de la structure optimale sous excitation externe a montré [68] que lorsque la source émet certains modes au sein de structure sont fortement excités (Fig. II-12-b). Il en résulte une forte absorption du rayonnement et donc d'après la loi de Kirchoff une forte émissivité. Au contraire en dehors de son domaine d'émission la structure est le siège de très faible couplages (Fig. II-12-a). Ainsi très peu d'énergie est dissipé dans les couches d'argent et l'émission est quasi nulle.

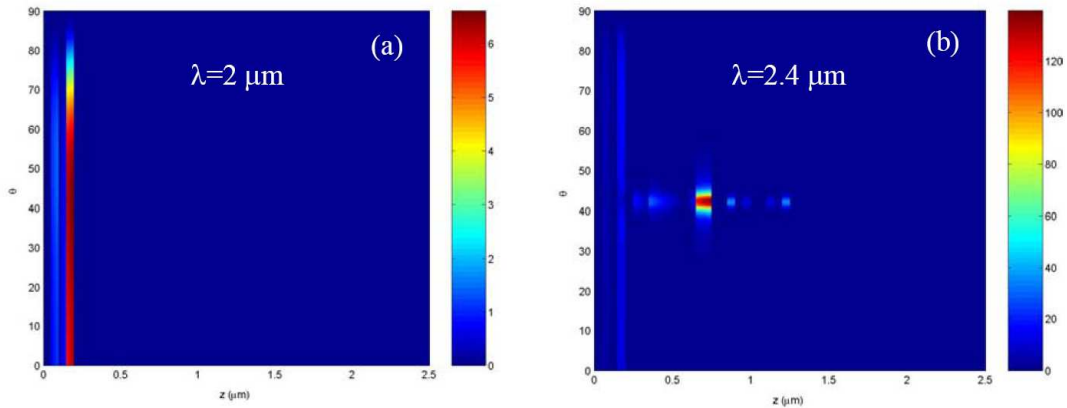


Fig. II-12 Amplitude du champ électrique à l'intérieur de la structure optimale sous l'action d'un champ électrique monochromatique incident d'amplitude unité. Une amplitude interne du champ supérieure à un trait la présence de couplages résonants avec l'onde propagative incidente.

II-4 Perspectives

Dans ce chapitre on a montré que les micro et nanostructures planes permettent de multiples contrôles de l'émission thermique en champ lointain. Nous avons pu établir qu'un contrôle spectral et directionnel du champ thermique pouvait être réalisé simultanément pour les deux états de polarisation du champ électromagnétique. Les applications de ces travaux sont nombreuses allant du développement de nouveaux matériaux pour la production d'électricité photo et thermophotovoltaïque, à la conception de filtres hautes performances pour la spectroscopie infrarouge, en passant par la furtivité et le management thermique. Cependant, au stade de développement actuel de nos travaux nous avons constaté que le contrôle directionnel de l'émission thermique par des structures planes n'est pas aussi efficace qu'avec des réseaux de surface. Toutefois il semble possible de remédier à ce problème. En effet, jusqu'à présent, nous nous sommes limité à la conception de structures émettantes à base de matériaux non magnétiques. Or, on sait que l'incorporation de couches magnétiques permet de concevoir des nouveaux matériaux encore appelés métamatériaux [50] aux propriétés optiques originales (loi de Snell Descartes inversée, Effet Doppler inversé, présence d'ondes de surface pour les deux états de polarisation...). Ces structures et leurs propriétés innovantes multiplient assurément le champ des possibles. A court et moyen terme j'envisage donc d'étendre les travaux présentés dans ce chapitre au design ab initio de métamatériaux plans. Ces structures devraient permettre d'améliorer encore le contrôle directionnel des sources thermiques. En effet l'inversion des lois de Snell-Descartes à l'interface métamatériau-matériau ordinaire permet de refocaliser autour de certaines directions [49] le champ rayonné par ces objets. Nous commençons sur ce problème une collaboration avec l'équipe de recherche avancée de T. Vinko de l'Agence Spatiale Européenne qui dispose d'un parc de supercalculateurs et de compétences que nous n'avons pas dans le domaine de la synthèse de matériaux nanostructurés ainsi que dans celui de l'optimisation des codes de calcul.

La technique de design décrite dans ce chapitre devrait trouver aussi des ramifications et applications dans d'autres domaines de la thermique. Parmi ces applications, l'une très prometteuse

concerne la conversion d'énergie thermoélectrique dont le principe est rappelé sur la Fig. II-12. Durant les cinquante dernières années la communauté scientifique n'est parvenue qu'à identifier que quelques semi-conducteurs massifs ayant une figure de mérite ZT voisine de 1. Or à ce niveau, les performances des systèmes de conversion sont de l'ordre de 10% de la limite de Carnot et ne sont donc pas compétitif avec les systèmes existants. Un moyen d'augmenter l'efficacité de ces générateurs consiste donc à augmenter le ratio σ/k c'est à dire à améliorer le transport électronique et à inhiber le transport de la chaleur. L'utilisation de matériaux nanostructurés ouvre des perspectives très intéressantes pour atteindre cet objectif. Dans le cadre d'une thèse de Doctorat que je coencadrerai avec mon collègue Gilberto Domingues spécialiste de conduction aux nanoéchelles et qui débutera en 2008 nous étendrons la technique de design ab initio décrite dans le dernier paragraphe au design de superréseaux pour la conversion thermoélectrique.

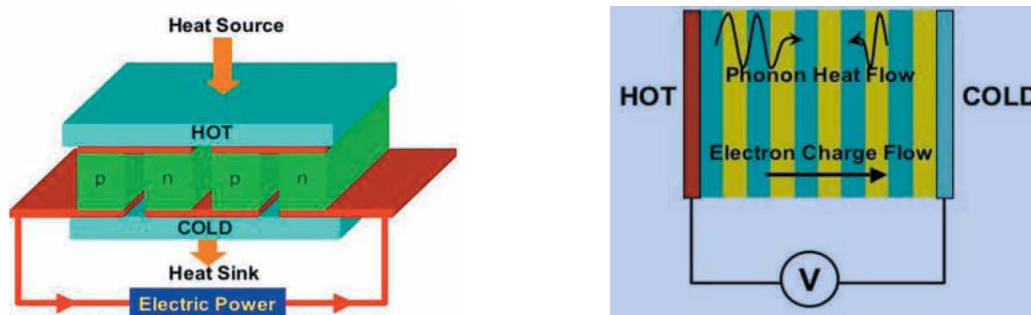


Fig.II-12 Schéma de principe de la conversion thermoélectrique. Une différence de température dans le matériau crée un gradient de potentiel électrique. L'efficacité des générateurs thermoélectriques est mesurée à partir de leur figure de mérite $ZT=S^2\sigma T/k$, où S désigne son coefficient de Seebeck du semiconducteur, σ sa conductivité électrique et k sa conductivité thermique à la température T . Plus grand est ce nombre meilleur est le générateur. A droite : utilisation d'un matériau nanostructuré (superréseau) pour augmenter la figure de mérite du dispositif de conversion thermoélectrique en réduisant la conductivité thermique par diffusion de phonons entre chaque strate.

Pour atteindre 30% de la limite de Carnot et aller vers des performances comparables aux dispositifs de conversion à gaz, il faut atteindre un $ZT\sim 3$. Des matériaux nanostructurés ont d'ores et déjà permis d'atteindre cette valeur [72]. Mais on est encore loin des limites théoriques. L'approche ab initio devrait permettre d'identifier les meilleurs structures pour la conversion thermoélectrique.

III-Transferts de chaleur par hybridation de plasmons de surface

Lorsque l'on s'intéresse aux transferts de chaleur par rayonnement à très courte distance (distances sublongueur d'onde), la composante non-radiative du champ électromagnétique joue un rôle majeur. A cette échelle, le traitement classique du rayonnement par une approche radiométrique (lorsque les champs sont supposés incohérents) ne permet pas d'appréhender les effets ondulatoire. Il convient alors de revenir à une approche électromagnétique du transfert c'est-à-dire à l'utilisation des équations de Maxwell. Dans ce chapitre je présente une synthèse de mes travaux de recherche sur les transferts de chaleur en champ proche dans les matériaux composites lorsque leurs composants élémentaires supportent des ondes de surface.

III.1 Comportement non-radiatif des films minces métalliques autour de leur fréquence plasmon

Ce travail récent [73] concerne l'étude de l'émission thermique en champ proche de films d'épaisseur sublongueur d'onde. Il a été initié durant la thèse de Jérémie Drévuillon [67] soutenue en Décembre 2007 et fait actuellement l'objet d'une collaboration avec Karl Joulain (LET, Poitiers). Il s'inscrit dans la continuité des travaux réalisés en 1999 et 2000 dans l'équipe de Jean-Jacques Greffet (EM2C, Paris) sur l'émission thermique des matériaux massifs qui supportent des ondes de surface [74-75]. L'approche suivie pour le calcul du rayonnement thermique est celle de l'électrodynamique fluctuacionnelle développée il y a une cinquantaine d'année par Rytov [76]. Dans cette approche, le champ électromagnétique est produit par des courants fluctuants dans la matière, du fait de l'agitation thermique. Les grandeurs mesurables s'expriment alors en fonction de la fonction de corrélation spatiale des densités de courant que l'on peut calculer, à l'équilibre thermodynamique, grâce au théorème de fluctuation-dissipation.

Les travaux menés par l'équipe de J. J. Greffet ont montré qu'à courte distance, la densité d'énergie au dessus d'un matériau massif qui supporte des ondes de surface était très différente de celle d'un corps noir. Non seulement la présence de l'onde de surface concentre l'énergie rayonné autour de la fréquence de ce mode de sorte que l'émission en champ proche devient quasi-monochromatique mais elle augmente très significativement la densité d'énergie qui devient 100 à 10 000 fois plus importante qu'en champ lointain.

De façon assez surprenante le comportement radiatif en champ proche des systèmes de taille fini et plus particulièrement des systèmes sublongueur d'onde a très peu été étudié. Récemment, l'émission thermique des films fins métalliques a cependant été analysée [77]. Néanmoins ce travail s'est limité à une description de l'émission thermique des films minces en régime dit de Hagen-Rubens c'est-à-dire dans un domaine spectral très éloigné de la fréquence des plasmons de surface supportés par ces milieux. Nous décrivons ci-dessous le comportement non-radiatif de ces films précisément au voisinage de la fréquence de ces plasmons de surface.

III.1-1 Densité locale d'état au dessus du film

Considérons un film (Fig. III-1) d'épaisseur L , de permittivité $\epsilon_2 = \epsilon_r - i\epsilon_i$ surmonté par deux milieux transparents de permittivité diélectrique respectives ϵ_1 et ϵ_3 . Supposons que ce film soit en équilibre thermique avec son environnement à la température T .

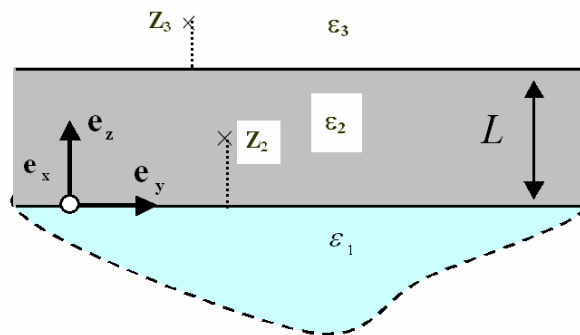


Fig. III-1 : Film mince d'épaisseur L inséré entre deux milieux semi-infinis transparents.

Il existe alors une distribution spatiale de courants (électriques) fluctuants $\mathbf{j}(\mathbf{r}, \omega)$ dans le film, $\mathbf{r}_2 = (x_2, y_2, z_2)$ désignant ici un point quelconque dans le film. Le champ électrique \mathbf{E} et magnétique \mathbf{H} à l'extérieur du film en \mathbf{r}_3 à la fréquence ω s'exprime alors (théorie de la réponse linéaire) en

fonction de $\mathbf{j}(\mathbf{r}_2, \omega)$ et du tenseur de Green électrique dyadique $\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{EE}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \omega)$ entre le point d'observation \mathbf{r}_3 et le point source \mathbf{r}_2 sous la forme

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_3, \omega) = -i\omega\mu_0 \int_V d\mathbf{r}_2 \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{EE}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \omega) \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}_2, \omega), \quad (\text{III-1-a})$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}_3, \omega) = \int_V d\mathbf{r}_2 \nabla_{\mathbf{r}_2} \times \overline{\overline{\mathbf{G}}}_{EE}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \omega) \cdot \mathbf{j}(\mathbf{r}_2, \omega). \quad (\text{III-1-b})$$

En utilisant les vecteurs de Sipe [78], $\mathbf{s} = -\mathbf{e}_y$ et $\mathbf{p}^\pm = \frac{1}{k_0\sqrt{\varepsilon_j}}(k_{//}\mathbf{e}_z \mp \gamma_j \mathbf{e}_x)$,

on montre que le tenseur de Green du film s'écrit sous la forme

$$\overline{\overline{\mathbf{G}}}_{EE}(\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_2, \omega) = i \int \frac{d\mathbf{k}_{//}}{4\pi^2} \left[\frac{r^s \mathbf{s} \otimes \mathbf{s} + r^p \mathbf{p}^+ \otimes \mathbf{p}^-}{2\gamma_2} e^{-i\gamma_2(z_2+z_3)} + \frac{\mathbf{s} \otimes \mathbf{s} + \mathbf{p}^- \otimes \mathbf{p}^-}{2\gamma_2} e^{-i\gamma_2(z_2-z_3)} \right] \exp[-i\mathbf{k}_{//} \cdot (\mathbf{R}_3 - \mathbf{R}_2)]. \quad (\text{III-2})$$

Ici $r^{s,p} = \frac{r_{23}^{s,p} [1 - \exp(-2i\gamma_3 L)]}{1 + r_{12}^{s,p} r_{23}^{s,p} \exp(-2i\gamma_3 L)}$ représente la réflectivité du film du coté du point d'observation,

$\mathbf{R}_i = (x_i, y_i)$ la projection sur l'interface du film du vecteur position \mathbf{r}_i , $\gamma_2 = \sqrt{\varepsilon_2(\omega/c)^2 - k_{//}^2}$ la composante normale du vecteur d'onde dans le film et $k_{//}$ sa composante parallèle.

A l'équilibre, la densité locale d'état (LDOS) $\rho(\mathbf{r}_3, \omega)$ du champ électromagnétique au point d'observation est reliée à la densité locale d'énergie $u(\mathbf{r}_3, \omega)$ en ce point par la relation $\rho(\mathbf{r}_3, \omega) = u(\mathbf{r}_3, \omega) \Theta^{-1}(\omega, T)$ où $\Theta(\omega, T) \equiv \hbar\omega / [\exp(\hbar\omega / k_B T) - 1]$ représente l'énergie moyenne d'un oscillateur de Planck à la température T. Quant à la densité d'énergie, elle s'obtient [18] à partir des fonctions de corrélation spatiale du champ électrique et du champ magnétique

$$u(\mathbf{r}_3, \omega) = \varepsilon_0 \langle \mathbf{E}(\mathbf{r}_3, \omega) \cdot \mathbf{E}^*(\mathbf{r}_3, \omega) \rangle + \mu_0 \langle \mathbf{H}(\mathbf{r}_3, \omega) \cdot \mathbf{H}^*(\mathbf{r}_3, \omega) \rangle, \quad (\text{III-3})$$

Dans cette relation les crochets représentent la moyenne statistique de l'expression sur un ensemble de réalisations du courant électrique fluctuant tandis que ε_0 et μ_0 désignent respectivement la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique du vide. En utilisant les expressions (III-1) et le théorème de fluctuation-dissipation [59]

$$\langle \mathbf{j}_n(\mathbf{r}, \omega) \cdot \mathbf{j}_m^*(\mathbf{r}', \omega) \rangle = \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_2''(\omega) \Theta(\omega, T)}{\pi} \delta_{nm} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (\text{III-4})$$

qui relie la corrélation spatiale des courants fluctuants à l'énergie moyenne $\Theta(\omega, T)$, il est possible d'obtenir la forme générale suivante pour la LDOS [79] à la fréquence ω

$$\rho(\mathbf{r}_3, \omega) = \frac{\omega^2}{\pi c^3} \left\{ \int_{\omega/c}^{\infty} \frac{4k_{//}^3 dk_{//}}{k_0^3 |\gamma_3|} \frac{\text{Im}(r^s) + \text{Im}(r^p)}{2} \exp[2 \text{Im}(\gamma_3)(z_3 - L)] + \int_0^{\omega/c} \frac{k_{//} dk_{//}}{k_0 |\gamma_3|} \frac{2 + (k_{//} / k_0)^2 [\text{Re}(r^s \exp[2i\gamma_3(z_3 - L)]) + \text{Re}(r^p \exp[2i\gamma_3(z_3 - L)])]}{2} \right\}. \quad (\text{III-5})$$

Sur la Fig. III-2 on présente la densité d'état dans le vide (i.e. $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$) à une distance de 10 nm au dessus de films d'aluminium de différentes épaisseurs [73]. Autour de sa fréquence plasma, la permittivité diélectrique de l'aluminium est correctement décrite par le modèle de Drude [70]

$$\text{i.e.} \quad \varepsilon_2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\omega_c)}, \quad (\text{III-6})$$

où $\omega_p = 17.47 \times 10^{15} \text{ rad.s}^{-1}$ représente la fréquence plasma et $\omega_c = 7.596 \times 10^{13} \text{ rad.s}^{-1}$ la fréquence de collision des électrons. Ce qui est remarquable ici, c'est la très grande différence de comportement qui existe entre le film et le milieu semi-infini [79]. En effet, en dessous d'une épaisseur de 200 nm la

LDOS se sépare en deux parties distinctes de part et d'autre de $\omega_p / \sqrt{2}$ la fréquence des plasmons de surface du matériau massif. Pour les plus basses fréquences, on observe que la distribution d'état est relativement étalée sur le spectre tandis qu'à hautes fréquences un pique étroit demeure. Par ailleurs, à mesure que l'épaisseur du film décroît, la densité d'état chute et le décalage spectral entre les deux parties de la LDOS augmente.

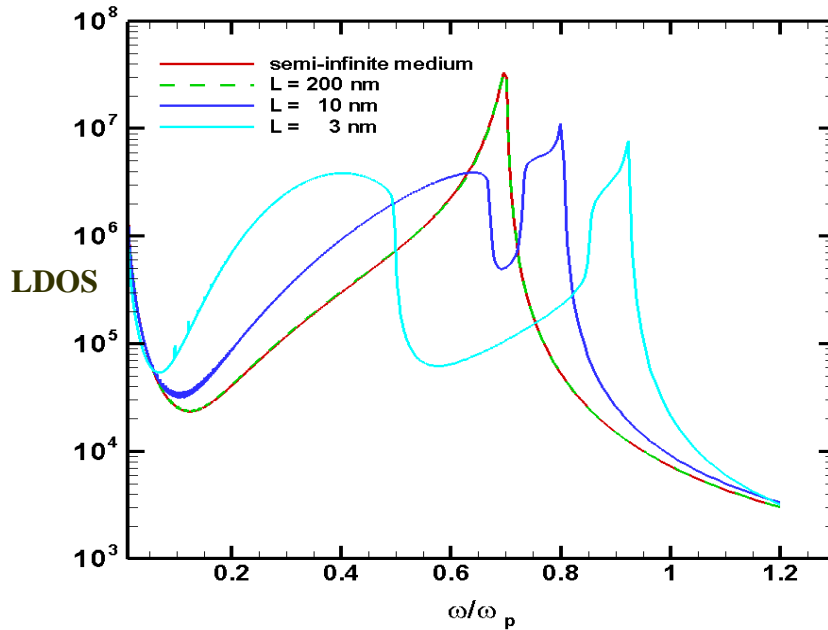


Fig. III-2 : Densité locale d'état non-radiatifs à 10 nm de la surface de films d'aluminium de différentes épaisseurs plongés dans le vide.

III.1-2 Hybridation des modes de surface

Dans cette partie nous expliquons l'origine physique du comportement en champ proche des films minces. Pour illustrer le rôle joué par ces modes de surface, nous avons tracé (Fig. III-3) la partie non-radiative (i.e. $k_{||} > \omega/c$) de l'intégrant $G_p(\omega, k_{||}) = \frac{2k_{||}^3}{k_0^3 |\gamma_3|} \text{Im}(r^p) \exp[2 \text{Im}(\gamma_3)(L - z_3)]$

de la LDOS pour différentes épaisseurs de film en nous limitant à la polarisation p du champ électromagnétique. Les résultats représentés sur la Fig. III-3 montrent que deux zones contribuent majoritairement à la LDOS. En outre, on constate que ces deux zones dégénèrent en une seule pour les grandes épaisseurs de film. L'examen de l'intégrant permet aisément d'expliquer la présence de ces zones. En effet, la décomposition en facteur premier de la réflectivité du film permet d'écrire la décomposition suivante de l'intégrant

$$G_p(\omega, k_{//}) = \frac{k_{//}^3}{k_0^3 |\gamma_3|} \exp[2 \operatorname{Im}(\gamma_3)(L - z_3)] \operatorname{Im} \left\{ \frac{1}{1 - r_{12}^p \exp(-i\gamma_2 L)} + \frac{1}{1 + r_{12}^p \exp(-i\gamma_2 L)} \right\} \quad (\text{III-7})$$

qui laisse apparaître la présence de deux pôles simples qui correspondent aux modes de surface symétriques et antisymétriques du film .

Pour établir le lien entre les zones à forte densité d'état et ces modes de surface nous avons également calculé la relation de dispersion des plasmons de surface. Comme les plasmons de surface sont aussi des modes propres des films ils font diverger le coefficient de réflexion $R \equiv |r^p|^2$ de ceux-ci. La relation de dispersion de ces plasmons s'écrit alors

$$1 + r_{12}^p r_{23}^p \exp(-2i\gamma_2 L) = 0. \quad (\text{III-8})$$

Lorsque le film est plongé dans le vide (i.e. $\epsilon_1 = \epsilon_3$) et que les pertes dans le film sont négligées (i.e. $\epsilon_2 \approx 1 - (\frac{\omega_p}{\omega})^2$), cette identité remarquable se simplifie en

$$\epsilon_1 \gamma_2'' + \epsilon_2 \gamma_1'' \tanh(-\gamma_2'' L / 2) = 0, \quad (\text{III-9-a})$$

$$\epsilon_1 \gamma_2'' + \epsilon_2 \gamma_1'' \coth(-\gamma_2'' L / 2) = 0, \quad (\text{III-9-b})$$

où $\gamma_2'' = -\sqrt{k_{//}^2 - (\frac{\omega}{c})^2 + (\frac{\omega_p}{c})^2}$ représente la partie imaginaire de γ_2 . En posant $u = k_{//}^2 - (\frac{\omega}{c})^2$ dans ces relations on obtient alors les relations de dispersion suivantes :

$$\left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^2 = \frac{\sqrt{u}}{\sqrt{u} + \epsilon_1 \sqrt{u + (\omega_p/c)^2} \coth[\sqrt{u + (\omega_p/c)^2} L / 2]}, \quad (\text{III-10-a})$$

$$\left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^2 = \frac{\sqrt{u}}{\sqrt{u} + \epsilon_1 \sqrt{u + (\omega_p/c)^2} \tanh[\sqrt{u + (\omega_p/c)^2} L / 2]}. \quad (\text{III-10-b})$$

Sur la Fig. III-3 on représente l'évolution de ces modes pour différentes épaisseurs de film. Le premier mode dit symétrique en rouge correspond à une intensité de champ électrique qui est symétrique de part et d'autre du plan médian du film. Le second mode est quant à lui antisymétrique par rapport à ce même plan. La comparaison de l'intégrand de la LDOS et de ces relations de dispersion montre clairement que les modes symétrique à basse fréquence et les modes antisymétrique à haute fréquences sont les principaux contributeurs à la densité locale d'état électromagnétique au dessus des films. Lorsque le film est suffisamment épais (i.e. $L > 200nm$) les deux relations de dispersion (III-9) des modes de surface dégènèrent en une seule

$$\epsilon_1 \gamma_2'' + \epsilon_2 \gamma_1'' = 0. \quad (\text{III-10-c})$$

qui est la relation de dispersion classique du plasmon de surface à l'interface d'un milieu semi-infini et qui s'obtient en faisant tendre L vers l'infini dans les expressions (III-10).

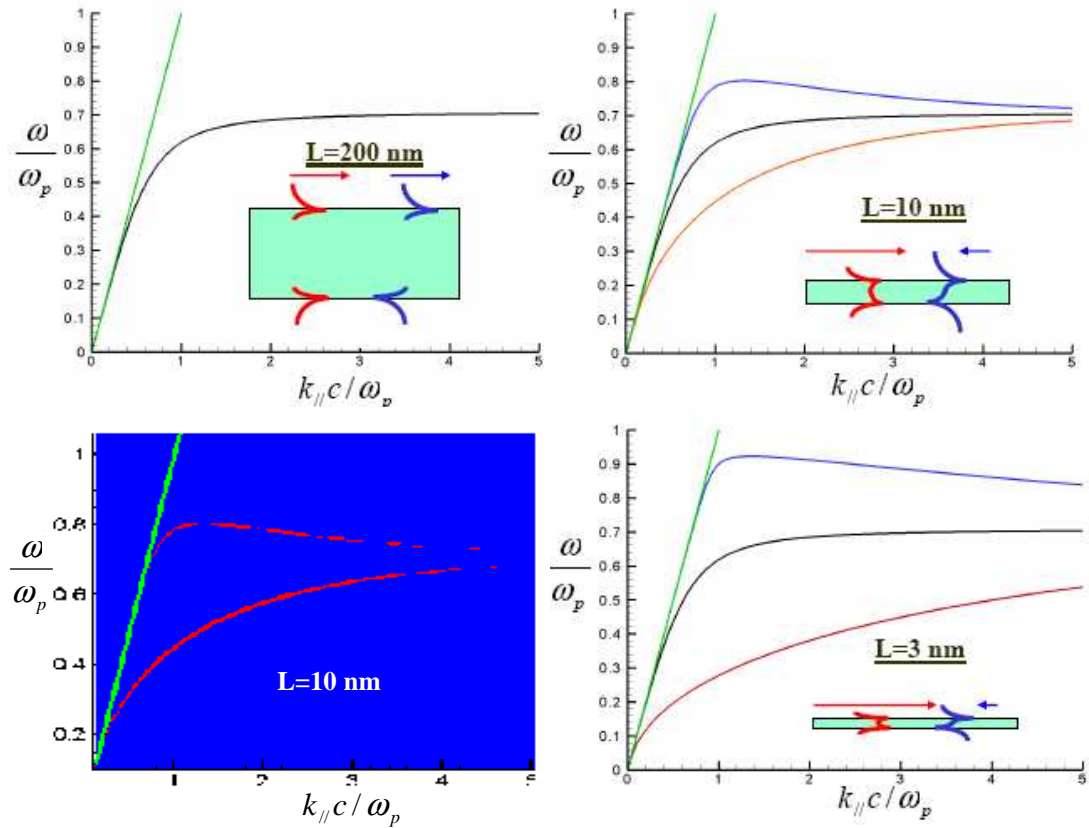


Fig. III-3 : Courbes de dispersion des plasmons de surface pour des films d'aluminium de différentes épaisseurs plongés dans le vide. En bleu et en rouge sont tracées les courbes des modes de surface respectivement antisymétriques (hautes fréquences) et symétriques (basses fréquences). La droite verte délimite le cône de lumière et la courbe noire représente la courbe de dispersion du plasmon à la surface d'un milieu semi-infini. Les flèches horizontales représentent l'amplitude de la vitesse de groupe des modes de surface. En bas à gauche : intégrant de la densité locale d'état à 10 nm de la surface d'un film d'aluminium de 10 nm .

L'analyse des courbes de dispersion (Fig. III-3) des modes de surface permet également d'expliquer les caractéristiques de la LDOS (Fig. III-2) au dessus du film. En effet, à mesure que l'épaisseur du film décroît les courbes de dispersion du mode symétrique (basses fréquences) et du mode antisymétrique (hautes fréquences) s'écartent l'une de l'autre se qui explique le décalage spectral croissant des deux pics sur la LDOS. Par ailleurs, comme la densité locale d'état est, par définition,

proportionnelle à la variation $\left| \frac{dk}{d\omega} \right|$, et que les pentes des courbes de dispersion des modes symétriques

et antisymétriques sont toujours plus grandes que celle de la courbe de dispersion associée au mode de surface du milieu semi-infini, la LDOS du film est toujours inférieure à celle du matériau massif.

Jusqu'ici nous nous sommes limité à l'étude du comportement émissif en champ proche d'un objet unique. Nous décrivons dans le paragraphe suivant les transferts de chaleurs liés aux interactions multiples des modes de surface dans un réseau de nanoparticules.

III.2 Transferts de chaleurs par hybridation de plasmons dans un réseau de nanoparticules

L'étude des transferts de chaleur entre deux objets a donné lieu à de nombreux travaux de recherche dans la communauté scientifique [80-86]. On sait que lorsque la distance de séparation entre deux objets est petite devant la longueur d'onde de Wien, le rôle joué par le champ proche (évanescent) devient prépondérant dans le transfert de chaleur devant celui joué par le champ lointain (propagatif). Lorsque cette distance est plus grande que la taille caractéristique des objets les échanges radiatifs sont principalement dus aux interactions dipolaires [87]. En revanche à plus courtes distances, les interactions multipolaires deviennent prépondérantes devant les interactions dipolaires et elles participent très fortement au transfert de chaleur [81-83]. Dans un réseau dense de nanoobjets, l'interaction à deux corps ne rend pas toujours bien compte de la physique des transferts car elle néglige les modes de collectifs qui sont liés aux interactions multiples de ces objets avec leurs voisins. Ce problème a beaucoup moins été examiné à ce jour. Dans le paragraphe suivant on présente les premiers résultats que nous avons obtenu [88-89] sur ce sujet.

III.2-1 Interactions multipolaires

Dans cette section, nous déterminons les relations de dispersions des modes de surfaces collectifs dans un réseau monodimensionnel. Pour cela, on considère une chaîne de nanoparticules métalliques sphériques dispersées de façon régulière dans une matrice diélectrique transparente (Fig. III-4).

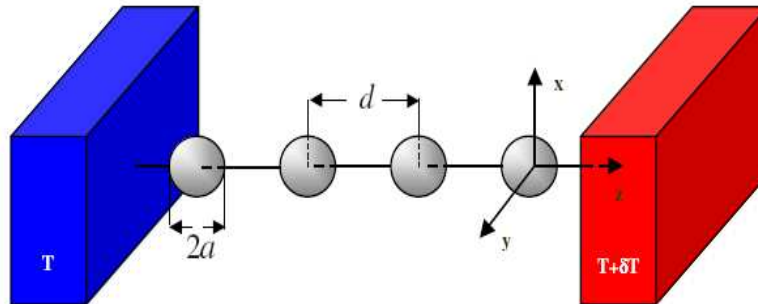


Fig. III-4 : Chaîne de nanoparticules métalliques immergée dans une matrice diélectrique transparente et connectée à deux réservoirs.

Les fluctuations thermiques dans ce milieu composite induisent le déplacement aléatoire des charges électriques dans chaque nanoparticules. Ce déplacement de charge est alors responsable de la formation de moments multipolaires q_{lmn} d'ordre (l,m) [90] dans chaque nanoparticule (repérées par l'indice n)

$$q_{lmn} = -\frac{2l+1}{4\pi} \alpha_{lmn} V_{lm}(n). \quad (\text{III-11})$$

Ici $V_{lm}(n)$ représente le coefficient d'ordre (l,m) du développement du potentiel électrique en harmoniques sphériques et α_{lmn} la polarisabilité de la particule définie à l'aide de la relation de Clausius-Mosotti généralisée [91-92]

$$\alpha_{lmn} = \frac{l(\varepsilon_p - \varepsilon_m)}{l(\varepsilon_p + \varepsilon_m) + 1} a^{2l+1}, \quad (\text{III-12})$$

où ε_p représente la permittivité diélectrique des particules, ε_m celle de la matrice hôte et a le rayon des nanoparticules . Le potentiel électrique d'ordre (l,m) au niveau de la particule n résulte quant à lui de la superposition des champs externes appliquées et des champs induits par les autres particules

i.e.

$$V_{lm}(n) = V_{lm}^{ext}(n) + \sum_{n' \neq n} V_{lm}^{n'}(n), \quad (\text{III-13})$$

Ici $V_{lm}^{n'}(n)$ représente le potentiel électrique induit par le particule n' sur la particule n . is the electric potential at position of the n th particle from the particle. En réécrivant cette relation en fonction des moments multipolaires il vient de façon équivalente

$$q_{lmn} = -\frac{2l+1}{4\pi} \alpha_{lmn} [V_{lm}^{ext} + \sum_{\substack{l'm' \\ n' \neq n}} (-1)^{l'} A_{lmn}^{l'm'n'} q_{l'm'n'}], \quad (\text{III-14})$$

où $A_{lmn}^{l'm'n'}$ représente l'intensité du couplage entre le multipole d'ordre (l,m) sur la particule n et le multipole d'ordre (l',m') sur la particule n' . Son expression découle de la théorie des représentations spectrales développée par Bergman [93]. Dans le cas d'un réseau monodimensionnel droit on a

$$A_{lmn}^{l'm'n'} = \begin{cases} 0 & \text{if } n = n' \\ (-1)^m 4\pi \frac{(l+l')!}{[(2l+1)(2l'+1)]^{1/2}} \frac{1}{[(l+m)!(l'+m)!(l-m)!(l'-m)!]^{1/2}} & \\ \times \left(\frac{n'-n}{|n'-n|} \right)^{l+l'} \frac{1}{d^{l+l'+1} |n'-n|^{l+l'+1}} \delta_m^{m'} & \text{if } n \neq n' \end{cases} \quad (\text{III-15})$$

En recherchant alors une solution de l'équation (III-14) sous la forme

$$q_{nlm} = q_{lm} \exp[j(\omega_{lm}t - knd)], \quad (\text{III-16})$$

où $\omega_{lm} = \omega'_{lm} + j\omega''_{lm}$ est la pulsation complexe du moment d'ordre (l,m) et k son nombre d'onde, on vérifie grâce au théorème de Floquet [94] que les moments multipolaires sont solutions du système

$$\sum_{l'm'} \left\{ \frac{4\pi}{2l'+1} \alpha_{l'm'n}^{-1} \delta_{lm}^{l'm'} + \sum_{n' \neq n} (-1)^{l'} A_{lmn}^{l'm'n'} \exp[j(n-n')kd] \right\} q_{l'm'} = -V_{lm}^{ext} \exp(jnkd), \quad (\text{III-17})$$

où $\delta_{lm}^{l'm'}$ est le produit des symboles de Kronecker usuels $\delta_{ll'}$ et $\delta_{mm'}$. Il découle de cette relation l'équation séculaire pour les moments multipolaires

$$\det \left\{ \frac{4\pi}{2l'+1} \alpha_{l'm'n}^{-1} \delta_{lm}^{l'm'} + \sum_{n' \neq n} (-1)^{l'} A_{lmm}^{l'm'n'} \exp[j(n-n')kd] \right\} = 0 \quad (\text{III-18})$$

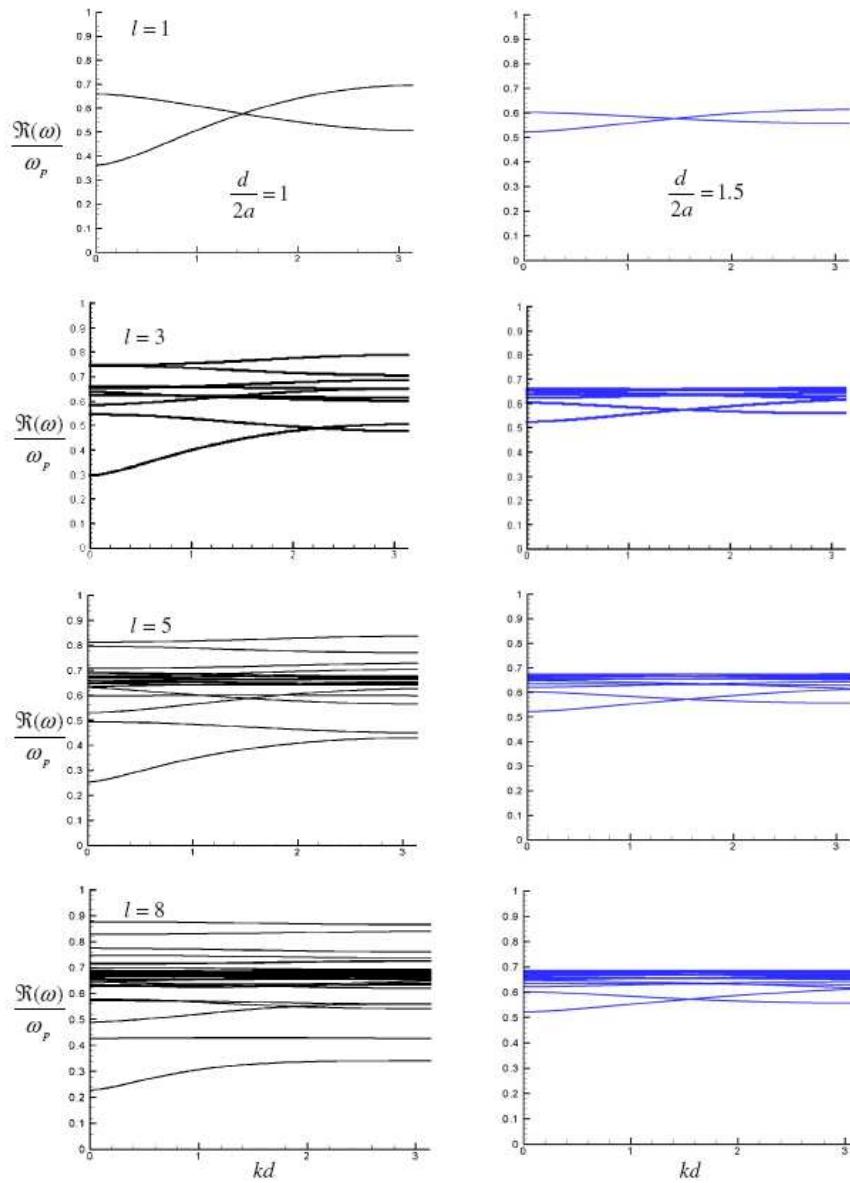


Fig. III-5 : Courbes de dispersion des modes de plasmon collectifs le long d'une chaîne de nanoparticules de cuivre de 10 nm de rayon en contact (en noir) et séparées par 30 nm (en bleu) dans le vide. Lorsque $l=1$ seules les interactions dipolaires ont été prises en compte dans les interactions.

La résolution de cette équation permet alors de déterminer la relation de dispersion $\omega_{lm}(k)$ de chaque modes collectifs d'ordre (l,m) quelconque supporté par le réseau. Les résultats de ces calculs effectués pour une chaîne de nanoparticules de cuivre montrent (Figs. III-5 et III-6) que :

- lorsque la distance de séparation entre les nanoparticules est supérieure à $3a$, les courbes de dispersion des modes quadrupolaires et celles des modes d'ordres supérieures sont

pratiquement plates. Il en résulte que la vitesse de groupe de ces modes est presque nulle. Pour de telles distances de séparation, l'approximation dipolaire ($l=1$) est suffisante pour décrire le transport d'énergie donc de chaleur via les modes de plasmon collectifs dans la chaîne.

- pour des distances de séparation plus petites que $3a$ les modes multipolaires d'ordre supérieur à 1 présentent des courbes de dispersion distordues. Il sont donc susceptible de participer au transport de chaleur le long de la chaîne.
- lorsque le milieu hôte possède une permittivité diélectrique négative (Fig. III-6), certains multipoles ont une pulsation purement imaginaire sur tout ou partie de la zone de Brillouin. Ces modes ne contribuent donc plus au transport balistique à travers la chaîne ce qui a pour effet de réduire la conductance thermique du réseau.

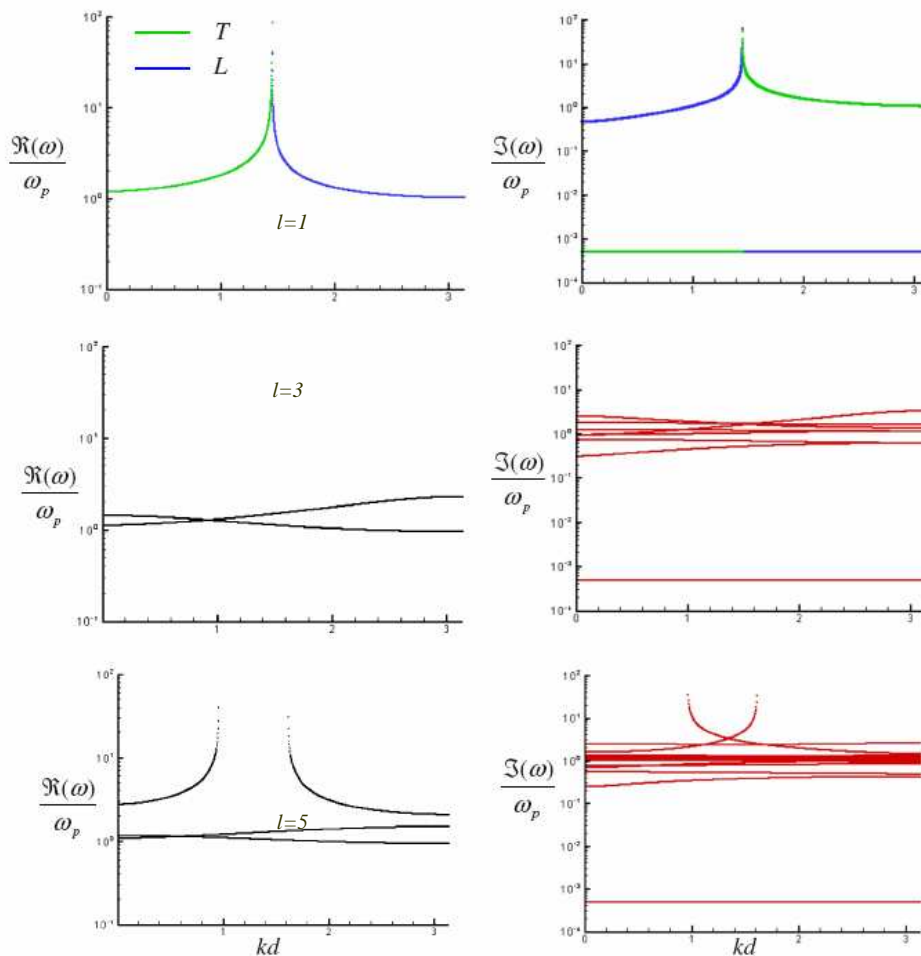


Fig. III-6 : Courbes de dispersion des modes de plasmon collectifs (à gauche : partie réelle ; à droite partie imaginaire) le long d'une chaîne de nanoparticules de cuivre de 10 nm de rayon dispersées dans une matrice diélectrique à permittivité négative ($\epsilon_m = -2$) dans l'approximation dipolaire ($l=1$) et lorsque les moments multipolaires d'ordres supérieures jusqu'à l'ordre $l=3$ et $l=5$ sont incorporés.

Les deux régimes asymptotiques pour le transport de la chaleur par les modes de plasmon collectifs ont été étudiés. Il s'agit d'une part du régime balistique, pour lequel les modes collectifs ne subissent pas d'interaction le long de la chaîne et d'autre part, du régime diffusif qui correspond au cas où de nombreuses interactions avec le milieu ont lieu durant le transport le long de la chaîne.

III.2-2 Conductance thermique multipolaire en régime balistique

Pour estimer la conductance d'échange multipolaire à la température T d'une chaîne nous adoptons le formalisme de Landauer [95] introduit initialement pour l'étude du transport électronique. Pour cela, deux réservoirs de chaleur (cf. Fig.III-4) de températures voisines T et $T + \delta T$ (la différence δT étant supposée petite devant la température moyenne $\frac{2T + \delta T}{2}$) sont connectés l'un à l'autre à l'aide d'une chaîne de nanoparticules. Si l'on admet que les modes de surfaces des nanoparticules qui sont situées aux deux extrémités de la chaîne se couplent parfaitement avec leur réservoir, le flux de chaleur échangé entre les deux réservoirs à travers la chaîne s'écrit alors

$$\varphi^\pm = \frac{1}{2\pi} \sum_{lm} \int_0^\infty |v_{glm}(k)| \hbar \omega_{lm}(k) f_B[\omega_{lm}(k)] dk, \quad (\text{III-19})$$

où les signes $+$ et $-$ indiquent respectivement les flux qui se propagent vers la droite et vers la gauche et $f_B(\omega) = [\exp(\beta \hbar \omega) - 1]^{-1}$ représente la fonction de distribution de Bose-Einstein des plasmons (les plasmons sont des bosons). La conductance thermique associée au transport de chaleur par interaction de plasmon est alors donnée par la relation suivante

$$G = \lim_{\delta T \rightarrow 0} \frac{\varphi^+(T + \delta T) - \varphi^-(T)}{\delta T}. \quad (\text{III-20})$$

On montre alors [89] que cette conductance s'écrit

$$G = \frac{\hbar^2}{2\pi k_B T^2} \sum_{lm} \int_0^{\pi/d} \omega_{lm}^2(k) v_{glm}(k) \frac{e^{\beta \hbar \omega_{lm}}}{(e^{\beta \hbar \omega_{lm}} - 1)^2} dk. \quad (\text{III.21})$$

Il est facile de vérifier que cette conductance est maximale lorsque l'énergie thermique $\beta^{-1} \equiv k_B T$ est comparable à l'énergie $\hbar \omega_p$ des modes collectifs.

Dans le cas illustré sur la Fig. III-5, $k_B T \ll \hbar \omega_p$, (pour des nanoparticules de cuivre à 900 K, $k_B T \approx 1.2 \times 10^{-20} J$ et $\hbar \omega_p = 1.6 \times 10^{-18} J$) et la conductance d'échange se simplifie, en utilisant l'approximation de Wien de la fonction de Bose-Einstein, en

$$G = \frac{\hbar^2}{2\pi k_B T^2} \sum_{lm} \int_0^{\pi/d} \omega_{lm}^2(k) v_{glm}(k) \exp[-\beta \hbar \omega_{lm}] dk. \quad (\text{III-22})$$

Comme les modes collectifs de basses fréquences sont également les modes le plus distordus (Fig. III-5) se sont ceux qui ont la plus grande vitesse de groupe. De plus, étant donné que leur énergie $\hbar \omega_{lm}$ est plus proche de l'énergie thermique que celle des modes de plus hautes fréquences, ils sont les plus gros contributeurs à la conductance d'échange.

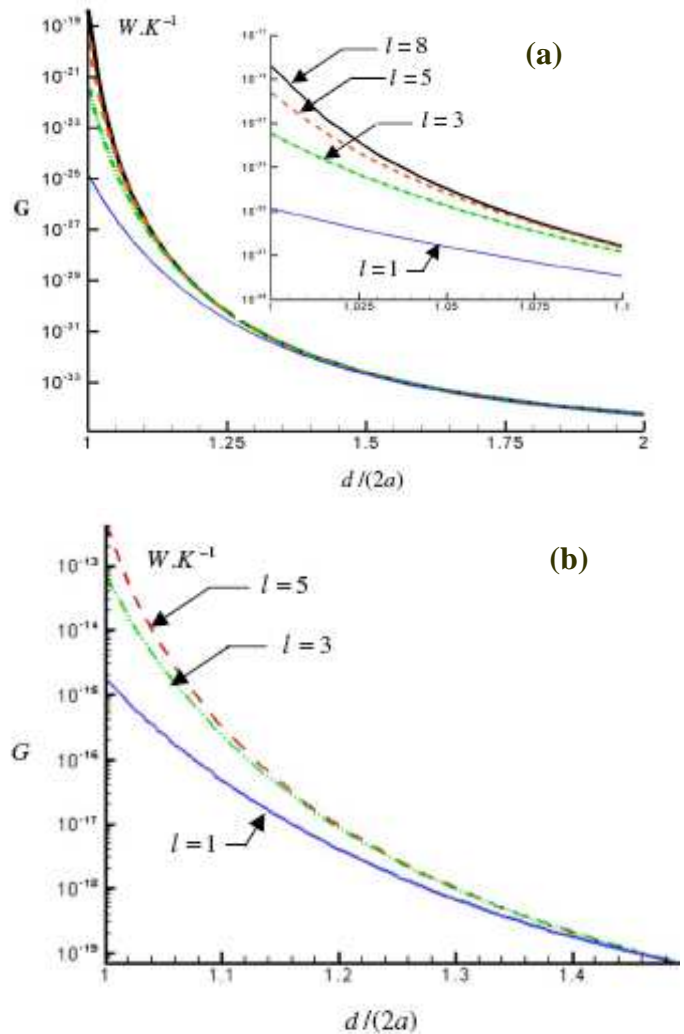


Fig. III-7 : Conductance thermique plasmonique à 900 K d'une chaîne de 10 nanoparticules de cuivre de 10 nm de rayon plongée dans le vide (a) et dans une matrice diélectrique transparente (b) de permittivité $\epsilon_m = 10$ pour différentes distances de séparation entre nanoparticules. L'encart de la figure (a) représente l'évolution de la conductance au voisinage du contact.

L'évolution de la conductance d'échange en fonction de la distance de séparation (Fig. III-7) montre que

-les interactions quadripolaires et les interactions multipolaires d'ordres supérieurs ($l > 1$) participent significativement aux transferts de chaleur à très courte distance (typiquement pour des distances de séparation inférieures à $3a$). La présence des multipôles conduit, lorsque les nanoparticules sont presque en contact, à une augmentation de la conductance d'échange de 5 à 6 ordres de grandeurs de plus que dans le cas de l'approximation dipolaire ($l=1$). Le nombre de multipôles qui contribuent au transfert de chaleur augmente à mesure que le réseau se densifie. Cependant, la conductance d'échange sature autour d'une valeur finie ($\approx 10^{-18} W.K^{-1}$ pour une chaîne de nanoparticules de cuivre de 10 nm dans le vide) et ce quelque soit le nombre de modes supplémentaires que l'on inclus dans le calcul du flux de chaleur. Ceci résulte [89] de la décroissance rapide de la vitesse de groupe des modes avec l'ordre du mode comme on le constate sur la Fig. III-5.

- pour des distances de séparation supérieures à $3a$ les échanges sont dus uniquement aux interactions dipolaires [17].

En outre, la conductance d'échange croît avec la permittivité diélectrique (Fig. III-8) de la matrice. Lorsque le milieu hôte se comporte comme un métal, c'est-à-dire lorsque sa permittivité électrique est négative, certains modes collectifs deviennent non-balistiques (Fig. III-6) y compris dans l'approximation dipolaire [88-89] et ne contribuent donc plus au transfert de chaleur. La conductance d'échange chute alors brutalement.

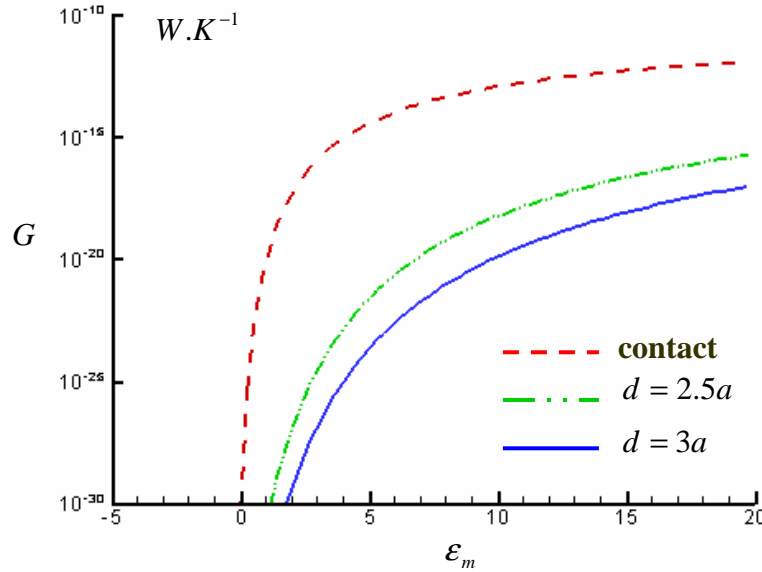


Fig. III-8 : Conductance thermique plasmonique à 900 K d'une chaîne de 10 nanoparticules de cuivre de 10 nm de rayon plongée dans différentes matrices diélectriques.

III.2-3 Conductivité thermique multipolaire en régime diffusif

Nous décrivons maintenant les principales caractéristiques du comportement thermique des réseaux monodimensionnels droits dans le second régime asymptotique du transfert, à savoir le régime de Fourier où la longueur de la chaîne est beaucoup plus grande que le libre parcours moyen des modes de plasmon collectifs. Dans ce régime, les porteurs d'énergie subissent de nombreuses collisions le long de la chaîne. Contrairement au paragraphe précédant, on calculera ci dessous la conductivité thermique du réseau plutôt que la conductance thermique, cette grandeur n'étant pas, comme nous l'avons vu, une propriété intrinsèque. Pour calculer la conductivité thermique d'une chaîne, on procède de la même manière que pour un problème classique de conduction de la chaleur. Il s'agit en fait de calculer le flux de chaleur à une position donnée z lorsque la chaîne est soumise à un gradient de température puis d'appliquer la loi de Fourier pour en déduire la conductivité thermique de la chaîne. Le flux de chaleur au point z qui traverse la surface sectionnelle $S = \pi a^2$ de la chaîne se calcule en superposant les contributions dues aux porteurs d'énergie issus de la droite et de la gauche de ce point. La contribution à ce flux liée au mode d'ordre lm se calcule à partir de la relation

$$j_{lm} = [n(z - \ell_{lm})E(z - \ell_{lm}) - n(z + \ell_{lm})E(z + \ell_{lm})] \frac{v_{glm}}{S} = -2\ell_{lm} \frac{v_{glm}}{S} \frac{\partial nE}{\partial z}, \quad (\text{III-23})$$

où $\ell_{lm} = \mathbf{v}_{glm} \tau_{lm}$ désigne le libre parcourt moyen du porteur, τ_{lm} étant le temps de vie du mode. Dans cette expression $n(z)$ représente la densité de porteurs par unité de longueur au point z et $E(z)$ l'énergie des porteurs en ce point. Comme la densité d'état en dimension un est, par définition [94], donnée par l'expression $\rho(k)dk = \frac{Ldk}{\pi}$, le produit nE dans la relation (III-23) s'écrit également

$$nE = \frac{dk}{\pi} \hbar \omega_{lm}(k) f_B[\omega_{lm}(k), T]. \quad (\text{III-24})$$

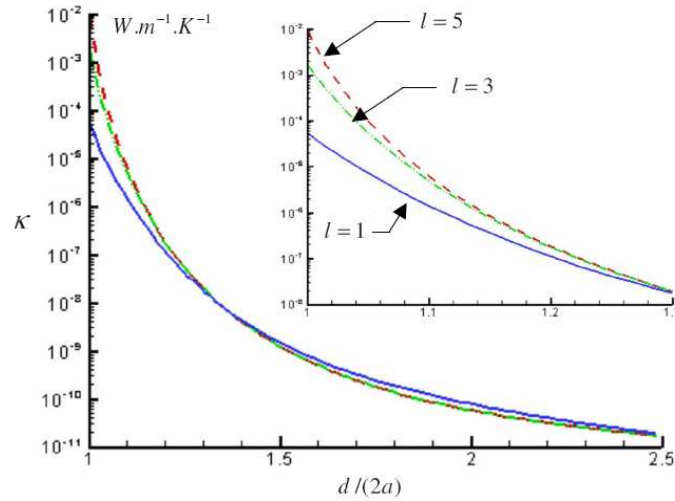


Fig. III-9 : Conductivité thermique plasmonique à 900 K d'une chaîne de 1000 nanoparticules de cuivre de 10 nm de rayon plongée dans une matrice diélectrique ($\epsilon_m = 10$) pour différentes distances de séparation entre les nanoparticules.

Dans cette relation seule la fonction de distribution de Bose-Einstein $f_B[\omega, T] = \frac{1}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1}$ dépend de z à travers le champ de température T . Il s'en suit que le flux de chaleur dû au mode lm autour du nombre d'onde k s'écrit

$$j_{lm} dk = -2 \frac{v_{glm}^2(k)}{S} \tau_{lm}(k) k_B \left(\frac{\hbar \omega_{lm}(k)}{k_B T} \right)^2 \exp\left(\frac{\hbar \omega_{lm}}{k_B T} \right) f_B^2[\omega_{lm}(k), T] \frac{dk}{\pi} \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (\text{III-25})$$

On reconnaît ici l'expression de la loi de Fourier monodimensionnelle lorsque le nombre d'onde est fixé. Après intégration sur tout les nombres d'onde et sommation sur toutes les branches (tous les modes) du spectre, la conductivité thermique de la chaîne en régime de Fourier s'écrit

$$\kappa = \frac{2}{\pi S} \frac{\hbar^2}{k_B T^2} \sum_{lm} \int_0^{\pi/d} v_{glm}^2(k) \tau_{lm}(k) \omega_{lm}^2(k) \frac{e^{\beta \hbar \omega_{lm}}}{(e^{\beta \hbar \omega_{lm}} - 1)^2} dk. \quad (\text{III-26})$$

Les résultats présentés sur les Figs. III-9 et III-10 montrent l'évolution de la conductivité thermique de chaînes pour différentes distances de séparation entre nanoparticules et différentes matrices

diélectriques. D'un point de vu qualitatif ces résultats sont analogues à ceux obtenus en régime balistique.

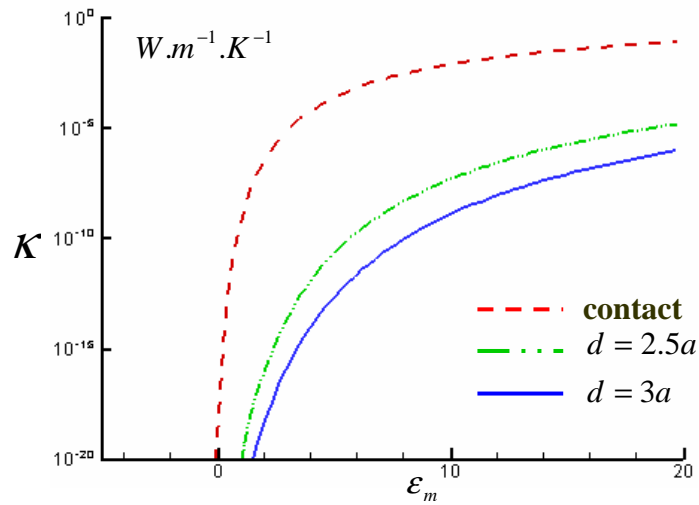


Fig. III-10 : Conductivité thermique plasmonique à 900 K d'une chaîne de 1000 nanoparticules de cuivre de 10 nm de rayon plongée dans différentes matrices diélectriques.

III.3 Perspectives

Dans ce chapitre nous avons montré que l'émission en champ proche des films minces lorsqu'ils supportent des polaritons de surface est qualitativement très différente de celle des matériaux massifs. Nous avons montré que l'hybridation des modes de surface symétriques et antisymétriques c'est-à-dire leur couplage entre les deux surfaces du film est responsable de l'apparition de deux pics distincts dans la densité d'état locale. Nous avons vu qu'à basses fréquences le mode symétrique est directement responsable d'une perte de cohérence spectrale de l'émission du film. En revanche, l'énergie associée au mode antisymétrique reste comme dans le cas du matériau massif bien localisé dans les hautes fréquences quelque soit l'épaisseur du film. Nous avons vu également que le mode antisymétrique pouvait être stationnaire ou encore avoir une vitesse de groupe négative alors que le mode symétrique garde un comportement plus classique avec une vitesse de groupe positive toujours quelque soit l'épaisseur du film.

Le problème du transport de la chaleur en champ proche dans un réseau de nanoobjets en interactions mutuelles a également été étudié. Nous avons montré que, dans un réseau de nanoparticules métalliques, les interactions entre les plasmons de surface supportés par chaque nanoparticules donnent naissance à des modes de plasmon collectifs qui se propagent à travers le réseau. Le transport de la chaleur véhiculée par ces modes à travers dans des réseaux monodimensionnels a été étudié à la fois en régime balistique et en régime de diffusif. On a montré que, lorsque la distance de séparation entre les nanoparticules est inférieure à leur diamètre les interactions multipolaires supplantent les interactions dipolaires et le transport de chaleur est significativement augmenté. Des conductivité thermique de l'ordre du centième de la conductivité thermique du métal massif ont été prédites dans ces réseaux. On peut s'attendre à des conductivité plus importantes encore dans les réseaux multidimensionnels du fait de l'augmentation des canaux de couplage entre les plasmons.

Le problème de l'interaction entre nanoobjets est, par nature, très similaire à celui de l'hybridation des orbitales atomiques dans une structure électronique. La conception ab initio de réseaux de nanoobjets est une perspective de recherche importante pour le développement de nouveaux matériaux fonctionnalisés. Elle pourra avantageusement se faire avec l'appui des chimistes dont les techniques de synthèse par auto-assemblage permettent aujourd'hui de balayer un grand nombre de configurations structurelles possibles.

Conclusion générale

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé sur une période d'environ huit ans. Il a suivi mon doctorat qui portait principalement sur le développement de techniques de télédétection pour la métrologie thermique inverse. Dans ce manuscrit, je me suis limité à la présentation de mes travaux de recherche sur les transferts de chaleur par rayonnement dans les matériaux composites micro et nanostructurés. Je n'ai pas décrit l'autre pan de mes activités de recherches qui porte principalement sur les transferts de chaleurs et de quantité de mouvement dans les solutions nanocolloïdales (nanofluides) et sur la manipulation de nanoobjets. Les principaux résultats que j'ai obtenu dans ce domaine sont néanmoins rappelés en annexe.

Dans ce mémoire, nous avons étudié dans un premier temps le transfert radiatif par ondes propagatives dans les matériaux composites dans l'approximation de l'optique géométrique. Nous avons vu qu'en adoptant un formalisme analogue à celui utilisé en théorie de la relativité générale on pouvait facilement résoudre le problème de la propagation des ondes dans ces milieux. Ainsi, en géométrisant l'espace temps on a pu mettre en évidence que les propriétés du champ de luminance et du champ de température dans ces milieux sont radicalement différentes de celles que l'on rencontre dans les milieux semi-transparents homogènes. Ces propriétés sont directement reliées à la courbure locale de l'espace-temps, courbure qui permet, par effet de lentille, d'amplifier l'intensité radiative dans certaines directions en annulant l'absorption du milieu, de modifier localement la probabilité de diffusion des ondes, de changer l'émission spontanée du milieu et de confiner partiellement l'énergie du champ électromagnétique dans certaines zones. Nous avons vu que les champs thermiques sont significativement affectés par ces propriétés optiques. Ainsi, nous avons vu que le confinement interne de l'énergie par piégeage optique est à l'origine d'un mécanisme de surchauffe locale. Il limite également l'exploration par transmission de ces milieux à certaines zones. Nous avons vu également qu'il était possible, moyennant certaines corrections, de tenir compte de la diffraction durant la propagation des ondes. Néanmoins ceci n'a pu être réalisé que dans le cas particulier des champs scalaires, l'extension aux champs vectoriels restant à faire. D'autre part, dans l'approche que nous avons suivis, les corrections à l'approximation de l'optique géométrique ont été introduites de façon itérative. Une approche fluctuatoire directe semble cependant envisageable pour rendre compte des effets ondulatoires dans ces milieux.

Nous avons également étudié le comportement émissif en champ lointain des matériaux micro et nanostructurés plans. Nous nous sommes d'abord intéressé à l'étude de l'émission thermique de simple films et montré qu'ils étaient susceptible de se comporter comme des antennes thermiques simultanément pour les deux états de polarisation du champ électromagnétique. Nous avons montré que ce comportement était dû aux modes propres de la structure qui sont analogues aux modes discrets d'une cavité de Fabry-Perot. Nous avons également montré qu'en introduisant un film fin absorbant dans une structure diélectrique périodique (cristal photonique) il était possible de faire apparaître un mode localisé dans la bande interdite du cristal. Nous avons vu que ce mode pouvait se coupler avec le champ propagatif à travers le cristal et qu'il permettait de concevoir une source quasimonochromatique très performante. Une méthode stochastique de conception de sources thermiques cohérentes a également été développées. Cette méthode repose sur une approche rationnelle du design de la structure interne des matériaux composites. Elle constitue un changement complet de paradigme dans la conception des sources qui reposait jusqu'alors sur une démarche heuristique de type essai-erreur. Elle ouvre de nombreuses perspectives pour la conception de nouveaux matériaux fonctionnalisés. Cette méthode a permis non seulement d'identifier les structures appropriés pour obtenir les propriétés d'émission désirées mais également de mettre à jours de nouveaux mécanismes physiques qui permettent un contrôle spectral et directionnel plus efficace de l'émission thermique. Ainsi, nous avons montré que les structures désordonnés pouvaient posséder des bandes interdites partielles ou omnidirectionnelles bien plus large que celles que présentent les structures périodiques (les cristaux photoniques) ou les structures pseudo-périodiques (les quasi-

cristaux). Ces milieux désordonnés permettent de réaliser un couplage fort et localisé (spectralement ou directionnellement) entre les ondes propagatives et des modes résonnants supportés par les couches internes de la structure. Ils ont permis de concevoir des sources thermiques quasi-monochromatique et des sources partiellement cohérentes très performantes (à haut degré de cohérence) depuis le visible i jusqu'à l'infrarouge lointain. L'incorporation de couches magnétiques devrait permettre de concevoir des métamatériaux fonctionnalisés bien plus performants encore que les structures que nous avons conçu jusqu'ici.

Enfin, nous avons abordé le problème du transport de la chaleur en champ proche dans les matériaux composites lorsque les composants élémentaires de ces milieux supportent des modes de surface. Quand la concentration en nanoobjets devient importante, l'énergie radiative échangée entre ces objets provient principalement du couplage entre leurs modes de surface. La encore, nous avons commencé par l'étude du comportement des films minces isolés. Nous avons vu que l'hybridation des modes de surface symétriques et antisymétriques supportés par les films fins était responsable du comportement singulier des films minces en champ proche. Comparé aux matériaux massifs, nous avons montré que l'énergie à la surface des films minces métallique était distribuée de part et d'autre de la fréquence du plasmon de surface du matériau massif. Nous avons vu qu'à mesure que l'épaisseur du film diminue, le décalage spectral entre les modes symétriques et antisymétriques augmente. En outre, nous avons montré que le mode symétrique est responsable d'une perte de cohérence spectral du champ à basse fréquence alors que l'énergie associé au mode antisymétrique reste relativement bien localisé à haute fréquence sur le spectre quelque soit l'épaisseur du film. Ces prédictions théoriques devraient pouvoir être vérifiées expérimentalement à l'aide des nouvelles techniques de microscopie thermique en champ proche [96].

Nous avons ensuite étudié le transport de la chaleur en champ proche dans un réseau monodimensionnel de nanoparticules métalliques. Nous avons vu que les interactions entre les plasmons de surface supportés par chaque nanoparticule donnent naissance à des modes de surface collectifs. Le transport de chaleur véhiculé par ces modes à travers le réseau a été étudié en régime balistique et en régime de Fourier. Nous avons montré qu'à courtes distances de séparation (typiquement inférieures au diamètre des nanoparticules) les interactions multipolaires entre nanoparticules devenait très grandes devant les interactions dipolaires et contribuaient à augmenter très significativement le transfert de chaleur. Il a alors été démontré que la conductivité thermique associé à ces modes de plasmon collectifs pouvait atteindre quelque centième de la conductivité thermique du métal massif. Ce résultat laisse entrevoir des perspectives prometteuses pour la conception de matériaux composites bon conducteur de la chaleur à bases de nanoparticules. On peut en effet s'attendre à ce que dans les réseaux bi et tridimensionnels de nanoparticules ou dans des clusters de nanoparticules la multiplication des couplages augmente encore la conductivité thermique associée à ces modes collectifs. Dans cette perspective il serait intéressant d'appliquer la méthode de design ab initio que nous avons développé pour identifier « les meilleurs » distributions spatiales de nanoparticules. Ces travaux pourraient trouver de applications notamment dans les nouvelles technologies de la conversion d'énergie comme la conversion d'énergie thermophotovoltaïque de champ proche ou encore dans les techniques de gravure par thermique assistée comme la nanophotolithographie.

Bibliographie

- [1] F. Dalfovo, S. Giorgini, L. P. Pitaevski and S. Stringari, *Rev. Mod. Phys.*, 71, 463-512 (1999).
- [2] W. G. Unruh, *Phys. Rev. D* 51, 2827-2838 (1995).
- [3] N. B. Kopnin and G. E. Volovik, *JETP Lett.* 67, 140-145 (1998).
- [4] M. Visser, *Class. Quantum Grav.* 15, 1767-1792 (1998).
- [5] L. J. Garay, J. R. Anglin, J. I. Cirac and P. Zoller, *Phys. Rev. A*, 63 023611(2001).
- [6] L. J. Garay, J. R. Anglin, J. I. Cirac and P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.*, 85, 4643-4647 (2000).
- [7] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton and C. H. Behroozi, *Letters to Nature*, 397, 594-598 (1999).
- [8] U. Leonhardt and P. Piwnicki, *Phys. Rev. Lett.* 84, 822-825 (2000).
- [9] W. Dittrich and H. Gies, *Phys. Rev. D* 58, 025004 (1998).
- [10] S. Liberati, S. Sonego, M. Visser, *Phys. Rev. D* 63, 085003 (2001).
- [11] M. Novello, V. A. De Lorenci, J. M. Salim and R. Klippert, *Phys. Rev. D* 61, 045001 (2000).
- [12] M. Novello, J. M. Salim, *Phys Rev D* 63, 083511 (2001).
- [13] U. Leonhardt, P. Piwnicki, *Phys. Rev. A* 60, 4301-4312 (1999).
- [14] U. Leonhardt, *Phys. Rev. A* 62, 012111 (2000).
- [15] T.A. Jacobson, G.E. Volovik, *JETP Lett.* 68, 874-880 (1998).
- [16] U. Leonhardt, *Science*, 312, 1777 (2006). Voir également D. Felbacq, *OPN*, 18, 6, 32-37, 2007.
- [17] J. B. Pendry, D. Schuring and D. R. Smith, *Science* 312, 1780 (2006).
- [18] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, John Wiley & Sons (1998).
- [19] **P. Ben-Abdallah, *J. Opt. Soc. Am. B*, 1766-17772, 19, (2002).**
- [20] C. W. Misner, K. S. Thorne and J. A. Wheeler, *Gravitation*, San Francisco Freeman (1973).
- [21] D. A. G. Bruggeman, *Ann. Phys.* 416, 636-679 (1935).
- [22] D. E. Aspnes, *Thin Solid Films*, 89, 249-262 (1982). Pour une revue relativement complète sur les propriétés optiques des matériaux composites voir également D. J. Bergman and D. Stroud, in *Solid State Physics*, édité par H. Ehrenreich and D. Turnbull (Academic, New York), 46, 178-320 (1992).
- [23] A. I. Căbuz, D. Felbacq, and D. Cassagne, *Phys. Rev. A* 77, 013807 (2008). Voir également A. I. Căbuz, D. Felbacq, and D. Cassagne, *Phys. Rev. Lett.* 98, 037403 (2007).
- [24] V. M. Shalaev, *Nonlinear optics of random media : fractal composites and metal-dielectric films*, Springer, Berlin (2000).
- [25] Yu. A. Kravtsov, Yu. I. Orlov, *Geometrical optics of inhomogeneous media*, Springer Verlag, Berlin, (1990).
- [26] **P. Ben-Abdallah and V. Ledez, *J. Opt. Soc. Am. B*, 1667-1675, 18, 11 (2001).**
- [27] **P. Ben-Abdallah, *Applied Optics*, 5452-5458, 40, 30 (2001).**
- [28] **P. Ben-Abdallah and V. Ledez, *J. Quant. Spect. Rad. Trans.*, 125-137, 67, 2, (2000).**

- [29] P. Ben-Abdallah and V. Ledez, *J. Quant. Spect. Rad. Trans.*, 595-608, 65, 4, (2000).
- [30] P. Ben-Abdallah and V. Ledez, *J. Quant. Spect. Rad. Trans.*, 341-365, 70, 3 (2001).
- [31] P. Ben-Abdallah, S. Fumeron, V. Ledez and A. Charette, *J. of Thermophysics and Heat Transfer*, 184-189, 15, 2 (2001).
- [32] R. Siegel and J. R. Howell, *Thermal radiation heat transfer*, Taylor & Francis (2002).
- [33] P. Ben-Abdallah, *J. Quant. Spect. Rad. Trans.*, 69-90, 73, 1 (2002).
- [34] P. Ben-Abdallah, V. Ledez, D. Lemonnier, S. Fumeron and A. Charette, *J. Quant. Spect. Rad. Trans.*, 61-80, 69, 1 (2001).
- [35] P. Ben-Abdallah and V. Ledez, *J. Quant. Spect. Rad. Trans.*, 555-569, 66, 6 (2000).
- [36] P. Ben-Abdallah and V. Ledez, *J. Quant. Spect. Rad. Trans.*, 185-198, 67, 3 (2000).
- [37] P. Ben-Abdallah, M. Sakami, V. Ledez, J. B. Saulnier and A. Charette, *Applied optics*, 411-417, 39, 3 (2000).
- [38] U. R. Fischer and M. Visser, *Phys. Rev. Lett.*, 88, 110201 (2002) sur la déflexion des phonons au voisinage d'un vortex dans les condensats de Bose-Einstein . Voir également chez les mêmes auteurs, *Annals of Phys.* 22-39, 304 (2003).
- [39] P. Ben-Abdallah, *J. Quant. Spect. Rad. Trans.*, 1-11, 73 (2002).
- [40] Y. A. Kravtsov, G. W. Forbes and A. A. Asatryan, *Theory and applications of complex rays*, Progress in Optics, Elsevier, (1999).
- [41] P. Ben-Abdallah and B. Ni, *J. Quant. Spect. Rad. Trans.*, 481-488, 78, 5 (2003).
- [42] P. Ben-Abdallah and B. Ni, *J. Quant. Spect. Rad. Trans.*, 115-122, 84 (2004).
- [43] J. Hesketh, J. N. Zemel, and B. Gehart, *Nature* 325, 549 (1986).
- [44] J.J. Greffet, R. Carminati, K. Joulain, J.P. Mulet, S. Mainguy and Y Chen, *Nature* 61-64, 416 (2002).
- [45] S. John, *Phys. Rev. Lett.* 58, 2486-2489 (1987).
- [46] E. Yablonovitch, *Phys. Rev. Lett.* 58, 2059-2062 (1987). Pour une revue plus récente, voir également H. Benisty, S. Kawakami, D. Norris and C. Soukoulis, *Photonics and Nanostructures : fundamentals and applications* (Elsevier, 2003).
- [47] E. R. Brown and O. B. McMahon, *Appl. Phys. Lett.*, 1300, 68 (1995).
- [48] R. Biswas, E. Ozbay, B. Temelkuran, M. Bayindir and M. Sigalas, *J. Opt. Soc. Am. B*, 17, (2001).
- [49] S. Enoch, G Tayeb, P. Sabouroux, N. Guérin and P. Vincent, *Phys. Rev. Lett.* 89, 2013902 (2002).
- [50] V. G. Vesselago, *Sov. Phys. Usp.*, 509, 10 (1968); D. R. Smith and N. Kroll, *Phys. Rev. Lett.*, 3933, 85 (2000).
- [51] S. Zhang, W. Fan, N. C. Panoiu, K. J. Malloy, R. M. Osgood and S. R. Brueck, *Phys. Rev. Lett.* 137404, 95 (2005).

- [52] F. M. Wang, H. Liu, T. Li, Z. G. Dong, S. N. Zhu and X. Zhang, *Phys. Rev. E*, 016604, 75 (2007).
- [53] O. G. Kollyukh, A. I. Liptuga, V. Morozhenko and V. I. Pipa, *Opt. Comm.*, 349-352, 225 (2003); K. Y. Guga, O. G. Kollyukh, A. I. Liptuga, V. A. Morozhenko and V. I. Pipa, *Semicond.*, 507-511, 38 (2004); X. Liang and M. Han, *Chinese Science Bulletin*, 1426-1431, 52 (2007).
- [54] P. Ben-Abdallah, *J. Opt. Soc. Am. A* , 21, 7, (2004) ; P. Ben-Abdallah and B. Ni, *J. Quant. Spect. Rad. Trans.*, 181-187, 91, 2 (2005).**
- [55] B.J.Lee and Z. M. Zhang, *J. Appl. Phys.*, 100, 063529, (2006)
- [56] I. Celanovic, D. Perreault and J. Kassakian, *Phys. Rev. B* 72, 075127 (2005)
- [57] A. Battula and S. C. Chen, *Phys. Rev. B*, 74, 245407, (2006). voir aussi Ming-Wei Tsai, *Appl. Phys. Lett.* 89, 173116 (2006).
- [58] K. Joulain and A. Loizeau, *J. Quant. Spect. Rad. Trans.*, 104, 208 (2007).
- [59] L. Mandel and E. Wolf, *Optical coherence and quantum optics*, Cambridge University Press, New York (1995).
- [60] P. Yeh, *Optical Waves in Layered Media*, Wiley, New York (1988).
- [61] M. U. Pralle, N. Moelders, M. P. McNeal, I. Puscasu, A. C. Greenwald, J. T. Daly, E. A. Johnson, T. F. George, D.S. Choi, I. El-Kady and R. Biswas, *Appl. Phys. Lett.*, 81, 25, 4685-4687 (2002).
- [62] L. McCall, P. M. Plazman, R. Dalichaouch, D. Smith, and S. Schultz, *Phys. Rev. Lett.* 67, 2017–2020 (1991).
- [63] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. D. Meade, K. D. B. A. M. Rappe, and J. D. Joannopoulos, *Phys. Rev. Lett.* 67, 3380–3383 (1991).
- [64] M. M. Sigalas, C. M. Soukoulis, C. T. Chan, R. Biswas, and K. M. Ho, *Phys. Rev. B* 59, 12767-12770 (1999).
- [65] M. Iida, M. Tani, K. Sakai, M. Watanabe, S. Katayama, H. Kondo, H. Kitahara, S. Kato, and M. W. Takeda, *Phys. Rev. B* 69, 245119 (2004).
- [66] P. Ben-Abdallah and B. Ni, *J. Appl. Phys.*, 97, 104910 (2005).**
- [67] J. Drevillon, *Design ab-initio de matériaux micro et nanostructures pour l'émission thermique cohérente en champ proche et en champ lointain*, thèse de doctorat, Université de Nantes, soutenue en dec. 2007.
- [68] J. Drevillon and P. Ben-Abdallah, *J. Appl. Phys.*, 102, 114305 (2007).**
- [69] J. H. Holland, *Adaptation in Natural and Artificial Systems*, MIT Press/Bradford Books Edition, Cambridge, MA (1992).
- [70] E. D. Palik, *Handbook of optical constants of solids*, Academic Press, London (1998).
- [71] W. Gellermann, M. Kohmoto, B. Sutherland, and P. C. Taylor, *Phys. Rev. Lett.* 72, 633 (1994); T. Hattori, N. Tsurumachi, S. Kawato, and H. Nakatsuka, *Phys. Rev. B* 50, 4220-4223 (1994); A. Della Villa et al., *Phys. Rev. Lett.* 94, 183903 (2005) and references therein.
- [72] A. Majumdar, *Science*, 303, 777 (2004).

- [73] J. Drevillon, P. Ben-Abdallah, K. Joulain and G. Domingues, Local density of state of non-radiative electromagnetic field at the surface polaritons frequency of thin films, arXiv (2008).
- [74] R. Carminati and J.-J. Greffet, Phys. Rev. Lett. 82, 1660-1663 (1999).
- [75] A. V. Shchegrov, K. Joulain, R. Carminati, and J.-J. Greffet, Phys. Rev. Lett. 85, 1548-1551 (2000).
- [76] S. M. Rytov, Theory of Electrical Fluctuations and Heat Emission, Akademii Nauk SSSR, Moscow (1953).
- [77] S. A. Biehs, D. Reddig and M. Holthaus, Eur. Phys. J. B, 423-431, 58 (2007).
- [78] J. E. Sipe, J. Opt. Soc. Am. B, 481, 4 (1987).
- [79] K. Joulain, J.-P. Mulet, F. Marquier, R. Carminati and J.-J. Greffet, Surface Science Reports, 59-112, 57, 3-4 (2005).
- [80] A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, Phys. Rev. B 63, 205404 (2001). A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, Phys. Rev. B 69, 045417 (2004); A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, Rev. Mod. Phys., 1291, 79 (2007).
- [81] G. Domingues, S. Volz, K. Joulain, and J.-J. Greffet, Phys. Rev. Lett. 94, 085901 (2005).
- [82] A. Kittel, W. Müller-Hirsch, J. Parisi, S.-A. Biehs, D. Reddig, and M. Holthaus, Phys. Rev. Lett. 95, 224301 (2005).
- [83] A. Pérez-Madrid, J. M. Rubi and L. C. Lapas, arXiv :0801.1768 (2008).
- [84] I. Dorofeyev, Phys. Lett. A, 1341-1347, 372 (2008).
- [85] A. Narayanaswamy, G. Chen, Phys. Rev. B 77, 075125 (2008).
- [86] P. O. Chapuis, M. Laroche, S. Volz and J. J. Greffet, arXiv : 0803.0902 (2008).
- [87] N. Mikuszeit, E. Y. Vedmendenko and H. P. Oepen, J. Phys. : Condens. Matter, 16, 9037 (2004).
- [88] P. Ben-Abdallah, Appl. Phys. Lett., 89, 113117 (2006).**
- [89] P. Ben-Abdallah, K. Joulain, J. Drevillon and C. Le Goff, Phys. Rev. B, 77, 075417 (2008).**
- [90] H. Faxen, Ann. Phys. (Leipzig) 68, 89 (1922).
- [91] P. A. Bobbert and J. Vlieger, Physica A, 147, 115 (1987).
- [92] B. U Felderhof, G. W. Ford and E. G. D. Cohen, J. Stat. Phys. 28, 135 (1982).
- [93] D. J. Bergman, Phys. Rev. B, 19, 2359 (1979). Voir aussi F. Claro, Phys. Rev. B, 25, 2483 (1982).
- [94] C. Kittel, Introduction à la physique de l'état solide, 2 nd. Ed. , Dunod, Paris (1970).
- [95] M. Cross and R. Lifshitz, Phys. Rev. B 64, 085324 (2001).
- [96] Y. De Wilde, F. Formanek, R. Carminati, B. Gralak, P.A. Lemoine, J. P. Mulet, K. Joulain, Y.

Chen and J. J. Greffet, Nature, 740- 743, 444 (2006).

Les articles en gras sont reproduits dans l'annexe.

Articles supplémentaires reproduits en annexe :

Sur la métrologie non-destructive :

[97] G. Legros, A Fuentes, P. Ben-Abdallah, J. Baillargeat, P. Joulain, J. P. Vantelon and J. Torero, Three-dimensional recomposition of the absorption field inside a non-buoyant sooting diffusion flame. Optics Letters, 3311-3313, 30, 24 (2005).

Sur la manipulation de nanoobjets :

[98] P. Ben-Abdallah, B. Ni, A. Ould El Moctar , N. Aubry and P. Singh, Optical manipulation of neutral nanoparticles suspended in a microfluidic channel, J. Appl. Phys., 99, 094303 (2006).

Sur la thermique des suspensions nanocolloïdales :

[99] P. Ben-Abdallah, Dynamic structure and cluster formation in confined nanofluids under the action of an external force field, Phys. Rev. E, 74, 041407 (2006).

[100] C. Le Goff, P. Ben-Abdallah , G. Domingues and A. Ould El Moctar, Enhanced thermal conductivity in nanofluids under the action of oscillating force fields, J. Nanoparticle Research, 10.1007/s11051-007-9346-z-(2007).

Quatrième Partie

Annexes

